

Quantum Tunnelling and Branly effect in granular matter

A. TEKAYA^a, R. BOUZERAR^b, V. BOURNY^c, J. FORTIN^d

a. Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (LPMC), EA2531, Université de Picardie Jules Verne.

Aymen.tekaya@u-picardie.fr

b. Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (LPMC), EA2531, Université de Picardie Jules Verne.

Robert.bouzerar@u-picardie.fr

c. Laboratoire des Technologies Innovantes (LTI), EA3899, Université de Picardie Jules Verne. ESIEE-Amiens,

Valery.bourny@u-picardie.fr

c. Laboratoire des Technologies Innovantes (LTI), EA3899, Université de Picardie Jules Verne. ESIEE-Amiens,

jerome.fortin@u-picardie.fr@u-picardie.fr

Résumé :

Nous proposons une étude originale des propriétés électriques et mécaniques d'un assemblage de billes métalliques qui a pour but d'expliquer les caractéristiques courant-tension de l'effet Branly [1] observées dans ces milieux. Dans notre approche, les effets classiques tels que les propriétés diélectriques de la surface responsables de la partie capacitive du mode de transport électrique mais aussi le transport électrique par effet tunnel au niveau de l'interface entre deux éléments voisins sont prises en compte pour construire notre modèle théorique et numérique qui, par extension, peut être appliqué à des systèmes beaucoup plus complexes comme les milieux granulaires. On peut ainsi expliquer les caractéristiques courant-tension non usuelles observées.

Abstract :

We report an original interpretation of the Branly effect observed in granular media such as metallic beads assemblies. Our approach is based on the individual contact between two beads and takes into account the dielectric properties of the contact surface as well as the quantum tunneling through the interface between two beads. By extension we show how to build a theoretical and a numerical model that we can apply to granular media in order to explain the I-V characteristics observed.

Mots clefs : Effet Branly, Transport tunnel, Contact électrique, Modélisation numérique, Multi-Physique

1 Introduction

Edward Branly a mise en évidence à la fin du XIX^{ème} siècle qu'une fine poudre métallique présentait une transition d'un état isolant à un état métallique lorsqu'elle était traversée par un courant électrique. Le mécanisme d'une telle « instabilité » électrique n'est, jusqu'à ce jour, toujours pas compris. La transition présentée est aussi bien observée dans un simple couple de billes métalliques que dans des systèmes beaucoup plus larges assimilables à des milieux granulaires (figure 1 et 2).

À bas courant, la caractéristique U-I présente une très forte résistance linéaire R_L . Lorsqu'on applique un courant plus fort, les effets non linéaires induisent un aplatissement de la caractéristique montée avec une tendance systématique vers un effet de saturation de la tension (figure 2). La caractéristique retour, quant à elle, présente un comportement hystérétique avec un régime ohmique différent associé à une forte diminution de la résistance.

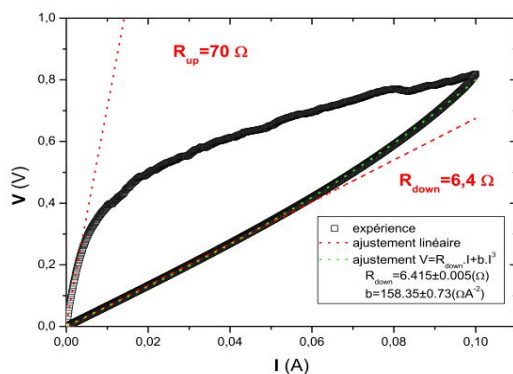


Figure 1. Caractéristique courant tension pour 2 billes en acier.

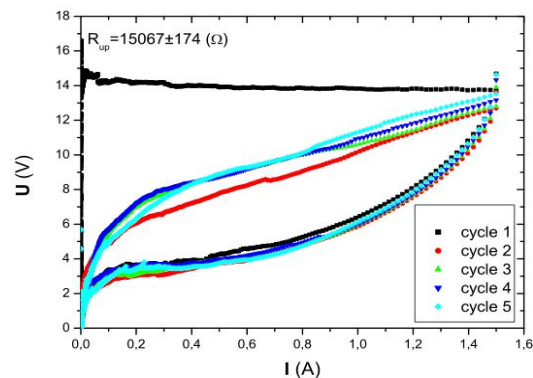


Figure 2. Caractéristique courant tension pour un assemblage de 14000 billes en acier.

Même si non clairement compris, il est admis que la non linéarité de la caractéristique U-I ainsi que la saturation de la tension ont pour origine les microsoudures locales du matériau à la surface au niveau des zones de contact [2] puisque ce processus peut être favorisé par la porosité et le désordre caractérisant le profil de la surface qui présente une rugosité importante qui peut être révélée par Microscopie AFM.

Cependant, les estimations indiquent que le processus de nucléation de ces « micro-contacts » seul ne peut pas expliquer les caractéristiques observées. En effet, le principe de soudure nécessite de fortes températures locales rendues possible par des effets tels que la constriction de Holm [3]. Toutefois, les températures de soudure locales de la surface sont trop importantes pour être atteintes avec les courants appliqués mis en jeu. Il semble alors nécessaire de faire appel à d'autres lois comme celle de Wiedemann-Franz (mettant en jeu la forte conductivité thermique des métaux) ainsi qu'à d'autres hypothèses afin de construire un modèle fiable qui s'accorde à l'effet Branly.

2 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Cette étude a été basée sur le comportement électrique d'une chaîne linéaire de billes en acier sous compression mécanique. Nous pensons que la couche d'oxyde située à la surface de chaque bille érige une barrière isolante responsable du courant électrique par effet tunnel des électrons entre deux billes voisines. Cette couche d'oxyde de quelques nanomètres d'épaisseur doit contrôler les propriétés mécaniques des milieux granulaires formées par ces billes comme suggéré par De Gennes [5] et est aussi à l'origine du courant tunnel à travers cette barrière naturelle due à la barrière isolante. Le mode

de transport tunnel pourrait être en compétition avec le transport classique des électrons à travers les micro-contacts à travers la surface de contact. On suppose alors que ce courant tunnel, en plus des autres modes de transport, contrôle la transition de l'état isolant/conducteur dans les systèmes de billes. La mise en jeu du courant tunnel dans ces cas-là peut aussi être suggérée par des résultats expérimentaux fondamentaux qui correspondent à une relaxation lente de la tension (figure 3). Ce phénomène de relaxation est observé lorsque l'on ne fait plus varier le courant électrique appliqué après avoir dépassé la transition dans la caractéristique U-I. On observe alors une chute très lente de la tension qui, en générale suit deux régimes qui peuvent être modélisés sous forme de deux lois de comportement différentes, une « rapide » et une autre très lente.

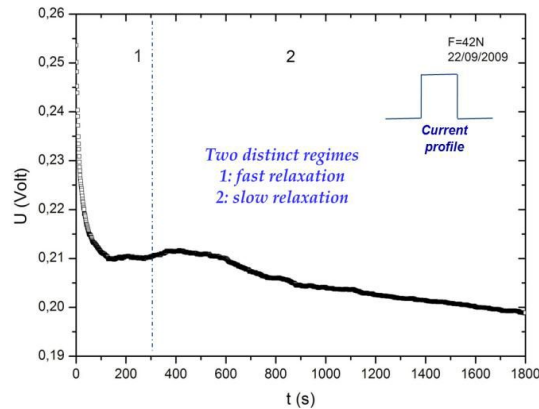


Figure 3. Mise en évidence de la relaxation lente de la tension selon 2 régimes temporels différents.

On peut aussi noter un autre comportement, qui cette fois n'est observé que pour les larges assemblés de billes (granulaire seulement). En effet, l'application d'un fort courant électrique à un système de bille sous compression mécanique statique, conduit à une tension de saturation V_S qui dépend directement du nombre utilisées mais cette tension est indépendante de la force de compression appliquée. Le résultat, souligne le caractère extensif du paramètre V_S ce qui suggère une corrélation fondamentale de la nature l'interface étendue au réseau complexe de contacts qui constituent ces systèmes aux niveaux mésoscopiques et macroscopiques.

3 MODELISATION PHYSIQUE ET NUMERIQUE

3.1 MODELISATION PHYSIQUE

Afin d'expliquer le comportement complexe de ces systèmes tout en assumant que la nucléation des microponts est seulement partiellement responsable des propriétés électriques exhibées par les milieux granulaires, nous avons essayé de relier le mode de transport tunnel en question avec la tension de relaxation au sein d'une approche simple qui modélise le contact élémentaire entre deux billes voisines comme étant un circuit RC parallèle. La partie capacitive de ce système représente les propriétés diélectriques de la couche isolante d'oxyde et la partie résistive a pour origine la résistance non linéaire issue du courant tunnel. Un dernier terme est ajouté au modèle jouant le rôle de la contribution de la nucléation des microponts. Le courant électrique totale traversant le système a alors trois contributions [6]

$$C \frac{dV}{dt} + G_L e^{\alpha V} \frac{(e^{\beta e V} - 1)}{\beta e} + S(VI) = I(t) \quad (1)$$

Où C est la capacité électrique due à la couche d'oxyde et G_L la conductance effective due au courant tunnel à bas courant $G_L = \lim_{V \rightarrow 0} \left(\frac{I}{V} \right)$.

$$G_L = \lim_{V \rightarrow 0} \left(\frac{I}{V} \right).$$

G_L est proportionnel à la fois à la densité d'état métallique à la température de fermi ainsi qu'au carré de l'hamiltonien tunnel. $\alpha \approx \frac{ed}{\hbar^2 k}$ est proportionnel à l'épaisseur de la barrière tunnel,

$\beta = 1/k_B T$ $\beta = 1/k_B T$, k est un paramètre dépendant de la hauteur de la barrière d'énergie et $S(VI) = \sum_n a_n V^n$ le terme de nucléation des microponts avec a_n des coefficient constants arbitraires.

3.2 MODELISATION NUMERIQUE

Pour des raisons pratiques nous avons procédé à l'adimensionalisation de l'équation (1). Nous obtenons alors :

$$\frac{du}{d\theta} + e^{\xi u} (e^u - 1) + \bar{S} = i \quad (2)$$

Dans ce cette nouvelle configuration, les nouvelles variables sont exprimées dans des unités naturelles. u représente la tension redimensionnée, θ est la nouvelle variable temporelle et ξ le paramètre tunnel dépendant de la température locale et de la hauteur de la barrière. On procède d'abord par la résolution de l'équation (2) avec un modèle numérique développé sous Matlab. En utilisant un solveur d'équation différentielle ordinaires de type ODE45 ou ODE23, on obtient la variation de $u(\theta)$ qui représente, dans notre modèle redimensionné, l'évolution temporelle de la tension électrique $V(t)$. L'étape suivante, qui en fait représente une boucle de calcul, consiste à renouveler l'opération précédant mais pour différents courants électriques i appliqués. On procède alors à l'extraction de la valeur à « la saturation » du $u(\theta)$ à chaque i (figure 4). Chaque valeur stationnaire de u ainsi obtenue va nous permettre de reconstruire la caractéristique $u-i$. (ou son équivalent (I-V) (figure 5).

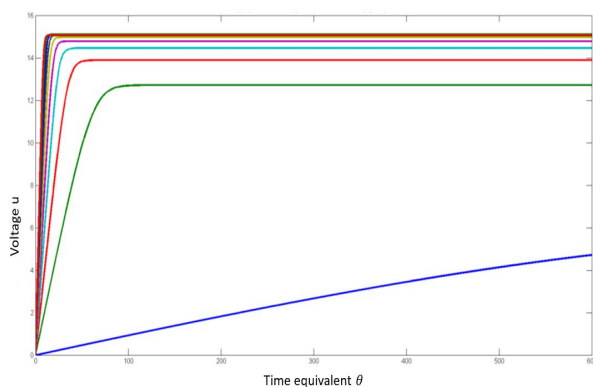


Figure 4. Simulation du $u(\theta)$ pour chaque i imposé.

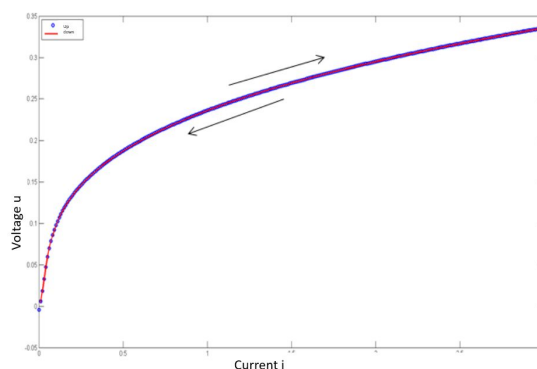


Figure 5. Reconstitution de la caractéristique $u-i$.

Il est alors important de noter cette caractéristique $u-i$ simulée reproduit certains des comportement expérimentaux observés comme la transition isolant/conducteur ainsi que la tendance à la saturation de la tension à fort courant appliqué. Toutefois le phénomène le plus important qui est la boucle d'hystérésis n'est pas obtenue et le comportement global reste réversible. Pour cette raison, nous

avons pensé qu'il fallait apporter quelques modifications au modèle numérique afin d'avoir ce résultat. Comme nous pensons que la boucle d'hystérésis a pour origine le transport électrique tunnel, nous avons phénoménologiquement procédé à la modification du paramètre ξ dans le but de prendre en compte la modification irréversible de l'état de surface. Par conséquent, dans cette version du modèle numérique, ξ n'est plus une constante comme dans le modèle physique d'origine mais un paramètre qui est modifié à chaque pas de calcul avec la variation du courant. La nouvelle expression de ce paramètre tunnel devient donc :

$$\xi_{i+1} = \xi_i + I / f_{mem} \quad (3)$$

Où f_{mem} est une fonction des changements irréversibles subis par l'interface. Le premier terme est ξ_0 c'est le paramètre tunnel statique de la version originale du modèle. En utilisant cette configuration et comme ξ maintenant dépend des dernières propriétés du système simulé à chaque pas de courant, l'application d'un courant électrique en montée ou en descente affecte le milieu considéré de manière différente. On peut alors noter la persistance des caractéristiques citées précédemment mais en plus l'apparition de la boucle d'hystérésis propre à l'effet Branly. Le modèle rend bien alors compte des propriétés électriques expérimentales étudiées (figure 6).

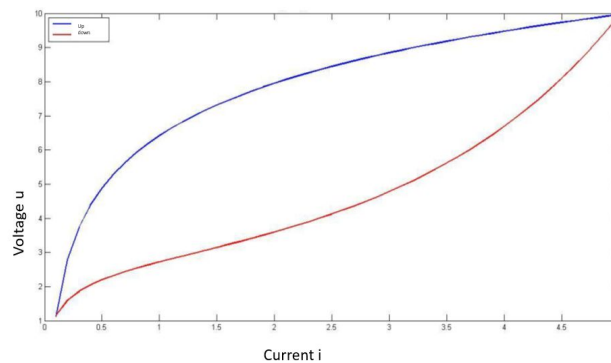


Figure 6. Simulation de la caractéristique complète $u-i$ dans le cas de l'effet Branly avec apparition de l'hystérésis.

4 CONCLUSION

Nous avons présenté une approche alternative des propriétés électriques des milieux granulaires. L'incorporation de l'effet tunnel avec une description appropriée du processus de nucléation de microponts sont nécessaires à la prédiction de la caractéristique courant-tension de la montée ainsi qu'au régime irréversible observé dans de tels systèmes qui est caractérisé par une boucle d'hystérésis. Malgré le manque de justificatifs physiques concernant la modification du paramètre tunnel ξ , nous avons procédé à cette adaptation avec la conviction que les propriétés de l'interface sont profondément influencées par le courant traversant la zone de contact et l'échauffement résultant de différents modes de transport mis en jeu dans le processus. Il est aussi intéressant de souligner qu'un autre phénomène observé expérimentalement est aussi prédit par notre modèle. En effet, nous avons remarqué que le comportement irréversible de la caractéristique $U-I$ disparaît progressivement si l'on cycle plusieurs fois sur le système sans modifier physiquement l'état de surface. C'est-à-dire en gardant exactement la même (ou les mêmes) zones de contact. Même ce phénomène n'est propre qu'à des systèmes comportant de grands nombres de billes, notre modèle reproduit ce comportement lorsqu'on utilise une valeur importante de la fonction mémoire f_{mem} . Cette fonction peut donc elle-même ne plus être une fonction constante mais une variable dépendante d'autres paramètres.

Une dernière propriété observée expérimentalement et qui est la relaxation lente de la tension peut être, en partie du moins, expliquée par notre modèle physique cette fois [7].

Pour terminer, au-delà de l'approche fondamentale et l'incorporation des différents processus entrant en jeu dans de tels systèmes, le modèle peut être appliqué à des systèmes qui, à priori, sont très différents des milieux granulaires, mais qui se sont avéré être très similaires par rapport à leur caractéristiques électriques. Ces systèmes sont les systèmes de billes de roulement. Effectivement, différentes études [8, 9] ont montré que des propriétés telles que la boucle d'hystérésis mais aussi la saturation de la tension ou la relaxation lente peuvent aussi être observées dans de tels systèmes. Ces études, ont pour but de développer des outils de maintenance prédictive afin de détecter les défauts des billes de roulement dans les machines industrielles.

Références

- [1] E. Branly, Variations de conductivité sous diverses influences électriques, *C. R. Acad. Sci.* Paris. 111, 785,1890.
- [2] E. Falcon and B. Castaing, Electrical conductivity in granular media and Branly's coherer, *Am. J. Phys.* 73(4), 302 (2005).
- [3] R. Holm, Electric contacts. Theory and applications, 4th edition, Springer Verlag, Germany, (2000), pp.9
- [4] N-W Ashcroft, Physique des solides, EDP Sciences, janvier 2002, pp49.
- [5] P. G. de Gennes, Static compression of a granular medium: the soft shell model, *Europhys. Lett*, 35 (2) 145, (1996).
- [6] A. Tekaya, R. Bouzerar, V. Bourny, and I. Tekaya, Electron tunneling in metallic beads systems and slow electric relaxation, *World Journal of Engineering.* 8(2), 171 (2011).
- [7] A. Tekaya, R. Bouzerar and V. Bourny, Influence of surface topology on the electrical response of many bead assemblies, *AIP Advances* 2, 032108, doi: 10.1063/1.4738952, (2012).
- [8] K. Bourbatache, M. Guessasma, E. Bellenger, V. Bourny, A. Tekaya, Discrete modelling of electrical transfer in multi-contact systems, *Granular Matter*, 14:1–10. DOI 10.1007/s10035-011-0307-y, (2012).
- [9] C. Machado, M. Guessasma, E. Bellenger and J. Fortin, Diagnosis of faults in the bearings by electrical measures and numerical simulation, *Mechanics and Industry*, 15(5):383-391 · (2014).