Dates 1891.	Temps moyen de Paris.	Ascension droite.	Correction de l'éphémér.	Distance polaire.	Correction de l'éphémér.
		(47) Aglaé (suite).			
	h m s	h m s	s	° ′ ″	″
Sept. 7......	11. 2. 2	22. 8.55,95	»	105.40.23,0	»
8......	10.57.21	22. 8.10,51	»	105.41.50,7	»
9......	10.52.40	22. 7.25,45	»	105.43.21,6	»
10......	10.48. 1	22. 6.42,05	»	105.44.11,0	»
		(61) Danaé.			
Sept. 7......	11.54.44	23. 1.46,15	»	89. 4.46,7	»

» Les comparaisons de Mnémosyne se rapportent à une éphéméride communiquée par M. Luther; celles de Vesta, Junon, Pallas, Cérès aux éphémérides du *Nautical almanac*, et celles de Harmonia à l'éphéméride du *Berliner Jahrbuch*.

» Les observations de août 17, août 21 à septembre 12, septembre 23 et 25 ont été faites par M. Barré.

» Les observations de septembre 16, 19, 24, 28 et 29 ont été faites par M. E. Viennet et toutes les autres observations ont été faites par M. Callandreau. »

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur la propagation des oscillations électriques.* Note de M. **H. Poincaré.**

« Dans une récente Communication, j'ai étudié la théorie de la propagation des oscillations hertziennes le long d'un fil indéfini; mon but était surtout de voir si la théorie rendait bien compte de l'amortissement observé par M. Blondlot. Mais, comme le calcul complet, en tenant compte immédiatement de cet amortissement, aurait été trop compliqué, j'ai procédé d'une façon indirecte. J'ai commencé par supposer cet amortissement nul et j'ai déduit les conséquences de cette hypothèse. Comme la solution du problème doit être unique, il est clair que, si l'amortissement existe, ces conséquences devront se trouver en contradiction avec les conditions du problème et, en particulier, avec celle-ci, que les lignes de force doivent aboutir normalement aux conducteurs. Or, en supposant le fil infiniment mince, je n'ai pas rencontré ces contradictions, de sorte qu'on devrait conclure à un amortissement nul ; j'ai ajouté que, pour rendre compte de cet amortissement, il faudrait sans doute tenir compte du diamètre du fil.

» M. Brillouin m'a écrit alors pour me faire part de certaines observations : « Ne pourrait-on se demander, disait-il en substance, si la solution que vous proposez n'est pas en contradiction avec le principe de la conservation de l'énergie, ce qui expliquerait l'amortissement et permettrait de le calculer? » Il est aisé de voir que cette contradiction n'existe pas et que, si les lignes de force aboutissent normalement aux conducteurs, il y a conservation de l'énergie. En effet, d'après le théorème de Poynting, la quantité d'énergie qui traverse un élément de surface est égale au produit de la surface de cet élément, de la composante tangentielle de la force magnétique, de celle de la force électrique et du cosinus de l'angle de ces deux composantes. Or, si les lignes de force sont normales aux conducteurs, la quantité d'énergie qui traverse la surface de ces conducteurs est nulle parce que l'un de ces facteurs, à savoir la composante tangentielle de la force électrique, est toujours nul. Ma conclusion subsiste donc, mais la lecture de la lettre de M. Brillouin m'a suggéré une manière simple de tenir compte du diamètre du fil.

» Je reprends les notations de ma Communication citée; j'appelle M un point du diélectrique; x, y, z ses coordonnées; r_0 sa distance à l'origine; ρ sa distance à l'axe des z, c'est-à-dire au fil; A un point du fil; o, o et u ses coordonnées; $F(u-t)$ l'intensité du courant de conduction au point A.

» Nous avons trouvé l'expression de la fonction Π de Hertz, et celle de l'une de ses dérivées qui seule nous intéresse ; voici cette expression :

$$\frac{d\Pi}{d\rho} = -\frac{F(r_0-t)}{r_0-z}\frac{\rho}{r_0}.$$

» Désormais, quand je parlerai de la fonction F et de ses dérivées F', F'', ..., il restera sous-entendu que l'argument de cette fonction est $r_0 - t$ quand il n'est pas exprimé explicitement. On trouve ensuite :

» Pour la force magnétique

$$\frac{F'}{r_0-z}\frac{\rho}{r_0};$$

» Pour la composante de la force électrique perpendiculaire au fil

$$-\frac{F'\rho z}{(r_0-z)r_0^2}-\frac{F\rho}{r_0^3};$$

» Pour la composante de la force électrique parallèle au fil

$$-\frac{F'\rho^2}{(r_0-z)r_0^2}+\frac{Fz}{r_0^3}.$$

» Voyons maintenant ce qui se passe si le fil, au lieu d'être infiniment mince, est un cylindre de révolution de diamètre ρ_0. Je prends encore l'axe de ce cylindre pour axe des z; j'appelle ρ la distance du point M à cet axe; μ sa distance à une génératrice quelconque; r sa distance au point où cette génératrice coupe le plan des xy; r_0 sa distance à l'origine et enfin φ l'angle dièdre formé par les plans qui se coupent suivant l'axe des z et qui passent l'un par le point M, l'autre par la génératrice considérée. Il vient alors

$$\mu^2=\rho^2+\rho_0^2-2\rho\rho_0\cos\varphi$$

et

$$-2\pi\frac{d\Pi}{d\rho}=\int_0^{2\pi}\frac{F(r-t)(r+z)}{r}\,\frac{\rho-\rho_0\cos\varphi}{\mu^2}\,d\varphi.$$

Comme si le diamètre n'est pas trop grand, r diffère très peu de r_0, nous pouvons écrire sans erreur sensible

$$-2\pi\frac{d\Pi}{d\rho}=F(r_0-t)\left(1+\frac{z}{r_0}\right)\int_0^{2\pi}\frac{\rho-\rho_0\cos\varphi}{\rho^2+\rho_0^2-2\rho\rho_0\cos\varphi}\,d\varphi,$$

ou enfin

$$\frac{d\Pi}{d\rho}=-\frac{F}{r_0-z}\,\frac{\rho}{r_0};$$

d'où cette conséquence, que le champ électromagnétique est sensiblement le même à l'extérieur du fil que si tout le courant était concentré sur l'axe de ce fil. Les formules précédentes sont donc encore applicables; seulement, dans le calcul de l'énergie, il ne faudra étendre les intégrations qu'au diélectrique, c'est-à-dire aux points tels que $\rho>\rho_0$.

» Le carré de la force magnétique est

$$\frac{F'^2}{(r_0-z)^2}\,\frac{\rho^2}{r_0^2}.$$

» Le carré de la force électrique est

$$\frac{F'^2}{(r_0-z)^2}\,\frac{\rho^2}{r_0^2}+\frac{F^2}{r_0^4}.$$

» Pour avoir l'énergie, avec les unités adoptées, il faut faire la somme de ces deux carrés, intégrer cette somme en étendant l'intégration à tous les éléments de volume $d\tau$ du diélectrique et diviser par 8π. L'énergie est donc égale, au facteur près, $\frac{1}{8\pi}$, à

$$\int \frac{2F'^2}{(r_0 - z)^2} \frac{\rho^2 d\tau}{r_0^2} + \int \frac{F^2 d\tau}{r_0^4}.$$

» Si je suppose que ρ_0 soit très petit, je vois immédiatement que la première intégrale est très grande, tandis que la seconde est finie. Si l'on fait le calcul en négligeant les quantités de l'ordre de ρ_0, et si l'on pose, pour abréger, $r_0 - t = v$, de telle façon que F et F′ soient des fonctions de v, on trouve que l'énergie totale est égale à

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[-F'^2 \left(\log \frac{\rho_0}{2(v+t)} + \frac{1}{2} \right) + \frac{F^2}{2(v+t)^2} \right] dv.$$

» Cette énergie totale dépend de t que l'on voit figurer sous le signe $\int$; sa dérivée, par rapport à t, se réduit à

$$\frac{dE}{dt} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{F'^2\, dv}{v+t} - \frac{F^2\, dv}{(v+t)^3} \right].$$

» Ce résultat, qu'il est aisé de vérifier à l'aide de l'intégrale de Poynting, montre que $\frac{dE}{dt}$ est fini si ρ_0 est très petit, tandis que E est infiniment grand à cause de la présence du logarithme de ρ_0.

» Pour qu'il y eût conservation de l'énergie, il faudrait que $\frac{dE}{dt}$ fût nul; comme il n'en est pas ainsi, il faudrait, pour conserver au courant de conduction son intensité primitive, lui fournir dans le temps dt une quantité d'énergie égale à $\frac{dE}{dt}\, dt$; si donc une source étrangère ne fournit pas cette quantité d'énergie, il faut que le courant s'amortisse. Si l'amortissement est assez faible pour que les calculs précédents puissent être acceptés comme première approximation, le taux de cet amortissement (c'est-à-dire la quantité dont le logarithme de l'intensité du courant diminue dans l'unité de temps) peut être regardé comme égal à

$$\frac{dE}{dt} \frac{1}{2E}.$$

» Ce rapport est infiniment petit si ρ_0 est lui-même très petit; c'est ce qui nous explique pourquoi nous avons trouvé un amortissement nul en négligeant le diamètre du fil. J'ajoute que si la longueur d'onde est petite et si l'on suppose que la perturbation a parcouru déjà une grande longueur de fil, on peut négliger dans E et $\frac{dE}{dt}$ les termes en F^2 devant ceux en F'^2.

» Il serait curieux, mais sans doute assez difficile, de vérifier expérimentalement les conséquences de cette théorie, en cherchant si l'amortissement dépend du diamètre du fil. »

MÉTÉOROLOGIE. — *Nouvel échec de la théorie ascendante des cyclones.* Note de M. **Faye.**

« La théorie convectionnelle ou ascendante des grands mouvements tournants de l'atmosphère vient de subir un nouvel échec. Il y a peu d'années, dit M. William Morris (¹), un des météorologistes les plus éminents des États-Unis, l'opinion la plus généralement répandue, classait tous les cyclones comme des tourbillons de convection dans lesquels la chaleur latente dégagée de la vapeur d'eau condensée jouait le plus grand rôle. Mais, dans ces deux dernières années, il s'est produit une divergence d'opinion à ce sujet, et nombre d'auteurs en viennent à regarder les tempêtes cycloniques des régions tempérées comme des tourbillons engendrés en haut, dans la circulation générale de l'atmosphère et non plus comme provenant d'une action spontanée de convection. L'argument le plus simple et le plus direct en faveur de cette manière de voir, c'est le grand nombre des cyclones qui ont lieu en hiver dans les hautes latitudes. Si ceux-ci avaient une origine convectionnelle, ils devraient être le plus fréquents en été; mais, en hiver, le décroissement vertical de la température est généralement faible et le retard que subit le refroidissement dans les courants ascendants s'oppose à ce que la chaleur latente se dégage aussi bien par les basses températures de l'hiver que par les hautes températures de l'été. Ajoutez à cela que les observations de montagne, discutées par M. Hann dans ces deux dernières années, ont montré que, dans les pays tempérés, les cyclones sont plus froids que les anticyclones, ce qui montre bien que la théorie convectionnelle ne s'applique pas à ces phénomènes.

(¹) *The American meteorological Journal;* may 1892, p. 19 et 20.