trémité de celui-ci presque sans retard. Mais les parties éloignées du tube ne peuvent pas parcourir simultanément la même distance angulaire; elles restent en arrière et le tube électrique se courbe alors à peu près comme une queue de comète autour de l'extrémité du fil (*fig.* 2).

» Telle serait donc l'origine de ce rayonnement caractéristique partant du bout du conducteur, dont nous croyons pouvoir admettre l'existence. Il résulterait de ce que, les éléments du tube électrique continuant à se mouvoir normalement à leur direction instantanée, l'énergie s'éloigne du bout du fil pour se répandre dans tout l'espace ambiant ([1]). »

ÉLECTRICITÉ. — *Observations sur la Communication précédente de MM.* Birkeland *et* Sarasin; par M. **H. Poincaré.**

« Les expériences de MM. Sarasin et Birkeland paraissent devoir modifier complètement nos idées sur certains phénomènes, et, bien que toute discussion de ces expériences puisse sembler prématurée, il ne sera peut-être pas inutile de les rapprocher du calcul suivant, qui nous montrera à quels résultats nous conduirait la théorie de Maxwell appliquée à ces phénomènes.

» Considérons un fil rectiligne OA de longueur l, un point N sur ce fil, un point M dans le diélectrique; soit P le pied de la perpendiculaire abaissée de M sur OA. Soient

$$u = ON, \qquad z = OP, \qquad \rho = MP,$$
$$r = MN, \qquad r_0 = OM, \qquad r_1 = AM.$$

» Soient $F(u - Vt)$ le courant de conduction dû à l'onde directe, et $F_1(u + Vt)$ le courant de conduction dû à l'onde réfléchie; V est la vitesse de propagation.

([1]) Il doit donc se produire une perte sensible d'énergie à la réflexion. Nous avions espéré compléter notre travail sur ce point par des mesures sur le fil même (Cf. Birkeland, *Wied. Ann.*, t. XLVII, p. 583). Pour trois longueurs d'onde $\lambda_1 = 6m$, $\lambda_2 = 2,7m$ et $\lambda_3 = 1,2m$, nous avons trouvé que l'onde réfléchie est respectivement 0,6, 0,45 et 0,35 de l'onde directe. Or nous avons imaginé une autre méthode pour mesurer directement la perte, et nous n'avons pas retrouvé ces valeurs, de telle sorte que nous ne pouvons les donner que sous toutes réserves, n'ayant pas réussi encore à expliquer ces résultats contradictoires.

» La fonction Π de Hertz est alors égale à

$$\Pi = \int_0^l \frac{F(u+r-Vt)\,du}{r} + \int_0^l \frac{F_1(u+Vt-r)\,du}{r}.$$

» Si nous posons

$$\begin{aligned} \alpha &= u+r-Vt, & \beta &= u+Vt-r, \\ \alpha_0 &= r_0 - Vt, & \beta_0 &= Vt - r_0, \\ \alpha_1 &= l+r_1-Vt, & \beta_1 &= l+Vt-r_1, \end{aligned}$$

il vient

$$\Pi = \int_{\alpha_0}^{\alpha_1} \frac{F(\alpha)\,d\alpha}{\alpha+Vt-z} + \int_{\beta_0}^{\beta_1} \frac{F_1(\beta)\,d\beta}{Vt+z-\beta}.$$

» Tous les phénomènes dépendent de la dérivée $\frac{d\Pi}{d\rho}$, puisque la force magnétique est égale à cette dérivée elle-même; que les composantes de la force électrique sont $-\frac{d^2\Pi}{d\rho\,dz}$ et $\frac{d^2\Pi}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{d\Pi}{d\rho}$; et que les lignes de force électrique ont pour équation $\rho\frac{d\Pi}{d\rho} = \text{const}$. Calculons donc cette dérivée, il vient

$$\frac{d\Pi}{d\rho} = \frac{F(\alpha_1)}{l+r_1-z}\frac{\rho}{r_1} - \frac{F(\alpha_0)}{r_0-z}\frac{\rho}{r_0} - \frac{F_1(\beta_1)}{r_1-l+z}\frac{\rho}{r_1} + \frac{F_1(\beta_0)}{r_0+z}\frac{\rho}{r_0}.$$

» Supposons que le point M soit voisin du point A et par conséquent éloigné du point O; r_0 différera peu de z; le quatrième terme sera négligeable et le second se réduira à

$$-\frac{2F(z-Vt)}{\rho}.$$

» Si nous supposons que

$$F_1(x) = \lambda F(2l-x),$$

le premier et le troisième terme pourront être confondus en un seul, car on aura

$$F_1(\beta_1) = \lambda F(\alpha_1).$$

» Si nous posons alors

$$\rho = r_1 \sin\varphi, \qquad l - z = r_1 \cos\varphi,$$

il viendra

$$\frac{d\Pi}{d\rho} = \frac{F(\alpha_1)}{r_1}\left(\operatorname{tang}\frac{\varphi}{2} - \lambda\cot\frac{\varphi}{2}\right) - \frac{2F(z-Vt)}{\rho}.$$

» Comme α_1 dépend seulement de r_1, nous voyons que les deux termes de cette équation correspondent à deux ondes : la première à une onde qui semble émaner du point A, la seconde à une onde qui semble se mouvoir parallèlement à la droite OA.

» Cela est conforme aux expériences de MM. Sarasin et Birkeland dont la théorie rend ainsi compte dans leurs traits généraux.

» Bien des difficultés subsistent cependant; car la théorie ne me paraît pas très bien expliquer la perte par réflexion observée (dont dépend le coefficient λ); mais, avant de se prononcer, il faut attendre qu'on ait découvert la cause des contradictions entre les résultats expérimentaux obtenus par des méthodes différentes. »

ÉLECTRICITÉ. — *Sur la mesure des coefficients d'induction.* Note de M. **H. Abraham**, présentée par M. Mascart.

« Lorsqu'on détermine un coefficient d'induction par comparaison avec une résistance et un temps, on atteint difficilement le centième si l'on emploie le galvanomètre balistique. On augmente déjà la sensibilité et la précision en renouvelant périodiquement les impulsions, ce qui produit une déviation permanente.

» Mais on peut aller plus loin, en se servant d'un *galvanomètre différentiel,* qui permet de compenser cette déviation permanente. *Les mesures se font alors très aisément au centième, et peuvent fournir le millième sans grande difficulté.*

» I. Coefficients d'induction mutuelle. — Les communications nécessaires sont établies par un commutateur tournant dont on règle la vitesse par une méthode stroboscopique. La décharge induite, que provoque *n* fois par seconde l'établissement du courant inducteur, est envoyée dans le premier circuit du galvanomètre différentiel. On compense l'effet des impulsions périodiques en faisant traverser le deuxième circuit par un courant continu fourni par la même pile.

» On arrête alors le commutateur et l'on met le circuit induit en dérivation sur une résistance *r* du circuit inducteur [1], substituant ainsi aux décharges successives un nouveau courant continu. Si l'équilibre du galva-

[1] Cette dérivation modifie légèrement la résistance de l'inducteur; il en résulte un petit terme correctif dans la formule donnant M.