



HAL
open science

Fluctuations de courant thermionique et le “ Flicker effect ”

M. Surdin

► **To cite this version:**

M. Surdin. Fluctuations de courant thermionique et le “ Flicker effect ”. Journal de Physique et le Radium, 1939, 10 (4), pp.188-189. 10.1051/jphysrad:01939001004018800 . jpa-00233655

HAL Id: jpa-00233655

<https://hal.science/jpa-00233655>

Submitted on 4 Feb 2008

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.

FLUCTUATIONS DE COURANT THERMIONIQUE ET LE « FLICKER EFFECT »

Par M. SURDIN.

Laboratoire de Physique expérimentale, Collège de France.

Sommaire. — On montre qu'il est possible d'attribuer les fluctuations de courant thermionique du « Flicker effect » aux fluctuations du nombre des électrons libres dans le métal.

Le but du présent travail est de montrer qu'il est possible d'attribuer les fluctuations de courant thermionique du « Flicker effect » (1) aux fluctuations du nombre des électrons libres dans le métal et les rattacher aux fluctuations de résistance découvertes et étudiées par J. Bernamont (2).

Dans la théorie quantique de l'émission thermionique des métaux, le courant thermionique dépend du nombre des électrons ayant une énergie suffisante pour surmonter la barrière de potentiel. Le courant thermionique n'est donc défini que d'une manière statistique et sa grandeur est fonction du nombre des électrons libres.

Soit dans une ampoule, où l'on fait un vide poussé, une anode et un filament maintenu à la température T . Dans le circuit de l'anode nous supposons, montée en série avec la source de potentiel continu, une forte impédance, en sorte que la tension soit pratiquement constante. Entre l'anode et le filament la tension est assez faible pour éviter toute émission électronique à froid, mais suffisante pour obtenir le courant thermionique de saturation et rendre négligeables les effets dus aux charges d'espace. Le circuit de mesure des fluctuations est branché entre le filament et l'anode en parallèle sur le circuit d'alimentation.

Soit μ le nombre des électrons émis par la surface du filament pendant une seconde, le courant thermionique est donné par :

$$I = \varepsilon\mu = AT^2 e^{-\frac{W}{kT}} \quad (1)$$

où ε est la charge de l'électron, W le travail de sortie et A une constante.

Si le nombre μ des électrons émis s'écarte de la valeur moyenne de $\delta\mu$, on observe un courant de fluctuations :

$$i = \varepsilon\delta\mu. \quad (2)$$

Nous admettons que $\delta\mu$ est dû aux fluctuations du nombre des électrons libres dans le métal; posons :

$$N = N_0 + M \quad (3)$$

N est le nombre des électrons libres dans le filament, N_0 est la valeur moyenne de N , M en est l'écart, il vient :

$$i = \varepsilon\delta\mu = \varepsilon \frac{\partial\mu}{\partial W} \cdot \frac{\partial W}{\partial N} \delta N$$

$$\text{or :} \quad \frac{\partial\mu}{\partial W} = - \frac{AT^2 e^{-\frac{W}{kT}}}{\varepsilon kT},$$

$$\text{d'où :} \quad i = - \frac{I}{kT} \frac{\partial W}{\partial N} \delta N \quad (4)$$

et le carré moyen :

$$\overline{i^2} = \frac{I^2}{k^2 T^2} \left(\frac{\partial W}{\partial N} \right)^2 \overline{\delta N^2} = \frac{I^2}{k^2 T^2} \left(\frac{\partial W}{\partial N} \right)^2 \overline{M^2} \quad (5)$$

(1) J. B. JOHNSON. *Phys. Rev.*, 1925, **26**, 71; W. SCHOTTKY. *Phys. Rev.*, 1926, **28**, 74.

(2) J. BERNAMONT. *Ann. de Physique*, 1937, **7**, 71 désigné par I dans le texte; *Proc. Phys. Soc.*, 1937, **49**, 138, désigné par II dans le texte; L. BRILLOUIN. *Helv. Phys. Acta*, 1934, **7**, 47.

$$\text{et aussi :} \quad \overline{i^2} = \frac{I^2}{k^2 T^2} \left(\frac{\partial W}{\partial N} \right)^2 \overline{M^2}. \quad (6)$$

Dans la théorie de Sommerfeld, on suppose que les électrons libres possèdent à l'intérieur du métal une énergie potentielle constante et uniforme, qui dépend de la densité des charges ioniques du réseau. Soit χ_0 cette énergie potentielle, on a $\overline{W} = \chi_0 - \varphi$, où :

$$\varphi = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3N}{8\pi V} \right)^{2/3}$$

est l'énergie cinétique maximum des électrons dans le métal; il vient :

$$\frac{\partial W}{\partial N} = - \frac{\partial \varphi}{\partial N};$$

$$\text{posons :} \quad a = \frac{\hbar^2}{2mkT} \left(\frac{3N}{8\pi V} \right)^{2/3},$$

$$\text{d'où :} \quad \overline{i^2} = \frac{4}{9} \frac{I^2 a^2}{N_0^2} \overline{M^2}.$$

$$\text{On a :} \quad \overline{M^2} = \frac{V 8\pi mkT}{\hbar^2} \left(\frac{3N}{8\pi V} \right)^{1/3} \quad (1)$$

$$\text{d'où :} \quad \overline{i^2} = \frac{2}{3} \frac{I^2 a}{N_0} \quad (2).$$

Analyse en fréquence du « Flicker effect ». — Nous admettons avec J. Bernamont qu'en plus des chocs élastiques des électrons sur les atomes, qui sont très nombreux, il se produit, de temps à autres, un choc mou qui fixe pour un certain temps l'électron sur l'atome, puis l'électron est réémis avec une vitesse complètement différente de celle qu'il avait avant le choc; ces chocs sont assez rares pour ne pas modifier sensiblement les équations donnant la conductibilité électrique et la conductibilité calorifique.

Les électrons possèdent donc une vie moyenne θ et une constante de recombinaison $\alpha = \frac{1}{\theta}$.

La constante de recombinaison est définie par :

$$\frac{dM}{dt} + \alpha M = 0. \quad (7)$$

I. Supposons d'abord α constant, indépendant de la vitesse des électrons. Calculons la *fonction de corrélation* \overline{MM}_τ ; pour cela, multiplions (7) par $M_{t-\tau}$ et faisons la moyenne, il vient :

$$\frac{d}{dt} \overline{MM}_\tau + \alpha \overline{MM}_\tau = 0 \quad \text{pour} \quad \tau > 0,$$

$$\text{d'où :} \quad \overline{MM}_\tau = \overline{M^2} e^{-\alpha\tau}.$$

(1) L. BRILLOUIN. *Loc. cit.*

(2) Dans le cas de l'effet Bernamont, on calcule $\overline{i^2} = \frac{3}{2} \frac{I^2}{N_0 a}$

Pour un gaz électronique dégénéré, on a $\alpha \gg 1$; pour un volume de métal où l'effet Bernamont est inobservable, on peut encore observer le « Flicker effect ». Dans les recherches ultérieures sur le « Flicker effect », il y aura lieu d'opérer avec des filaments de faible volume car N_0 est proportionnel à V .

L'intensité spectrale de la fonction $\overline{M^2}(\tau)$ est définie par :

$$\overline{M^2} = 4 \int_0^\infty \overline{M^2} e^{-\alpha\tau} \cos 2\pi\nu\tau \, d\tau \quad (8)$$

d'où :

$$\overline{M^2} = \frac{4 \overline{M^2} \alpha}{\alpha^2 + 4\pi^2\nu^2}$$

et par suite :

$$\overline{i^2} = \frac{I^2}{k^2 T^2} \left(\frac{\partial W}{\partial N} \right)^2 \frac{4 \overline{M^2} \alpha}{\alpha^2 + 4\pi^2\nu^2} \quad (9)$$

II. Supposons maintenant que nous avons une infinité de groupes d'électrons dont chacun est caractérisé par une vitesse et une vie moyenne. Soit dN le nombre des électrons libres appartenant au groupe, dont la constante de recombinaison est comprise entre α et $\alpha + d\alpha$ et soit $f(\alpha)$ la fonction de répartition caractérisant $\overline{M^2}$, on a :

$$\overline{i^2} = \frac{4I^2}{k^2 T^2} \left(\frac{\partial W}{\partial N} \right)^2 \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\alpha f(\alpha) \, d\alpha}{\alpha^2 + 4\pi^2\nu^2} \quad (10)$$

α_1 et α_2 sont les constantes limites correspondant aux vitesses $\nu = 0$ et $\nu = \infty$.

Si les différents groupes d'électrons sont indépendants, on a :

$$\overline{M^2} = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} f(\alpha) \, d\alpha.$$

Pour l'homogénéité de l'équation on doit avoir $f(\alpha) = \frac{B}{\alpha}$ où B est un nombre, il vient :

$$\overline{M^2} = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{B \, d\alpha}{\alpha} = B \log \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \quad B = \frac{\overline{M^2}}{\log \frac{\alpha_2}{\alpha_1}}$$

l'équation (10) devient :

$$\overline{i^2} = \frac{4I^2}{k^2 T^2} \left(\frac{\partial W}{\partial N} \right)^2 \frac{\overline{M^2}}{\log \frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{d\alpha}{\alpha^2 + 4\pi^2\nu^2} \quad (11)$$

d'où :

$$\overline{i^2} = \frac{4I^2}{k^2 T^2} \left(\frac{\partial W}{\partial N} \right)^2 \frac{\overline{M^2}}{2\pi\nu \log \frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \arctg \left[\frac{1}{2\pi\nu} \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{1 + \frac{\alpha_2 \alpha_1}{4\pi^2\nu^2}} \right] \quad (12)$$

Pour $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ on retrouve (9).

Remarquons que la dernière expression de $\overline{i^2}$ est symétrique par rapport à α_1 et à α_2 ; nous choisirons donc α_2 plus grand que α_1 et nous nous placerons dans le cas $\alpha_2 \gg \alpha_1$, donné par l'expérience.

Étudions l'expression (12) pour les trois cas suivants :

$$2\pi\nu \ll \alpha_1 \ll \alpha_2, \quad (a)$$

on a :

$$\overline{i^2} = \frac{4I^2}{k^2 T^2} \left(\frac{\partial W}{\partial N} \right)^2 \frac{\overline{M^2}}{\alpha_1 \log \frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \quad (12a)$$

$\overline{i^2}$ est indépendant de ν .

$$\alpha_1 \ll 2\pi\nu \ll \alpha_2 \quad (b)$$

(1) Voir J. BERNAMONT I, pp. 76 et 87.

(2) W. SCHOTTKY. *Loc. cit.*, trouve une expression de même type à partir d'une tout autre théorie.

(3) Voir J. BERNAMONT, II.

$$\overline{i^2} = \frac{I^2}{k^2 T^2} \left(\frac{\partial W}{\partial N} \right)^2 \frac{\overline{M^2}}{\nu \log \frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \quad (12b)$$

$\overline{i^2}$ varie comme $1/\nu$.

$$\alpha_1 \ll \alpha_2 \ll 2\pi\nu \quad (c)$$

$$\overline{i^2} = \frac{4I^2}{k^2 T^2} \left(\frac{\partial W}{\partial N} \right)^2 \frac{\alpha_2 \overline{M^2}}{4\pi^2\nu^2 \log \frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \quad (12c)$$

La variation de i^2 est en $1/\nu^2$.

Les expériences de Johnson sur le « Flicker effect » (voir aussi Schottky, *loc. cit.*), et dans le cas de l'effet Bernamont, les expériences de Meyer et Thiede (citées par Bernamont II) donnent des indices du tronçon (a) de la courbe $\overline{i^2} = f(\nu)$. Le tronçon (b) a été observé par

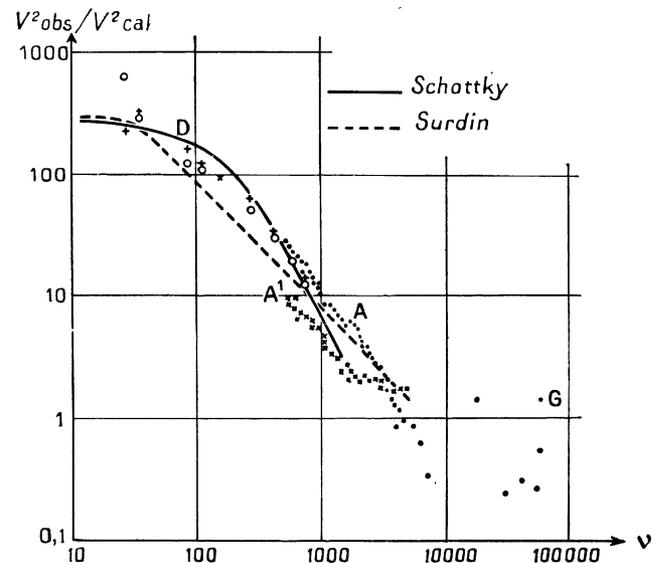


Fig. 1.

Johnson; voir la figure 1, tirée du travail de Schottky, et sur laquelle nous avons tracé la droite de pente -1 (les coordonnées sont logarithmiques). On constate que cette droite rend mieux compte des résultats expérimentaux que celle de Schottky, dont la pente est -2 . Dans le cas de fluctuations de résistance, le tronçon (b) a été observé par Bernamont, Christiansen et Pearson, et par nous-mêmes. Le tronçon (c) n'a pas été observé par Johnson, car à ces fréquences, le « Flicker effect » est masqué par l'effet de grénaile (small shot effect).

L'étude précédente permet de prévoir, étant donnée la similitude des phénomènes, un effet analogue au « Flicker effect » pour l'émission photoélectrique. Une vérification fondamentale de ce qui précède est à rechercher dans l'identification expérimentale des constantes α_1 et α_2 pour les deux effets, celui de Bernamont et du « Flicker effect ».

Je tiens à rendre hommage ici à la mémoire de mon camarade J. Bernamont, qui a attiré mon attention sur ces phénomènes de fluctuations et m'a initié à leur technique.