

Société Française de Physique  
Siège social et administration  
33, rue Croulebarbe  
75013 Paris - Tél. : 01.44.08.67.10  
sfp@sfpnet.org

Reconnue d'utilité publique  
par décret du 15 janvier 1881  
Membre de la Société européenne  
de physique

NUMÉRO 148

MARS 2005

Nouvelle série

Abonnement annuel  
(5 numéros) : 40 €

le numéro : 10 €



#### AU SOMMAIRE

- 4 Des outils de micromécanique pour comprendre l'adhésion et la migration cellulaire, A. Asnacios *et al.*
- 9 Propriétés électriques de la matière granulaire : « l'effet Branly continu », É. Falcon et B. Castaing
- 13 Histoire d'un puits quantique pour un compteur électrique, J.L. Robert et V. Mosser
- 16 Index des articles parus en 2004
- 29 Séquestration du gaz carbonique, H. Nifenecker
- 32 Éditorial



**bulletin de la société française de physique**

# Propriétés électriques de la matière granulaire : « l'effet Branly continu »

Éric Falcon et Bernard Castaing

École Normale Supérieure de Lyon

## Introduction et problématique

« L'effet cohéreur » ou « effet Branly » (voir historique en p. 12) est une transition de conduction électrique (d'un état isolant à un état conducteur) d'une poudre métallique oxydée lorsqu'une onde électromagnétique est émise dans son voisinage [1]. Lorsqu'une poudre métallique remplit un tube entre 2 électrodes, elle possède une résistance initiale très élevée jusqu'à quelques M $\Omega$ , du fait de l'isolant (e.g. l'oxyde) présent à la surface des particules. Quand une onde électromagnétique est émise à proximité de la poudre, la résistance de celle-ci chute jusqu'à quelques centaines d'ohms. Un simple choc mécanique sur le tube suffit pour retrouver l'état isolant initial. Cet effet à distance découvert en 1890 par É. Branly en rejoint d'autres, notamment lorsqu'une tension électrique continue est directement appliquée à la poudre : une transition de conduction (que l'on appellera « effet Branly continu ») d'un état isolant à un état conducteur est observée lorsque la tension atteint un certain seuil [2], des fluctuations et des relaxations lentes de la résistance apparaissent au cours du temps sous certaines conditions [3,4].

Le tube de Branly, en tant que récepteur d'ondes électromagnétiques, fût à l'origine des premières transmissions radio sans fil à la fin du 19<sup>e</sup> siècle. Cependant, l'origine physique de cette transition de conduction dans un milieu granulaire reste à l'heure actuelle toujours partiellement incomprise. Depuis lors, plusieurs interprétations à l'échelle du contact ont été évoquées sans réelle démonstration : claquage diélectrique de la couche d'oxyde sur les grains [3], effet tunnel modifié à travers la jonction métal - oxyde/semi-conducteur - métal [5], attraction entre les grains de nature électrostatique ou moléculaire [6], soudure locale des microcontacts par chauffage par effet Joule [5,7,8]. Un processus collectif de percolation au sein de l'assemblée de grains a aussi été évoqué [3,6,7].

Nous avons entrepris au laboratoire de Physique de l'ENS de Lyon diverses expériences (1D, réseau bidimensionnel de billes, et poudre métallique) permettant de comprendre l'origine de cette transition de conduction électrique. Dans un premier temps, nous avons cherché à démêler les effets locaux (contacts entre grains) des effets collectifs de l'assemblée de grains pouvant être responsables de cette transition de conduction. Toutes nos expériences sont jusqu'à présent réalisées « en continu », l'influence de la fréquence de l'onde sera étudiée ultérieurement. Nous exposons ici l'origine de cette transition de conduction électrique en nous basant sur une expérience modèle avec une chaîne de billes [9]. Enfin, dans un prochain article du *Bulletin*, nous insisterons sur les effets collectifs impliquant, par exemple, que le courant à travers une poudre métallique est très bruyé et que ce bruit possède d'intéressantes propriétés d'invariance d'échelle et d'intermittence, avec des similarités et des différences avec la turbulence hydrodynamique [4].

## Dispositif expérimental

Comprendre la transition de conduction électrique dans les milieux granulaires métalliques est un problème complexe dépendant d'un nombre important de paramètres : des propriétés globales relatives à l'assemblée de grains (e.g., distribution statistique de la taille et de la forme des grains, distribution spatiale des forces), et des propriétés locales relatives au contact entre 2 grains (e.g. : degré d'oxydation, état de

surface, rugosité). Parmi les phénomènes proposés ci-dessus pour expliquer l'effet cohéreur, certains apparaissent comme des contributions secondaires. Par exemple, puisque l'effet cohéreur a aussi été observé par Branly pour un contact unique entre 2 grains [10], la percolation ne peut pas être le mécanisme prédominant. De même, lorsque 2 billes en contact sont placées en série avec une pile, l'effet cohéreur est observé dès que la tension imposée dépasse un certain seuil [2], de façon similaire à l'action à distance d'une étincelle ou d'une onde électromagnétique. Ainsi, nous réduisons ici délibérément le nombre de paramètres, sans perdre en généralité, en étudiant le transport électrique d'une chaîne de N billes métalliques directement soumise à une source de tension ou de courant continu.

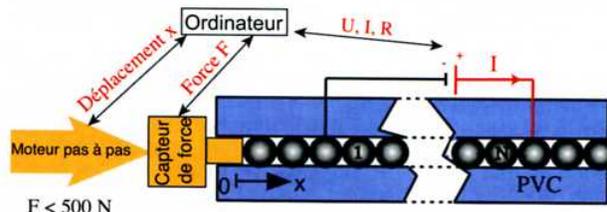


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental pour l'étude de l'effet Branly continu dans une chaîne de billes.

Le dispositif expérimental est schématisé en figure 1 : 50 billes identiques en acier inoxydable, de 8 mm de diamètre et 0,1  $\mu\text{m}$  de rugosité, sont placées à l'intérieur d'un bâti en PVC. Un moteur pas à pas permet de comprimer la chaîne jusqu'à une force statique  $F \leq 500$  N, et de mesurer à l'aide d'un compteur la déformation totale de la chaîne,  $x$ , pour atteindre cette force. Lors d'une expérience typique, nous choisissons d'imposer à la chaîne une source de courant ( $1 \mu\text{A} \leq I \leq 1$  A) et de simultanément mesurer la tension  $U$ , et donc la résistance  $R=U/I$ . Des résultats similaires sont obtenus en imposant la tension et en mesurant  $I$ , et ainsi  $R$ . Le nombre  $N$  de billes situées entre les billes électrodes peut varier de 1 à 41 en déplaçant les 2 billes électrodes au sein de la chaîne. Il est à noter que la plus basse résistance de la chaîne mesurée (quelques  $\Omega$ ) est bien plus grande que celle des fils soudés aux électrodes ou celle de l'acier inoxydable pur.

## Résultats expérimentaux

Le comportement mécanique mesuré de la chaîne de billes est en très bon accord avec la loi non-linéaire de Hertz (issue de l'élasticité linéaire), c'est-à-dire  $F \sim x^{3/2}$ . Ce résultat permet une estimation de l'échelle typique de déformation entre 2 billes de l'ordre de 2 à 20  $\mu\text{m}$ , et du rayon de contact apparent,  $A$ , de 40 à 200  $\mu\text{m}$ , pour des forces de compression de 10 à 500 N.

Le comportement électrique est bien plus surprenant que ce comportement mécanique ! Aucun soin particulier n'ayant été apporté aux billes, leur contact n'est pas métallique et la présence d'un film isolant (oxyde ou contaminant) de quelques nm d'épaisseur est probable. Lorsque le courant appliqué à la chaîne augmente, nous observons une transition d'un état isolant vers un état conducteur, voir figure 2. À force fixée et à faible courant appliqué, la caractéristique tension-courant ( $U - I$ ) est réversible et ohmique (flèche 1) de

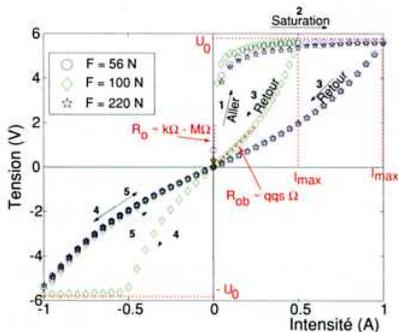


Figure 2 : Caractéristiques tension - courant ( $U - I$ ) d'une chaîne de  $N=13$  billes, pour différentes forces  $F$  et pour différents cycles d'intensité appliquée  $I_{max} \leq I \leq +I_{max}$  : (O, ☆)  $I = 0 \rightarrow 1A \rightarrow -1A \rightarrow 0$ , et (◇)  $I = 0 \rightarrow 0,5A \rightarrow -0,5A \rightarrow -1A \rightarrow 0$ . Une tension de saturation apparaît à  $U_0 = 5,8$  V, correspondant à une tension de saturation par contact  $U_0/(N+1) = 0,4$  V.

constante  $U_0$  (flèche 2). Dès que cette tension de saturation  $U_0$  est atteinte, la résistance devient irréversible lorsque le courant est diminué (flèche 3). La résistance atteinte à bas courant décroissant,  $R_{ob}$  ( $\sim 1$  à  $10 \Omega$ ), dépend alors de l'intensité maximale précédemment imposée  $I_{max}$ . Il est à noter que la trajectoire de retour non-linéaire est réversible lorsque l'on réaugmente le courant,  $I < I_{max}$ , et est aussi symétrique, lorsque le sens du courant appliqué à la chaîne est inversé (flèches 4 et 5). Pour diverses forces appliquées  $F$  et pour différents  $I_{max}$  (flèche en trait plein et en pointillé), on montre que les trajectoires de retour ne dépendent que de  $I_{max}$ , et suivent la même trajectoire de retour quand  $U$  est tracé en fonction de  $I_{ob}I$  (fig. 3). Les valeurs de  $R_{ob}$  sont déterminées par les pentes des trajectoires de retour à bas courant décroissant (fig. 2).

La chute de résistance observée, de plusieurs ordres de grandeur (de  $R_0$  à  $R_{ob}$ ), a des propriétés similaires à l'effet Branly observé avec de la poudre [1] ou avec un contact unique [2,10]. Il est à noter qu'après chaque cycle en intensité, la force appliquée à la chaîne est ramenée à zéro et nous faisons rouler les billes le long de l'axe de la chaîne pour renouveler les contacts entre les billes pour le cycle suivant. Avec cette méthodologie, la chute de résistance (effet Branly continu ou effet cohéreur), et la tension de saturation sont toujours observées et sont bien reproductibles. Cette tension de saturation  $U_0$  est indépendante de la force appliquée, mais dépend du nombre de billes  $N$  entre les électrodes. Lorsque  $N$  varie entre 1 et 41, la tension de saturation par contact  $U_{0/c}$   $U_0/(N+1)$  est mesurée constante de l'ordre de 0,4 V par contact. Cependant, cette tension de saturation dépend faiblement du matériau constituant les billes ( $U_{0/c}$  0,4 V pour les billes en acier inoxydable ; 0,2 V pour des billes en bronze ; 0,3 V pour des billes en laiton), mais reste du même ordre [9].

### Interprétation qualitative

Supposons un contact mécanique entre 2 sphères métalliques couvertes par une fine couche isolante. L'interface ainsi constituée est généralement composée d'un ensemble dilué de microcontacts du fait de la rugosité des surfaces des billes [5]. Le rayon moyen,  $a$ , de ces microcontacts est de l'ordre de grandeur de la rugosité typique des billes  $\approx 0,1 \mu m$ , qui est bien plus faible que le rayon de contact apparent de Hertz,  $A \approx 100 \mu m$ . La figure 4 montre schématiquement l'établissement du contact électrique par transformation de ce film faiblement conducteur. À faible courant appliqué, la résistance élevée du contact ( $k\Omega - M\Omega$ ) provient d'un chemin de conduction trouvé par les électrons injectés dans le film intact à travers une toute petite zone ( $\ll 0,1 \mu m$ ) de chaque micro-contacts (zones roses fig. 4). Le courant d'électrons modifie alors l'état du film et produit un « canal conducteur » : du fait du resser-

rement des lignes de courant au passage des micro-contacts, un échauffement par effet joule s'établit dans leurs voisinages. Le rayon des microcontacts augmente alors fortement de plusieurs ordres de grandeur (e.g., de  $a \ll 0,1 \mu m$  à  $a \approx qq\Omega 10 \mu m$ ), et par conséquent la résistance des contacts diminue alors fortement (fig. 4). Cette augmentation de rayon conduit au comportement non-linéaire de la caractéristique (flèche 1 jusqu'à 2 fig. 2). À plus grand courant, ce processus électrothermique peut aller jusqu'à la soudure locale des microcontacts (flèche 2 fig. 2), le film isolant est alors « percé » et des petites zones de contacts purement métalliques (de quelques  $\Omega$ ) se forment (zones rouges fig. 4). La caractéristique de retour  $U - I$  est alors réversible en diminuant puis en augmentant  $I$  (flèche 3 fig. 2). La raison est que les microcontacts ont été soudés et que, par conséquent, leur taille ne varie plus. La courbe de retour  $U - I$  dépend alors uniquement de la température du pont métallique via ses paramètres (conductivités électrique et thermique) et non plus via sa taille comme pour la trajectoire aller.

### Interprétation quantitative

Nous allons maintenant justifier quantitativement cette interprétation. Supposons un microcontact « propre » entre 2 conducteurs métalliques (thermiquement isolé à une température  $T_0$ , et sans film contaminant à leur surface). Si un courant électrique suffisant traverse ce contact pour produire un échauffement joule, supposé totalement dissipé par conduction thermique dans les conducteurs, alors une distribution de température d'équilibre s'établit alors très rapidement ( $\approx \mu s$ ) au voisinage de ce contact. La température maximale atteinte  $T_m$  se trouve au contact, et est reliée à la tension appliquée  $U$  selon  $T_m^2 - T_0^2 = U^2 / (4L)$ , où  $L = \pi^2 k^2 / (3e^2) = 2,45 \cdot 10^{-8} V^2/K^2$  est la constante de Lorentz faisant intervenir la constante de Boltzmann,  $k$ , et la charge de l'électron,  $e$ . Cette relation issue de l'équilibre thermique et de la loi d'Ohm montre que la température maximale atteinte au contact ne dépend pas des matériaux en contact ni de la géométrie du contact ! Ceci a pour origine le fait que la résistivité électrique,  $\lambda(T)$ , et la conductivité thermique,  $\rho(T)$ , d'un conducteur sont toutes deux liées aux électrons de conduction, imposant ainsi que leur dépendance respective avec la température soit telle que  $\lambda \rho \sim LT$ . Ainsi, une tension de 0,4 V appliquée aux bornes d'un contact conduit selon cette équation à une température  $T_m$  de  $1050^\circ C$ , pour  $T_0 = 20^\circ C$ . Une tension  $U \approx 0,3 - 0,4$  V conduit donc à une température de contact qui excède le point de ramollissement et/ou de fusion de la plupart des conducteurs. Des ponts métalliques sont ainsi créés par micro-soudure. Outre l'accord quantitatif avec la tension de saturation expérimentale  $U_0/c$  (fig. 2), l'équation ci-dessus montre que  $U_0/c$  est le paramètre pertinent dans les expériences et non pas l'amplitude du courant imposé. De plus, lorsque  $U$  approche  $U_0/c$  (fig. 2), l'échauffement local est suffisant d'après l'équation ci-dessus pour les ramollir. Ainsi, les aires de contact augmentent, conduisant donc à une diminution des résistances locales. Quand  $U_0/c$  est atteinte, les microcontacts se soudent, stabilisant ainsi les aires, la tension et leurs températures. Le phénomène est donc auto-régulé en tension et en température.

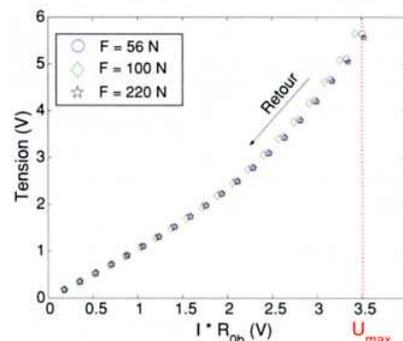


Figure 3 : Trajectoires de retour  $U - I$  de la figure 2 normalisées par la valeur de la résistance  $R_{ob}$  à faible courant décroissant, pour 3 forces appliquées.  $U_{max} + R_{ob} I_{max} \approx 3,5$  V.

Notre modèle quantitatif décrira

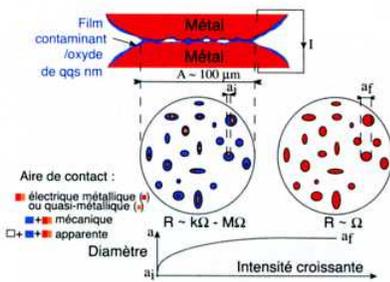


Figure 4 : Vue schématique de la construction du contact électrique à travers des micro-contacts par transformation du film d'oxyde/contaminant faiblement conducteur. À faible intensité  $I$ , le contact électrique est essentiellement régi par un mécanisme de conduction complexe à travers ce film via des canaux conducteurs (de sections augmentant avec  $I$ ). À  $I$  suffisamment grand, un couplage électrothermique engendre une soudure locale des microcontacts conduisant à la création de ponts métalliques bons conducteurs (de section constante).

obtenue [9]. Là encore, cette expression ne dépend pas de la géométrie du contact, ni du type de métal utilisé pour le contact ! Cependant, dans le cas d'alliages en contact, elle dépend du coefficient de température de la résistivité  $\alpha$  propre à l'alliage, paramètre lié aux défauts présents dans l'alliage.

Les trajectoires expérimentales de retour  $U - I$  normalisées (i.e.,  $U$  en fonction  $I \cdot R_{ob}$  dans la figure 3) sont comparées, figure 5, avec les solutions théoriques dans le cas des métaux purs, et d'un alliage d'acier inoxydable. Un très bon accord est trouvé entre les résultats expérimentaux et la théorie électrothermique, notamment pour le cas de l'alliage. Qualitativement, la solution pour le cas de l'alliage est plus proche des courbes expérimentales que la solution pour un métal pur. L'accord est même quantitativement excellent (ligne en trait plein de la figure 5). Pour cette comparaison, la valeur  $\alpha^{-1}$  est égale à  $4T_0$  au lieu de  $3,46 T_0$  (la valeur pour de l'acier inox AISI 304), puisque la valeur  $\alpha^{-1}$  pour l'acier inox AISI 420 constituant les billes utilisées est inconnue, mais doit rester proche de  $3,46 T_0$ . Durant cette trajectoire de retour expérimentale, la température d'équilibre,  $T_m$ , au microcontact est déduite de l'équation du paragraphe ci-dessus, sans aucun paramètre ajustable (encart fig. 5). Ainsi, lorsque la tension de saturation est atteinte ( $U_0 = 5,8 \text{ V}$ ),  $T_m$  est proche de  $1050^\circ\text{C}$  et suffisante pour ramollir ou faire fondre les microcontacts entre les  $N=13$  billes de la chaîne. Nous pouvons donc dire que notre mesure implicite de la température (basée sur la dépendance en température des conductivités du matériau) est équivalente à l'utilisation d'un thermomètre résistif.

## Conclusions

Nous avons étudié le transport électrique dans une chaîne de billes métalliques oxydées sous force statique appliquée. Une transition d'un état isolant vers un état conducteur est observée lorsque le courant appliqué augmente. La caractéristique  $U - I$  est non-linéaire hystérétique et sature à faible tension par contact ( $0,4 \text{ V}$ ). Les phénomènes électriques dans les matériaux granulaires reliés à cette transition de conduction tels que l'effet Branly ont été précédemment interprétés de différentes façons mais sans réelle démonstration. Ici, nous avons montré que cette transition, déclenchée par la tension de saturation, résulte d'un couplage électrothermique dans le voisinage des microcontacts entre chaque bille : l'écoulement des lignes de courant à travers ces petites zones engendre leur échauffement local qui conduit à une augmentation de leurs aires de contact et donc de leur conduction. Cette augmentation de température (jusqu'à  $1050^\circ\text{C}$ ) peut

seulement le comportement électrique d'un contact soudé, i.e. dès lors que la tension de saturation est atteinte. Ainsi, il devra décrire la trajectoire de retour  $U - I$  réversible (quand ce contact est « refroidi » en diminuant le courant appliqué à partir de  $I_{max}$ , puis éventuellement quand il est « réchauffé » en augmentant  $I$ ). L'aire de contact est supposée constante puisque ce contact a été soudé, et que  $I < I_{max}$ . Basée sur un couplage électro-thermique, une expression analytique pour cette trajectoire non-linéaire de retour  $U - I$  a été

aller jusqu'à leur fusion locale (même pour une tension aussi faible que  $0,4 \text{ V}$ ). Basée sur ce mécanisme de température auto-régulée, une expression analytique pour la trajectoire non-linéaire de retour  $U - I$  a été obtenue en très bon accord avec les résultats expérimentaux. Elle permet aussi la détermination de la température des microcontacts sans paramètre ajustable, comme l'analogie d'une mesure avec un thermomètre résistif. Finalement, on pourrait être tenté de visualiser directement ce processus avec un microscope ou une caméra infrarouge. Mais pour cela, une source électrique très puissante devrait être appliquée, beaucoup plus qu'il ne faudrait pour produire le réel phénomène de cohération (cf. par exemple [7]).

Ainsi, cette expérience unidimensionnelle a montré que l'effet Branly continu était lié aux propriétés locales au niveau du contact électrique entre 2 grains. Elle constitue un premier pas vers les milieux plus réalistes tels qu'un réseau 2D ordonné de billes (incluant le désordre des contacts), ou un échantillon de poudre métallique (incluant le désordre de position). Ces expériences nous permettront de mettre en évidence les effets collectifs de la matière granulaire sur le transport électrique et seront exposées dans un prochain article du *Bulletin*.

## Remerciements

Ces travaux ont été faits à l'ENS Lyon avec C. Laroche et M. Creyssels [4,9]. Nous remercions D. Bouraya pour la réalisation du dispositif expérimental 1D ; Madame M. Tournon-Branly (petite-fille d'É. Branly), J.C. Boudenot et A. Alcaras à Thalès, É. Guyon, L.K.J. Vandamme pour les nombreuses discussions et G. Kamarinos pour l'envoi de ses articles.

## Références

- [1] É. Branly, *C. R. Acad. Sc. Paris* **111**, 785 (1890)
- [2] K. Guthe & A. Trowbridge, *Phys. Rev.* **11**, 22 (1900) ; K. Guthe, *Phys. Rev. E* **12**, 245 (1901)
- [3] G. Kamarinos, P. Viktorovitch & M. Bulye-Bodin, *C. R. Acad. Sc. Paris* **280**, 479 (1975)
- [4] É. Falcon, B. Castaing & C. Laroche, *Europhys. Lett.* **65**, 186 (2004)
- [5] R. Holm, *Electrical Contacts*, Springer-Verlag, 4<sup>th</sup> Ed. (2000)
- [6] R. Gabillard & L. Raczky, *C. R. Acad. Sc. Paris* **252**, 2845 (1961), G. Salmer & R. Gabillard, *C. R. Acad. Sc. Paris* **262**, 1043 (1966)
- [7] D. Vandembroucq, A.C. Boccaro & S. Roux, *J. Phys.* **III 7**, 303 (1997)
- [8] S. Dorbolo, M. Ausloos & N. Vandewalle, *Phys. Rev. E* **67**, 040302(R) (2003)
- [9] É. Falcon, B. Castaing & M. Creyssels, *Eur. Phys. J. B* **38**, 475 (2004), É. Falcon & B. Castaing, *Am. J. Phys.* (sous presse)
- [10] É. Branly, *C. R. Acad. Sci. Paris* **134**, 347 (1902) ; *ibid.*, *C. R. Acad. Sci. Paris* **127**, 219 (1898) ; *C. R. Acad. Sci. Paris* **128**, 1089 (1899).
- [11] H. Hertz, *Electric Waves* (Macmillan and Co., London, 1893) (Reprinted by Dover, 1962)
- [12] D. T. Emerson, Globecom Meeting of the IEEE, San Antonio, TX, 2001, voir à <http://www.tuc.nrao.edu/~demerson/ssetq.pdf>
- [13] L. N. Kryzhanoskii, *Sov. Phys. Usp* **35**, 334 (1992)
- [14] D.E. Hughes, *The Electrician*, May 5, 40 (1899), voir à <http://godel.ph.utexas.edu/~tonyr/electrician.pdf>
- [15] J.A. Fleming, *The Principles of Electric Wave Telegraphy* (Longmans, Green and Co., London, 1906), p. 353 et les références citées dans ce livre.
- [16] R. Bridgman, *Physics World* **12**, 29 (2001).
- [17] T. Tommasina, *C. R. Acad. Sci. Paris* **127**, 1014 (1898) ; O.J. Lodge, *Phil. Mag.* **37**, 94 (1894).
- [18] K. J. Euler, *J. Power Sources* **3**, 117 (1978).

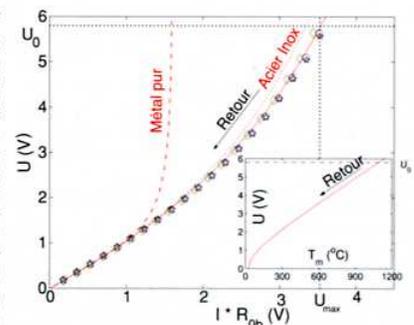
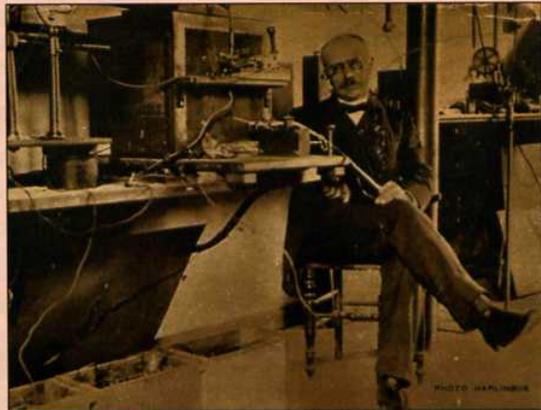


Figure 5 : Trajectoires expérimentales de retour de la figure 3 (symboles) comparées aux courbes théoriques obtenues dans le cas d'un alliage en acier inoxydable [ $\alpha^{-1} = 4T_0$  (-) et  $3,46T_0$  (.....)] ou pour un métal pur (-.-.-). L'encart montre la température maximale théorique,  $T_m$ , atteinte dans un contact lorsque la chaîne de 13 billes en acier inox est soumise à la tension  $U$ .

## Historique de l'effet Branly

En 1887, peu après la publication de la théorie de l'électromagnétisme de Maxwell, les expériences réalisées par Hertz démontrent clairement l'existence et la propagation d'ondes électromagnétiques. Il remarqua qu'une étincelle (émettant une onde électromagnétique haute fréquence de l'ordre de 100 MHz), pouvait induire une autre étincelle dans la coupure d'un fil métallique bouclé, à quelques mètres de distance [11,12].

Les anticipations de cette découverte furent nombreuses. En 1835, P.S. Munk met en évidence une très forte augmentation de la conductivité électrique d'un mélange de limaille métallique lors de passage de courants de décharge de bouteilles de Leyde (l'actuelle capacité) [13]. En 1879, D. Hughes observe un phénomène similaire pour un contact « imparfait » constitué d'un barreau de carbone reposant sur deux blocs de carbone, ou avec un tube rempli de granules métalliques (dénommé « microphone » car conçu au départ pour détecter les ondes acoustiques). Hughes apparaît avoir découvert le fait important qu'un tel tube est sensible à une étincelle électrique émise à proximité comme l'indique son changement soudain de conductivité. À cette époque, la Royal Society of London ne fût pas convaincue, et ses résultats furent publiés 20 ans plus tard [14], bien après la découverte des ondes hertziennes. En 1884, T. Calzecchi-Onesti entreprend une série d'expériences sur le comportement de poudres métalliques soumises directement à une force électromotrice. Il observe une augmentation importante de leur conductibilité après des ouvertures/fermetures successives d'un circuit comportant une bobine d'induction et un tube de limaille [15].



Eugène Désiré Édouard Branly (1844 – 1940) dans son laboratoire. (Photo Harlingue, dans le livre de Jack Sanger, « Édouard Branly », Plon, Paris 1940).

L'action à distance d'une onde électromagnétique sur la poudre métallique est observée et analysée par É. Branly en 1890 [1]. Il forme un circuit comprenant en série une pile, un galvanomètre et un tube en verre ou en ébonite rempli de limaille métallique. L'aiguille du galvanomètre ne dévie quasiment pas du fait de la grande résistance électrique de l'isolant (e.g., l'oxyde) probablement présent à la surface des particules. Dans une autre pièce, à au moins 20 mètres de distance du circuit, une étincelle est produite aux bornes d'un éclateur à l'aide d'une bobine de Ruhmkorff. Il constate alors que la limaille devient « instantanément » conductrice (le galvanomètre indique le passage d'un courant), bien que « ni la lumière et ni le bruit des étincelles puissent être perçus ». Un très léger choc sur le tube supprime ce courant, tandis qu'une nouvelle étincelle entre les pôles de l'éclateur le rétablit. Comme l'électron n'est pas encore connu (découvert en 1897), Branly nomme son tube un « radioconducteur » pour rappeler « que la conductibilité de la poudre augmente sous l'influence du rayonnement électrique qui émane de l'étincelle » ; « radio » étant à l'époque un préfixe signifiant « radiant » ou « radiation ». Il réalise d'autres expériences avec divers types de poudres, faiblement ou fortement comprimés, et trouve que le même phénomène apparaît aussi avec deux billes en contact ou, à la manière d'Hughes, avec deux barreaux conducteurs posés l'un sur l'autre [10]. Un tel contact imparfait est alors très sensible à une étincelle électrique émise dans son voisinage.

Cette découverte trouve un retentissement dès lors qu'O. Lodge en 1894 reproduit les expériences de Hertz en utilisant un tube de Branly, un « récepteur » d'ondes beaucoup plus sensible que la boucle réceptrice utilisée par Hertz [12,15]. Lodge améliore le tube de Branly en un récepteur fiable et reproductible, et l'automatise en frappant le tube de limaille par un petit choc mécanique. Lodge donne au tube le nom de « cohéreur » du verbe latin *cohaerere*, synonyme de coller. Il dit que la limaille a d'abord été « cohérente » et qu'il faut la « décohéner ». Lodge et Branly poursuivent alors leurs recherches fondamentales sur les mécanismes de conductivité dans les poudres, et ne s'intéressent aux applications pratiques telles que les transmissions de signaux sans fil. Cependant, basés sur l'utilisation du cohéreur comme récepteur d'ondes, les premiers signaux de télégraphie sans fil sont alors transmis dès l'année 1895 par G. Marconi, et indépendamment par A. S. Popov [13,15,16]. Popov utilisa aussi le cohéreur pour détecter les décharges électriques atmosphériques.

Lodge pensa que les grains se soudaient entre eux par fusion locale lors du passage du courant induit par l'onde, les contacts devant se faire sur de très faibles surfaces [15]. Selon d'autres [15,17], les grains devenaient des dipôles et s'attiraient entre eux par des forces électrostatiques, induisant de microscopiques déplacements des grains pour se coller, formant ainsi des chaînes conductrices. Un choc suffirait pour briser ces chaînes fragiles et restituer la résistance initiale. Branly ne crut jamais cette hypothèse et, pour prouver que les mouvements des grains n'étaient pas nécessaires, il les engloba dans de la paraffine, cire, résine..., ou les remplaça par une colonne de billes d'acier ou de disques métalliques centimétriques soumis à un poids. Comme l'action de cohérence persistait, il fût convaincu que cet effet était lié aux propriétés du contact et notamment au diélectrique qui isole les grains. Guthe *et al.* [2] réalisent dans cet esprit en 1900 des expériences à 2 billes. Mais, en 1906, l'invention de la triode à vide, par De Forest, supprime progressivement le cohéreur en tant que récepteur, si bien que l'effet Branly tombe dans l'oubli sans être élucidé.

Au début des années 1960 à Lille, un groupe s'intéresse à nouveau à ce vieux problème. Il suggère que les grains subissent une force d'attraction électrostatique en présence d'un champ électrique appliqué, et une force d'attraction moléculaire, gardant les particules en contact, lorsque le champ est supprimé [6]. Dans les années 1970, de nombreux travaux concernent la conductivité des matériaux granulaires constituant les piles, sans toutefois s'intéresser à la transition de conduction électrique [18]. En 1975, un groupe à Grenoble propose un mécanisme de claquage diélectrique de la couche d'oxyde de la surface des grains, et s'intéresse au bruit de résistance associé en  $1/f$  [3]. En 1997, la transition de conduction est observée par visualisation directe (caméra infrarouge) des chemins de conduction lorsqu'une forte ddp (plus de 500V) est appliquée à une monocouche de billes [7]. Plus récemment, l'action à distance d'une étincelle a été réexaminée [8]. Nous venons de montrer à l'ENS Lyon [9], que la transition de conduction électrique dans une chaîne de billes résulte de l'échauffement local des microcontacts jusqu'à leur fusion locale vers 1050°C (même pour une tension appliquée aussi faible que 0,4 V par contact). Basée sur ce couplage électrothermique, une expression analytique permet de déterminer la température des microcontacts sans paramètre ajustable. Par ailleurs, nous sommes en contact avec la société Thalès, très intéressée par les éventuels liens entre l'effet Branly et le possible risque d'allumage à distance de combustible solide en présence de foudre.

### Pour plus de renseignements historiques :

R. Holm, *Electric Contacts Handbook* (Springer-Verlag, Berlin, 1958), 3<sup>rd</sup> ed., Sec. IV, pp. 398

R. Gabillard, *L'onde Electrique* 71, 7 (1991)

voir aussi le site du musée Branly : <http://museebranly.isep.fr> et les références [12-14].