

<b>Zeitschrift:</b>	Archives des sciences [1948-1980]
<b>Herausgeber:</b>	Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
<b>Band:</b>	10 (1957)
<b>Heft:</b>	4
 <b>Artikel:</b>	Courant magnétique et relativité : nouvelle théorie des machines unipolaires
<b>Autor:</b>	Reulos, René
<b>DOI:</b>	<a href="https://doi.org/10.5169/seals-738716">https://doi.org/10.5169/seals-738716</a>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 22.02.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# COURANT MAGNÉTIQUE ET RELATIVITÉ NOUVELLE THÉORIE DES MACHINES UNIPOLAIRES

PAR

**René REULOS**

Professeur à la Faculté des sciences de Grenoble.

(Avec 13 fig.)

---

## SOMMAIRE.

La théorie électromagnétique n'est pas aussi parfaite qu'on le croit généralement. Elle présente encore quelques lacunes et quelques contradictions, dans le domaine pourtant bien classique de l'induction électromagnétique et des machines unipolaires.

La Relativité apporte à ces phénomènes litigieux une explication satisfaisante, mais qui reste complètement étrangère aux méthodes de la théorie électromagnétique, lesquelles sont basées essentiellement sur les équations de Maxwell et les forces de Coulomb et de Lorentz. Ainsi des appareils comme la machine de Faraday, connue depuis plus de cent ans, restent encore objet de controverses et de doutes.

L'auteur attribue ces difficultés au fait que la *densité de charge magnétique* et le *courant magnétique* ne figurent pas dans les équations de Maxwell et de Lorentz. Il montre que l'introduction de ces grandeurs donne une explication simple des phénomènes, et qu'elle est même exigée par le principe de conservation de l'énergie, tandis que dans l'état actuel de la théorie, de curieux paradoxes subsistent. C'est ainsi, par exemple, que lorsqu'on cherche à appliquer la loi de l'induction à certaines machines unipolaires, à calculer pour celà le flux

magnétique, on n'obtient pas les mêmes résultats en ajoutant les flux des charges magnétiques élémentaires ou en évaluant le flux produit par le champ magnétique résultant. Le premier est une fonction indéfiniment *croissante* dans le temps et indéterminée, le second est une fonction bien définie et *périodique*, mais dont l'emploi conduit à des résultats inexacts. On trouve également que telle machine produit de la force motrice sans consommer d'énergie électrique, par suite de l'absence de f.e.m. L'auteur a réalisé quelques dispositifs expérimentaux destinés à localiser le siège de la force électromotrice dans chaque cas litigieux, et à tirer au clair tous ces paradoxes.

En conclusion, il propose des équations complètement symétriques par rapport aux grandeurs électriques et magnétiques, qui contiennent à côté des termes électriques classiques correspondants les termes non classiques de *densité* et de *courant magnétique* de *potentiel scalaire magnétique* et de *potentiel vecteur magnétique*. Ces équations s'intègrent dans un formalisme simple, et l'auteur les avait déjà obtenues directement à partir de considérations corpusculaires et relativistes<sup>1</sup>. Elles semblent bien représenter les véritables équations de la théorie électromagnétique.

#### 1. LA LOI DE L'INDUCTION.

La théorie électromagnétique n'est pas aussi parfaite qu'on le croit généralement. Elle présente encore quelques paradoxes dans le domaine pourtant classique de l'induction dans les machines dites acycliques ou unipolaires.

Il convient d'abord avant toute chose de préciser l'énoncé de la loi de l'induction. Qu'observe-t-on ? Une différence de potentiel ? Non ! *car la notion de potentiel ne se conserve pas en régime variable* ! Une force électromotrice ? Le terme est vague et impropre, de plus, il est particulier au langage scientifique français. Les auteurs étrangers appellent souvent force électromotrice la force qui agit sur la charge électrique en mouvement. Cette notation nous paraît plus claire et plus correcte, aussi

<sup>1</sup> René REULOS, « Recherches sur la théorie des corpuscules ». *Annale de l'Institut Fourier*, tome V, p. 564, §§ 1 et 68 à 75, p. 489.

nous l'adopterons et nous appellerons « force électromotrice » (entre guillemets) la force qui s'exerce sur la charge unité, soit:

$$\vec{F} = \vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \wedge \vec{H} \quad (1)$$

$\vec{E}$  champ magnétique,  $\vec{H}$  champ magnétique.

Dans un système en repos, « la force électromotrice » correspondant à cette définition se réduit donc au champ électrique. La différence de potentiel mesurée aux bornes d'un circuit, siège d'un phénomène d'induction, devrait s'appeler non plus force électromotrice, mais circulation ou travail de la force électromotrice, il faudrait lui trouver un nom nouveau qui ne crée pas de confusion tout en restant bref. On peut conserver en attendant la notion de différence de potentiel, étant entendu que l'on commet un abus de langage, et qu'il ne s'agit plus en régime variable de la circulation du vecteur — grad U (U potentiel scalaire), mais de celle du vecteur:

$$\vec{F} = -\vec{\text{grad}} U - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \frac{\vec{v}}{c} \wedge \text{rot} \vec{A}$$

formule identique à (1) du fait que l'on a:

$$\vec{E} = -\vec{\text{grad}} U - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad \vec{H} = \text{rot} \vec{A}$$

$\vec{A}$  étant le potentiel vecteur. On peut aussi employer le terme de *tension induite* le long du circuit.

Ceci posé, *la loi de l'induction* est susceptible de deux expressions, la première étant plus générale que la seconde:

- 1<sup>o</sup> Elle égale la circulation de la « force électromotrice » le long du circuit à la dérivée par rapport au temps du flux du champ magnétique à travers ce circuit;
- 2<sup>o</sup> Elle égale cette même quantité à la dérivée par rapport au temps du flux magnétique coupé par les parties mobiles du circuit.

La première expression est générale, bien qu'elle présente une *lacune* comme nous le verrons plus loin. La seconde est

valable seulement lorsque le champ magnétique inducteur est *permanent*, et que la variation de flux est produite dans un circuit mobile, rigide ou déformable dans le champ, parce que le champ magnétique étant *conservatif*, on vérifie facilement que la *variation du flux à travers un contour mobile est égale au flux coupé par celui-ci*. La « force électromotrice » se réduit alors au second terme de (1), c'est-à-dire à la force de Lorentz.

## 2. PREMIER PARADOXE, LA MACHINE DE FARADAY.

Il résulte de ce qui précède que pour ce que nous avons appelé conformément à son sens littéral « force électromotrice », produire un travail le long d'un circuit fermé, il faut et il suffit que le flux magnétique varie à travers ce circuit. Pour que le courant obtenu soit continu, il faut que le flux varie toujours dans le même sens, c'est-à-dire augmente *indéfiniment*. Or, la machine de Faraday fournit l'exemple d'un circuit, siège d'une différence de potentiel, ou plus précisément, le long duquel la « force électromotrice » développe une circulation, bien que *le flux magnétique reste constant, et que les éléments du circuit sièges de cette force électromotrice soient fixes*. Ce dernier point est si paradoxal que certains auteurs refusent de l'admettre et considèrent que c'est la partie mobile du circuit qui est le siège de cette force. La machine est constituée, on le sait, par un barreau cylindrique aimanté (qui autrefois était long par rapport à son diamètre, mais que l'on peut construire plus court grâce aux nouvelles substances ferro-magnétiques à champ coercitif élevé) (fig. 1). Ce barreau tourne autour de son axe et constitue un élément du circuit. Celui-ci est fermé par un fil conducteur qui part du balai A situé sur l'axe, et aboutit à un balai C qui frotte sur la surface cylindrique aimantée à égale distance des deux bases ou pôles. Un galvanomètre est intercalé en M. Devant ce problème, on peut d'abord se demander quelle région du circuit est le siège de la « force électromotrice ». Cherchons à nous placer dans un cas prévu par la loi de l'induction. Il suffit pour cela de changer le *système de référence*, de supposer l'aimant fixe et le circuit mobile, celui-ci se déplace alors dans un champ magnétique permanent et coupe

du flux, la circulation de la « force électromotrice » est alors donnée par la loi de l'induction sous sa deuxième forme, et l'on trouve facilement :

$$V = n\Phi$$

$\Phi$  étant le flux d'induction qui traverse l'aimant. Il est *vraiment extraordinaire qu'il faille changer le système de référence pour obtenir l'explication de cette machine.*

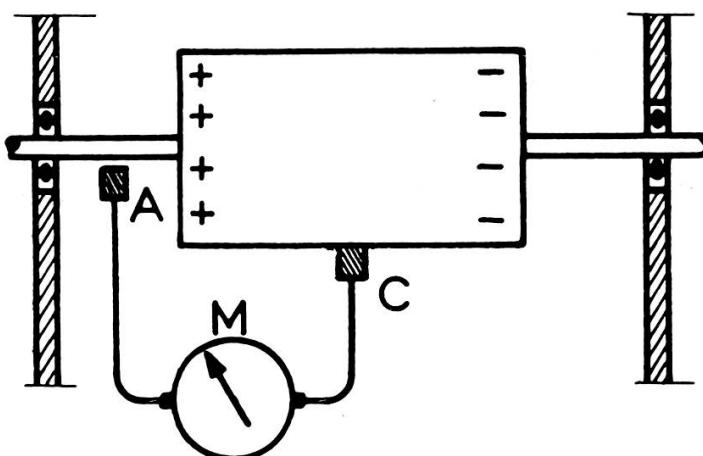


Fig. 1.

Machine de Faraday,  
appareil simple en apparence, mais dont l'explication soulève  
des difficultés.

Pour réaliser cette nouvelle disposition, il suffit de modifier un peu le schéma initial de la figure 1, comme l'indique la figure 2, afin d'éviter d'entrainer le galvanomètre dans cette

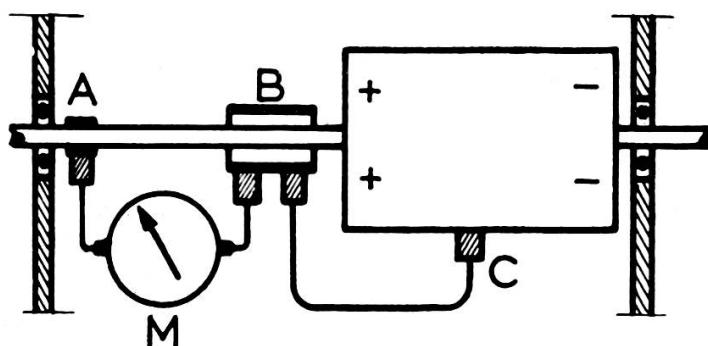


Fig. 2.

Machine de Faraday  
munie d'un dispositif permettant de laisser l'aimant fixe et de faire  
tourner le circuit extérieur.

rotation. Cette modification consiste en l'adjonction d'une bague isolée B située sur l'axe, qui a pour effet de partager le circuit en deux parties. Le circuit AMB reste fixe, tandis que le circuit BC, qui ne contient plus le galvanomètre, peut tourner indépendamment du premier. Si les deux circuits restent fixes et que l'aimant tourne, on revient au premier cas. Si l'aimant reste fixe et que l'on fait tourner le circuit, on retrouve le deuxième cas. Du point de vue expérimental, les résultats sont identiques, ce qui n'a rien d'étonnant, car on sait, comme un fait d'expérience, que les effets sont les mêmes, que l'on fasse tourner le rotor d'une machine en laissant le stator fixe, ou que l'on fasse tourner cette deuxième pièce qui devient rotor en laissant fixe la première qui devient stator, pourvu que les mouvements relatifs des pièces en mouvement soient les mêmes<sup>1</sup>.

Il apparaît donc de cette expérience, que la « force électromotrice » (au sens littéral du mot), prend naissance indiscutablement dans le circuit extérieur dans le second cas. Il doit en être de même dans le premier, car un *changement de système de référence, suivant la transformation de Lorentz* (appliqué à une force et non pas à un champ, d'où l'utilité de la notion de « force électromotrice ») *ne peut pas permettre que cette force soit finie dans un système de référence et non dans l'autre*. On peut objecter que l'on est en présence d'un système de référence tournant, et que la transformation de Lorentz n'est pas applicable à de tels systèmes, mais il est possible de s'affranchir de cette difficulté en considérant un électron à un instant donné, en un point donné de la matière conductrice constituant le circuit mobile, et de vitesse nulle par rapport à cet élément de circuit. On peut lui associer un système de référence galiléen, tel que sa vitesse soit également nulle dans ce système à cet instant. *C'est le système galiléen tangent au système tournant.* La

<sup>1</sup> C'est pourquoi Weber avait pu expliquer l'électromagnétisme à partir d'une formule ingénieuse qui ne faisait intervenir que les distances mutuelles des charges élémentaires. On sait que sa théorie disparut devant celle de Maxwell parce qu'elle ne pouvait expliquer le rayonnement de l'énergie, elle est par contre équivalente à celle-ci dans les problèmes de régime lentement variables où cet effet n'intervient pas.

« force électromotrice » qui se réduit à la force de Lorentz dans le système fixe se transforme comme les forces, elle ne peut pas être nulle dans le système galiléen tangent et finie dans le système fixe. Or, comme les phénomènes électromagnétiques sont régis par la vitesse et non par l'accélération, le passage du système tangent au système tournant ne doit pas changer la « force électromotrice ».

Selon certains auteurs, au contraire (Y. Rocard<sup>1</sup>), le circuit extérieur cesse d'être le siège de la « force électromotrice », celle-ci prenant naissance uniquement dans le système tournant, du fait de l'existence d'une force de Lorentz. Cette explication a l'avantage d'être simple et d'être en accord avec les résultats expérimentaux. Elle a, par contre, l'inconvénient de soulever des objections graves. D'abord en vertu du raisonnement ci-dessus sur la transformation des forces en relativité et d'un point de vue plus expérimental, en vertu du fait bien connu qu'on ne peut pas produire de différence de potentiel aux extrémités d'un élément de fil conducteur en mouvement dans un champ magnétique lorsque cet élément est solidaire de l'aimant qui produit ce champ. Par exemple, si l'on fait passer un fil conducteur souple dans l'entrefer d'un aimant, les extrémités aboutissant aux bornes d'un galvanomètre, et que l'on déplace l'aimant avec l'élément de courant dont il reste solidaire (fig. 3), *on n'observe aucun effet*. Il n'en est pas de même si l'on déplace seulement l'élément de courant dans l'entrefer de l'aimant qui reste fixe. D'ailleurs, si cette première expérience donnait un résultat, elle permettrait de mesurer le mouvement absolu de l'ensemble aimant-courant et donnerait le « *vent d'éther* ». Doit-on en déduire que la force de Lorentz n'existe pas dans un circuit mobile, solidaire de la matière aimantée ? Nous ne le prétendons pas, et nous verrons même qu'on doit la faire entrer en jeu, nous prétendons seulement que la « *force électromotrice* », c'est-à-dire la force  $F$  donnée par les formules 1 et 2, *est nulle à l'intérieur de l'aimant, donc si la force de Lorentz doit être conservée, il faudra qu'elle soit compensée par un champ électrique*.

<sup>1</sup> Y. ROCARD, *Electricité*, Masson éditeur, p. 208.

Certains auteurs ont essayé de conserver la notion de flux coupé et ont imaginé que les lignes de forces du champ avaient une existence matérielle et réelle et se déplaçaient, se laissant couper par le circuit fixe, comme une moisson qui défilerait

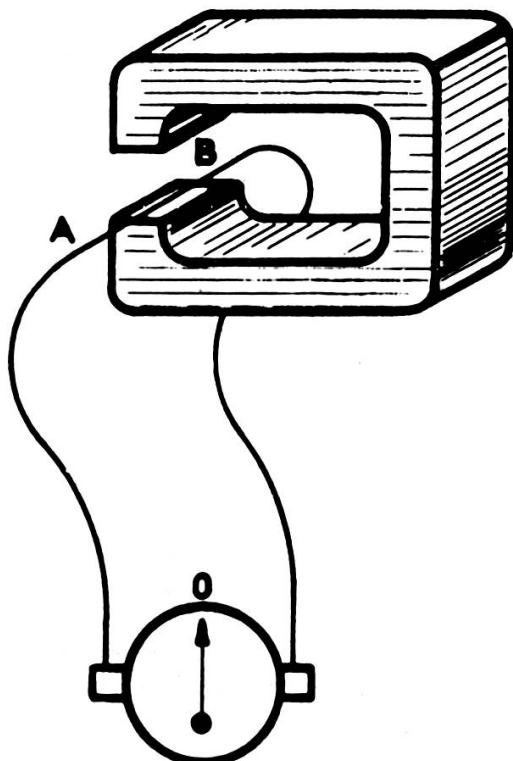


Fig. 3.

Le galvanomètre accuse une déviation si l'on déplace l'élément AB du circuit dans l'entrefer de l'aimant, mais l'aiguille reste au zéro si l'on déplace à la fois l'élément AB et l'aimant. Cette expérience, pourtant banale, conduit à écarter une des explications proposées pour la machine de Faraday.

devant la faucheuse supposée fixe. On devrait donc pouvoir définir la *vitesse d'un champ magnétique* en un point, on serait amené en outre à admettre que dans le terme de Lorentz  $\frac{\vec{v}}{c} \wedge \vec{H}$  qui figure dans l'expression 2 de la « force électromotrice »,  $\vec{v}$  représenterait donc éventuellement la « *vitesse du champ* » changée de signe, mais, comme le circuit est fixe, ce terme serait un champ électrique, autrement dit, le champ magnétique en mouvement possèderait une composante électrique. Cette propriété n'est pas absurde, elle s'accorde même

assez bien avec la transformation de Lorentz. On est seulement gêné pour définir la vitesse d'un champ magnétique, du fait de sa structure continue qui empêche d'y fixer un repère et d'en suivre le mouvement.

De plus, si on supprime le champ magnétique en fermant le circuit magnétique, de manière que le circuit électrique ne soit plus soumis à un champ magnétique (fig. 13), la tension devrait s'annuler alors qu'elle s'en trouve augmentée.

D'autres auteurs admettent plus simplement que les machines acycliques ne sont pas régies par la loi de l'induction, mais par la loi expérimentale  $V = n\Phi$  déjà rencontrée; s'il en est ainsi, il importe de savoir pourquoi.

En conclusion, il paraît prouvé que c'est le circuit extérieur de la machine qui est le siège de la « force électromotrice », dont la circulation donne l'effet mesuré, et comme ce circuit est fixe, cette circulation ne peut être produite que par un *champ électrique* permanent, comme le champ électrostatique, qui prend naissance autour des charges électriques au repos. Il doit même être possible de déterminer une distribution fictive d'électricité produisant un champ équivalent, de même qu'Am-père a imaginé une distribution fictive de charges magnétiques (feuilles magnétiques) produisant un champ magnétique équivalent à celui produit par un courant donné. Nous verrons comment la théorie de la Relativité permet de résoudre ce problème. Nous prenons acte du fait que la *théorie électromagnétique classique de Maxwell-Lorentz reste pour le moment incapable de prévoir l'existence de ce champ*. Cette conclusion ajoute au paradoxe de la machine de Faraday.

### 3. DEUXIÈME PARADOXE:

#### MOUVEMENT D'UN PÔLE DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE, THÉORÈME D'AMPÈRE, THÉORÈME D'AMPÈRE TRANSPOSÉ.

Nous parlerons d'un pôle magnétique comme si on pouvait réellement l'isoler. En fait, les expériences décrites avec ces pôles sont réalisables expérimentalement comme nous le verrons plus loin (fig. 5, 6, 7).

Considérons un circuit électrique fermé  $\mathcal{C}$ , formant une spire parcourue par un courant électrique d'intensité  $I_e$  (fig. 4).

Contrairement à l'usage et pour harmoniser nos notations avec celles que nous avons été contraints d'introduire en électricité, nous appellerons « force magnétomotrice » la force exercée par le champ magnétique et éventuellement par le champ électrique, sur le pôle magnétique + 1 en mouvement. Nous mettons encore cette expression entre guillemets parce qu'elle n'est pas classique, afin d'attirer chaque fois l'attention

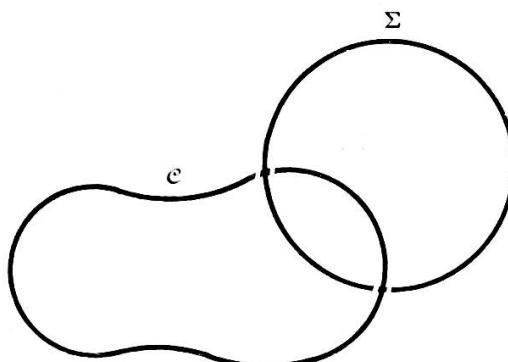


Fig. 4.

Courant magnétique  $I_m$  rigide et circulaire  
bouclant un courant électrique  $I_e$ .

Ce dispositif est un échangeur d'énergie qui consomme de l'énergie électrique pour la transformer en énergie mécanique ou vice versa. Une force électromotrice se manifeste dans le circuit électrique, tandis qu'une force magnétomotrice appliquée à la densité magnétique, s'exerce le long du circuit magnétique circulaire et transmet un couple mécanique à l'axe de rotation de ce circuit. La puissance échangée est  $P = 4\pi I_e I_m$ . La machine de Faraday est basée sur ce principe qui fournit de cet appareil, dont le fonctionnement était resté obscur, une explication particulièrement simple.

du lecteur sur ce que nous entendons par *ce terme, interprété lui aussi dans son sens littéral et non pas dans son sens conventionnel (car on sait bien que la f.e.m. classique et la f.m.m. classiques sont des travaux et non pas des forces)*. Considérons un contour fermé  $\Sigma$  bouclant  $\mathcal{C}$  (nous le supposerons circulaire par suite des nécessités expérimentales). Un pôle + 1 circule le long de  $\Sigma$  et boucle de ce fait le contour  $\mathcal{C}$ . S'il va dans le sens du contour  $\mathcal{C}$ , il fournit par cycle de travail:

$$W = 4\pi I_e$$

d'après le théorème d'Ampère.

Ce travail est fourni par le courant électrique, lequel doit de ce fait *consommer de l'énergie*. Il faut donc que celui-ci ait à vaincre un champ électrique induit dont la circulation le long du circuit est équivalente à un certain potentiel  $V$ , tel que la puissance  $P$  consommée ait précisément pour valeur  $V I_e$ . Ce champ électrique est celui qui accompagne le pôle dans son mouvement en vertu des équations de Maxwell, ce travail du champ est celui qui est prévu par la loi de l'induction sous sa forme n° 1:  $V = -\frac{d\Phi}{dt}$ ,  $\Phi$  étant le flux envoyé par le pôle à travers le circuit électrique. Jusqu'à présent, tout est normal, et en parfait accord avec la théorie.

Supposons maintenant le circuit supposé circulaire, avons-nous dit, soit constitué par une jante rigide portant le pôle, et au lieu d'un seul pôle plaçons-en un certain nombre, espacés régulièrement, puis continuons à les multiplier de manière à obtenir une *répartition continue*, que se passera-t-il ? Du point de vue théorique, il n'y a qu'à appliquer de nouveau les lois qui ont fourni la réponse au problème à un seul pôle. Selon les équations de Maxwell, le champ magnétique étant permanent du fait de l'uniformité de la distribution de magnétisme dont la densité linéaire sur la circonférence est supposée uniforme, *aucun champ électrique ne peut prendre naissance*. Du point de vue de la loi de l'induction, le flux magnétique est également permanent, la circulation de la « force électromotrice » et le potentiel équivalent *sont nuls*. Il reste à voir ce que donne l'expérience, laquelle, comme nous l'avons précisé, est *réalisable*. Toutefois, avant de passer à la réalisation expérimentale, prenons le problème d'une autre manière. Après avoir calculé la circulation de la « force électromotrice » le long du circuit, lorsque celle-ci est produite par *un seul pôle*, faisons la somme de tous les résultats obtenus pour tous les pôles élémentaires qui composent le circuit. Le résultat devrait être le même, or, nouveau paradoxe, *il est diamétralement opposé, car les potentiels élémentaires sont tous de même sens et s'ajoutent pour donner un potentiel continu*. Donc, *deux méthodes qui paraissent parfaitement correctes toutes deux donnent des résultats contradictoires*. Il faut donc faire l'expérience.

L'auteur réalise d'abord la rotation d'un pôle isolé autour d'une circonférence de la manière suivante. Il constitue en premier lieu un aimant coudé, en forme de L ou d'équerre, pouvant tourner autour d'une des branches formant l'axe de rotation (fig. 5) le circuit électrique C comporte une coupure permettant le passage de la branche perpendiculaire à l'axe.

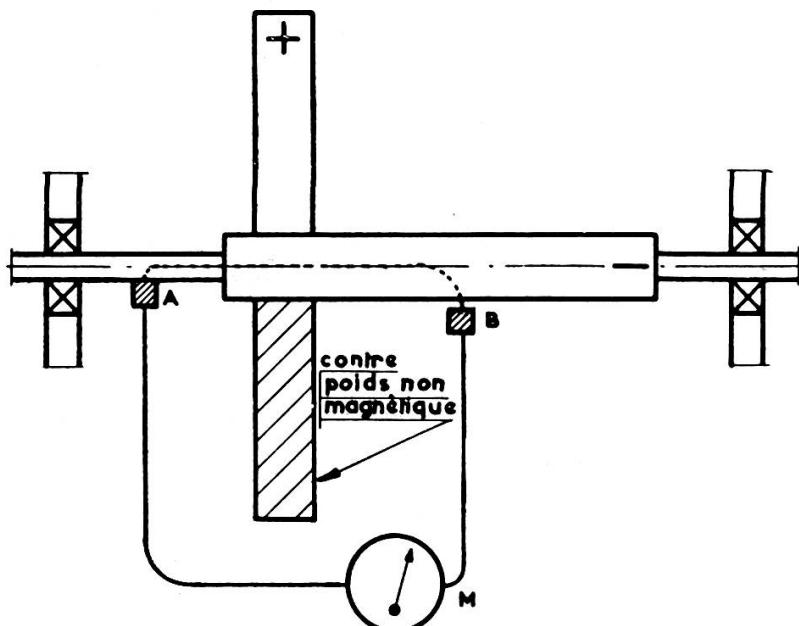


Fig. 5.

Rotation d'un pôle magnétique dans les lignes de forces d'un courant électrique.

La rotation du pôle déporté en dehors de l'axe a pour effet de faire varier le flux qu'il envoie à travers le contour AMB ? et de produire le long de ce circuit une force électromotrice, comme le prévoit la loi générale de l'induction. La tension ainsi recueillie est pulsée, mais toujours de même signe, parce que le flux d'un pôle isolé bouclant un circuit n'est pas une fonction uniforme de sa coordonnée curviligne et sa valeur augmente indéfiniment, s'accroissant de '4 à chaque tour. Il est, en outre, intéressant de remarquer que la traversée des lignes de forces de l'aimantation dans le métal ne fait apparaître aucune tension.

Cette coupure est fermée par une partie de l'axe de rotation, c'est-à-dire par une partie de l'aimant, comme l'indique la figure 5. Deux balais raccordent le circuit proprement dit à l'aimant mobile qui le ferme. Pour multiplier les pôles, rien n'est plus facile, il suffit de disposer dans le plan perpendiculaire

à l'axe, plusieurs branches régulièrement espacées comme les rayons d'une roue (fig. 6). L'acier utilisé généralement pour les aimants est un « ticonal » extrêmement dur et cassant, donc difficile à percer et à travailler, mais il est possible d'utiliser un moyeu de fer doux et d'y coller les portions d'aimants à l'araldite, les vitesses de rotations nécessaires étant de l'ordre de quelques tours par seconde, et ne mettant pas en jeu de ce fait des forces considérables. Nous remarquerons à cette occasion que tout se passe comme si la différence de potentiel observée était produite uniquement par la variation du flux envoyé par le pôle à travers le circuit, on n'observe pas de composante continue, tandis que, si l'électricité était soumise à une « force électromotrice » à l'intérieur de la matière aimantée, la différence de potentiel continue  $V = n\Phi$  de la roue de Barlow devrait s'ajouter à la différence de potentiel pulsée, mais toujours de même sens produite par l'induction du pôle dans le circuit. Pour obtenir une répartition continue, on peut utiliser un disque aimanté radialement, ou même un disque de fer doux, l'aimant permanent restant sur l'axe qui le traverse; on peut alors utiliser des aimants de ferrite du commerce, que l'on trouve percés suivant l'axe.

*L'expérience décide en faveur du deuxième mode de raisonnement et met en évidence une différence de potentiel continu et non pas nulle comme le voudrait le premier mode.* D'ailleurs, la machine en question présente une certaine parenté avec la machine de Faraday. Comment se fait-il que la loi de l'induction soit exacte pour les pôles élémentaires isolés et ne le soit plus dans le cas de plusieurs pôles et surtout lorsque ceux-ci sont répartis suivant une densité continue.

L'explication de ce paradoxe est la suivante: le flux créé par un pôle n'est pas une fonction uniforme périodique de la coordonnée curviligne (arc de cercle) du pôle, mais une fonction non uniforme régulièrement croissante qui *augmente de  $4\pi Q$  à chaque tour*, de sorte que *le flux que l'on obtient en additionnant tous les flux élémentaires n'est pas le même que celui qui est envoyé par le champ magnétique résultant, à travers le circuit*. Le premier qui croit indéfiniment et qui n'est défini qu'à une constante près est le bon; le second est bien défini et qui varie

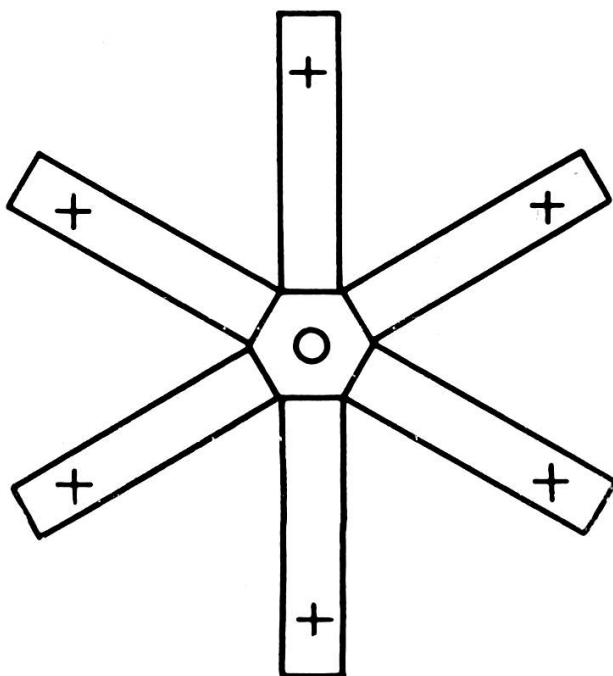


Fig. 6.

Le paradoxe de la roue à pôles multiples.  
Les tensions induites par chaque pôle s'ajoutent et la tension résultante augmente de ce fait avec le nombre des pôles, tandis que le flux à travers le circuit tend à s'annuler.

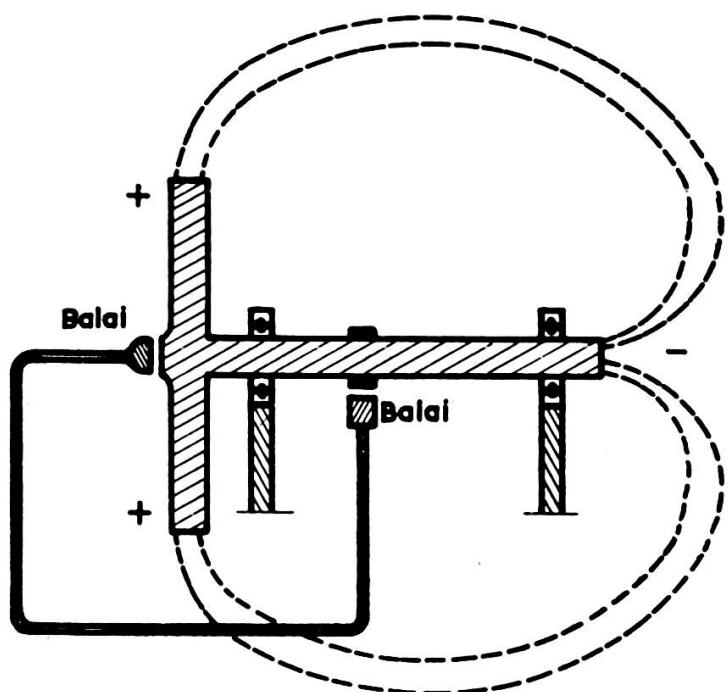


Fig. 7.

Roue pleine aimantée radialement.  
On passe de la roue à pôles multiples au disque plein afin d'obtenir un courant magnétique continu et une tension continue. La loi de l'induction est en défaut, car cette répartition continue de la densité magnétique a eu pour effet de rendre le flux absolument constant.

périodiquement dans le temps, conduit ici à des résultats inexacts. En d'autres termes, et c'est là un des aspects troublants du paradoxe, les *champs magnétiques ne sont pas susceptibles d'addition*. Un tel résultat ne saurait être accepté sans discussion, car il serait la négation même de la notion de champ. Quelle est donc l'origine du paradoxe, dont les conséquences sont à la fois incommodes et étranges ?

#### 4. LE COURANT MAGNÉTIQUE.

*Les paradoxes, les contradictions, mises en évidence dans ce qui précède proviennent tout simplement d'une lacune de la théorie électromagnétique, qui ignore le courant magnétique.* Il suffit de le rétablir et tout s'explique. Le problème du § 3 se présente alors sous un jour bien différent: il s'agit d'un *courant électrique*  $\mathcal{C}$  qui boucle un *courant magnétique*  $\Sigma$ . Au théorème d'Ampère, vient se superposer le théorème transposé qui dit que la *circulation de la « force électromotrice » le long d'un circuit fermé  $\mathcal{C}$  est égale au produit à par  $4\pi$  du courant magnétique (supposé permanent) à travers ce circuit, terme qui s'ajoute au terme classique d'induction, et permet de prévoir une différence de potentiel même lorsque le flux magnétique classique reste constant* par suite du caractère permanent du régime. Plus précisément, si  $Q_m$  est la charge magnétique portée par la circonférence  $\Sigma$ , si  $v$  est sa vitesse, le courant magnétique vaut  $I_m = Q_m v$  et la circulation de la « force électromotrice » le long de  $\mathcal{C}$  vaut  $4\pi Q_m v$ , la puissance échangée avec le circuit électrique parcouru par le courant  $I_e$  vaut donc  $W = 4\pi Q_m v I_e = 4\pi I_e I_m$ , en vertu du théorème que nous proposons, en transposition du théorème d'Ampère. Corrélativement, la circulation de la « force magnétomotrice », qui se présente sous la forme d'un travail mécanique, vaut en vertu du théorème d'Ampère  $T = 4\pi I_e Q_m$ . Comme la vitesse de la charge magnétique est  $v$ , la puissance mécanique échangée avec la puissance électrique vaut:  $W = 4\pi Q_m v I_e = 4\pi I_e I_m$ . *Le théorème d'Ampère est donc inséparable de son transposé, qui assure la conservation de l'énergie. Sans lui, les équations de Maxwell sont incomplètes et conduisent fatalement à des difficultés.* Il est donc

possible grâce à cette notion de conserver au champ et au flux leurs propriétés classiques, et de ne pas leur prêter des propriétés étranges et incommodes. Nous verrons que d'autres expériences, et en particulier l'expérience de l'auteur, qui est la transposée dans le domaine du magnétisme de celles de Rowland et d'Eichenwald, viennent confirmer ce point de vue et militer en faveur de la notion non classique de courant magnétique.

### 5. LES EXPÉRIENCES DE ROWLAND, D'EICHENWALD, DE L'AUTEUR.

Dans son expérience bien connue, Rowland a montré que la rotation d'un des plateaux d'un condensateur à air, plan et circulaire, chargé produisait un champ magnétique, que le produit de la densité électrostatique par la vitesse de son support avait les propriétés physiques d'un courant électrique.

Eichenwald a repris les expériences de Rowland, mais il a fait tourner non plus les armatures d'un condensateur plan à air, mais le dialectrique seul, d'un condensateur plan circulaire, laissant les armatures fixes. Les charges en mouvement n'étaient plus les charges libres de la conductivité métallique, mais les charges liées à la molécule, de *la polarisation électrique*. L'effet observé ne permit pas de faire de différence entre le courant électrique produit par des charges libres entraînées par leur support et celui qui est produit par les charges de polarisation. On sait, d'autre part, que le champ magnétique engendré par un courant électrique, peut être considéré comme produit par une distribution fictive de charges magnétiques fixes, c'est-à-dire par une polarisation magnétique; or cette polarisation magnétique nous est précisément donnée par la théorie de la *Relativité*, qui fournit de l'expérience d'Eichenwald une explication intéressante. En effet, le tenseur des polarisations se transforme sous l'effet de la transformation de Lorentz, suivant les formules :

$$\vec{P}' = \frac{\vec{P} + \frac{\vec{v}}{c} \wedge \vec{J}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad \vec{J}' = \frac{\vec{J} - \frac{\vec{v}}{c} \wedge \vec{P}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

qui rappellent celles relatives à la transformation des champs, ce qui est normal, puisque les uns et les autres sont des tenseurs. Un élément de substance polarisée en mouvement possède donc une aimantation virtuelle due à la vitesse, perpendiculaire à la fois à la vitesse et à la polarisation (fig. 8). Ainsi, sous l'effet

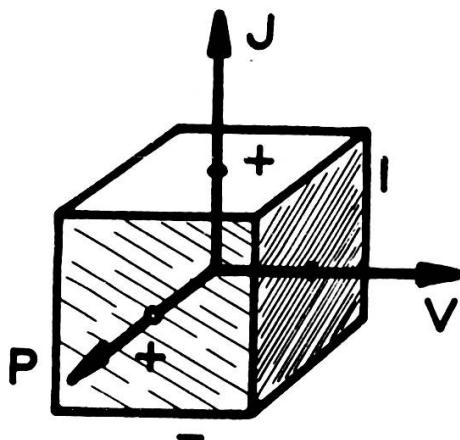


Fig. 8.

#### Transformation relativiste des polarisations.

Sous l'effet de la vitesse, la matière aimantée se polarise électriquement et des charges électriques virtuelles apparaissent. Corrélativement, les dialectriques polarisés s'aimantent. Les orientations de ces trois vecteurs sont représentées sur la figure. Il n'est pas nécessaire de mettre en jeu de grandes vitesses pour obtenir des effets mesurables, quelques centimètres par seconde suffisent.

de la vitesse, l'anneau polarisé électriquement parallèlement à l'axe de la rotation, accuse une aimantation radiale, tandis qu'une densité magnétique virtuelle apparaît sur ses faces cylindriques, de sorte que le dialectrique en rotation peut être considéré comme un courant du point de vue de la théorie électromagnétique, et comme un feuillet magnétique du point de vue de la Relativité. Inversement, la matière aimantée se polarise électriquement sous l'action de la vitesse, et c'est à cet effet que R. Beeker attribue le fonctionnement de la machine de Faraday, dont le barreau se polarise électriquement suivant un rayon, expliquant ainsi le champ électrique constaté. Ce champ électrique existe également dans la matière aimantée observée depuis le système fixe, mais il est compensé par la force de Lorentz, ce qui explique que la « force électromotrice » puisse rester nulle à l'intérieur de l'aimant.

L'auteur a eu l'idée de reprendre l'expérience d'Eichenwald, en la transposant dans le domaine du magnétisme. Il prenait comme substance polarisée un anneau de ferrite de section rectangulaire, aimanté parallèlement à son axe, c'est-à-dire perpendiculairement à ses faces planes (fig. 8). Une telle forme a pu être employée grâce au champ coercitif très élevé de

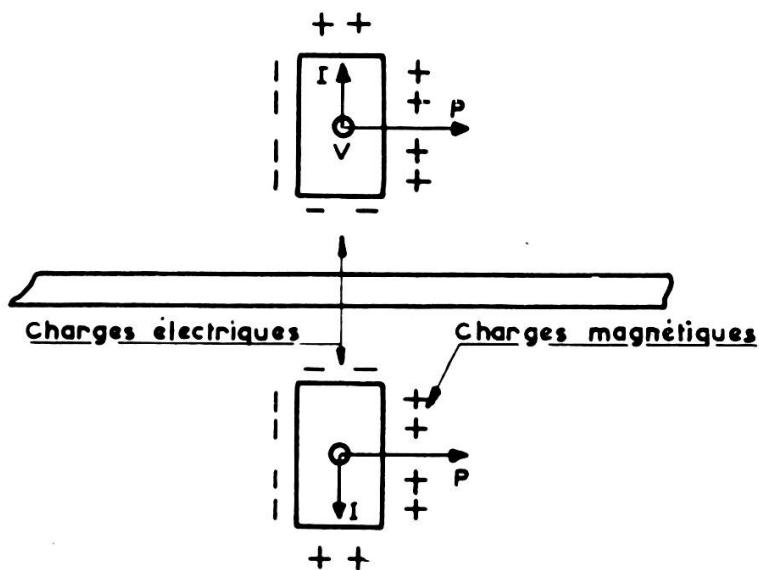


Fig. 9.

Polarisation électrique d'un anneau de ferrite aimanté sous l'effet de la vitesse.

Le champ électrique produit, dont les lignes de force sont visibles de la figure, semble issu de densités de charges électriques réparties sur les faces cylindriques de l'anneau, tandis que ses faces planes portent des charges magnétiques.

certaines ferrites qui permettent de réaliser de véritables *feuilles magnétiques*. Il n'est donc pas nécessaire de prévoir de champ inducteur comme dans le cas de la polarisation électrique (fig. 9). Sous l'effet de la rotation, une polarisation électrique apparaît observable seulement dans le système fixe. Elle est dirigée radialement et des charges électriques fictives se manifestent sur les faces cylindriques de l'anneau (fig. 9). Le champ électrique ainsi produit possède une composante suivant l'axe de rotation. L'auteur le détecte par la circulation qu'il développe le long du circuit ABD, lequel comporte une portion de l'axe AB, une partie également fixe BMC et une

partie mobile CA constituée par un disque de cuivre solidaire de l'anneau (fig. 10). La polarisation électrique et le champ électrique qu'elle produisent ne sont pas observables dans le disque mobile lié à l'aimant, de sorte que le champ électrique

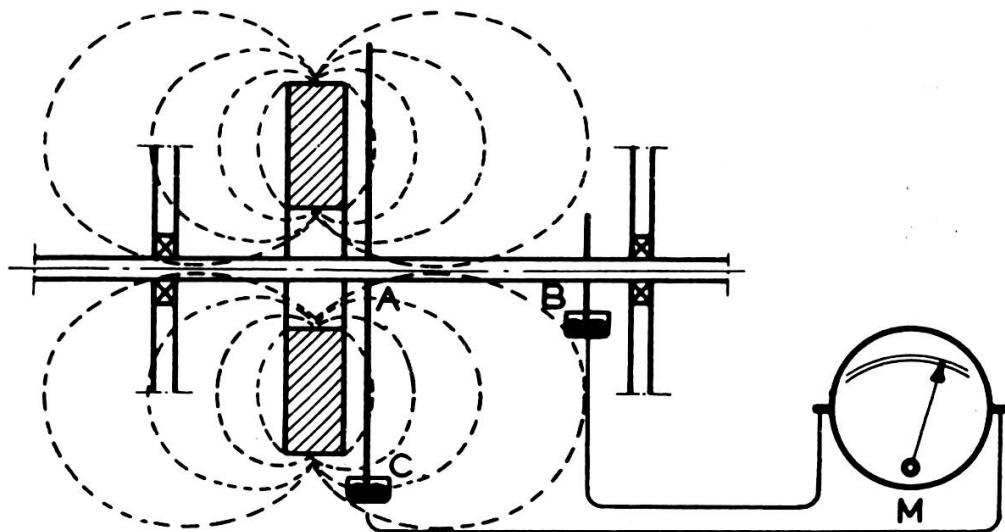


Fig. 10.

Machine de l'auteur, transposition dans le domaine du magnétisme des expériences de Rowland et d'Eichenwald.

Les signes + et — situés sur les faces planes représentent des densités magnétiques, tandis que ceux disposés sur les faces cylindriques représentent des densités électriques. Les lignes de forces figurées en pointillé sont celles du champ électrique. Ce champ peut être considéré comme produit par une polarisation électrique due à la vitesse, selon le point de vue relativiste, ou comme produit par les courants magnétiques permanents du point de vue de la théorie électromagnétique. Ce champ induit une tension le long du circuit BMC, mais la portion de circuit AC n'est soumise à aucune f.e.m. car elle est mobile et liée à l'aimant.

qui en résulte n'est pas observable dans le disque et ne se manifeste que le long du circuit ouvert ABMC, le long duquel il produit une certaine différence de potentiel, au sens propre du mot, puisqu'il s'agit d'un champ électrostatique. Si on voulait analyser le comportement du disque, dans le système fixe, on n'aurait plus le droit d'annuler le champ électrique le long de ce parcours, mais alors interviendrait la force de Lorentz, de sorte que la « force électromotrice » resterait nulle le long de l'élément mobile. Comme, d'autre part, le champ

électrique considéré dérive d'un potentiel, sa circulation le long du rayon AC du disque est égale à sa circulation le long du circuit fixe ABMC, il en résulte que cette dernière est égale à la circulation de la force de Lorentz dans le disque. C'est cette identité de résultats qui explique que certains auteurs aient admis que c'était le disque qui était le générateur de potentiel. Il serait intéressant d'observer directement le champ électrique sans passer par sa circulation, et l'auteur espère qu'une expérience directe pourrait être réalisée, peut-être à l'aide de l'induction nucléaire électrique comme l'a suggéré M. Georges Béné lors de l'exposé de l'auteur à la Société de Physique et d'histoire naturelle de Genève.

Nous avons vu que l'expérience d'Eichenwald peut s'expliquer dans la théorie électromagnétique pure, par le champ magnétique engendré par le courant électrique constitué par le mouvement des charges de polarisation. Inversement, l'expérience transposée s'explique par le champ électrique engendré par le *courant magnétique* constitué par le mouvement des charges magnétiques de polarisation, et *c'est là la seule explication que peut fournir la théorie électromagnétique, la rejeter serait accepter une lacune inexplicable de cette théorie.*

## 6. EXPLICATION DE LA MACHINE DE FARADAY.

L'auteur a modifié légèrement sa machine de manière à en faire une machine de Faraday, et donner de celle-ci une explication indépendante de la loi de l'induction qui, comme nous l'avons vu présente des difficultés. Le disque n'est plus en cuivre mais en fer, et au contact de l'anneau. Un anneau identique est placé de l'autre côté du disque de fer (fig. 11 et 12). L'avantage de ce dispositif sur celui de Faraday est de connaître le trajet du courant électrique, qui ne se répand plus d'une manière indéterminée à travers la matière aimantée. Si l'on admet que l'aimantation est uniforme et parallèle à l'axe, si  $\mathcal{J}$  est son intensité, la densité de charge magnétique répartie sur ses faces planes est également uniforme et à la même mesure, soit  $\mathcal{J}$ . Si  $S$  est la surface de ses faces planes, la charge magnétique totale portée par chaque pôle est  $Q = \mathcal{J}S$ . Si  $n$  est le

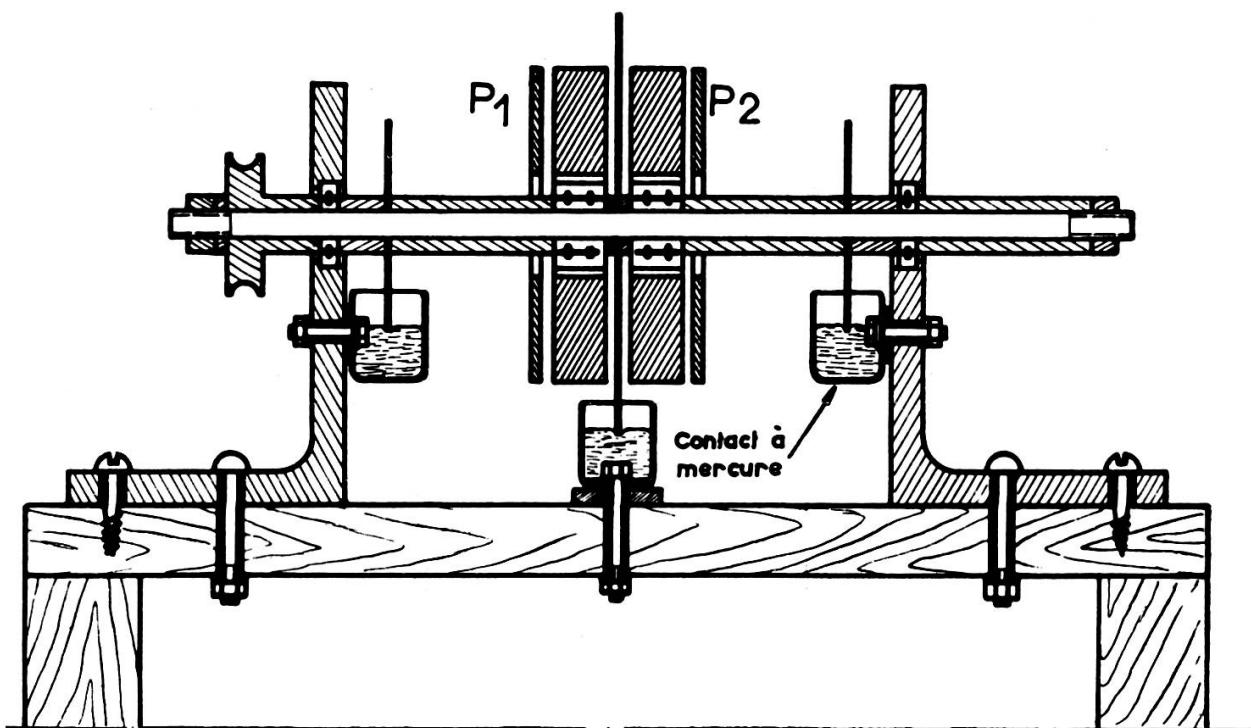


Fig. 11.

## Machine acyclique expérimentale.

Cette machine a été construite par l'auteur dans le but d'étudier le fonctionnement de la machine de Faraday, comparativement à celui de la roue de Barlow, dans laquelle elle peut se transformer, car les disques de ferrite tournent librement sur l'axe, ils peuvent ainsi être rendus solidaires du plateau de fer central ou être rendus fixes, tandis que le flux magnétique peut se fermer dans l'air ou se fermer sur un circuit ferromagnétique, à l'aide de pièces polaires  $P_2$  et  $P_3$  visibles sur les figures 13 et 14.

nombre de tours que fait la roue par seconde, le courant magnétique vaut:

$$n \mathcal{J} S$$

et la circulation du champ électrique (différence de potentiel observé) vaut:

$$V_0 = 4\pi n \mathcal{J} S = n \Phi_1$$

en vertu du théorème d'Ampère transposé,  $\Phi_1$  étant le flux du vecteur  $4\pi \mathcal{J}$ .

Ce potentiel n'est pas celui de la machine, il représente celui que produirait une machine fictive irréalisable, constituée par un *courant magnétique entièrement bouclé par un circuit fixe*,

parcouru par un courant électrique. Il n'est pas tenu compte du fait que l'élément de circuit CA étant mobile (fig. 12) et lié à l'aimant, ce conducteur n'est le siège d'aucune « force électromotrice ». Il n'est pas tenu compte non plus de la « force

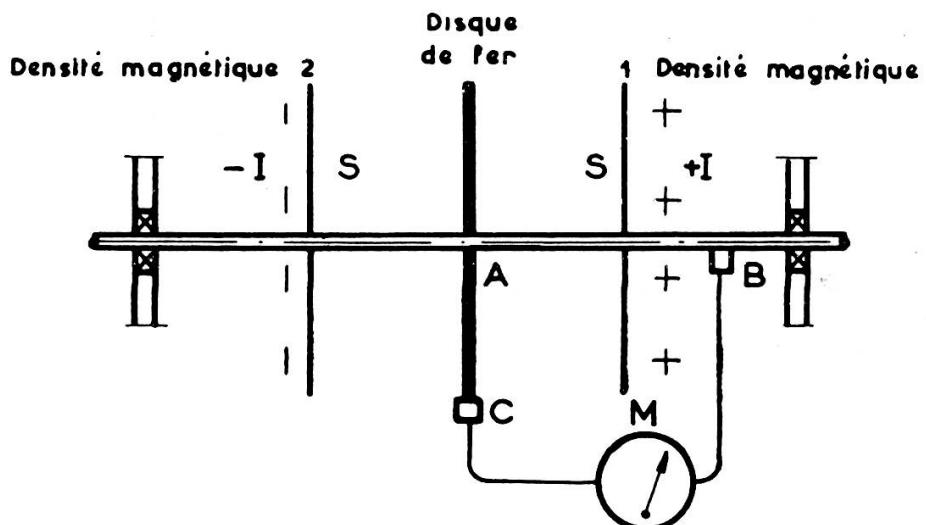


Fig. 12.

Machine acyclique schématisée.

Cette machine a été schématisée en vue de la théorie de la machine de Faraday. Le circuit AMBC boucle le courant magnétique porté par la face 1. La face 2 porte un courant magnétique qui reste extérieur au courant électrique, mais dont il y a cependant lieu de tenir compte.

électromotrice » induite par la face qui reste extérieure au circuit. Occupons-nous d'abord du premier effet. Affectons de l'indice 1 la face bouclée par le circuit, de l'indice 2 celle qui lui est extérieure. Soit  $H_1$  le champ magnétique engendré par la face 1,  $E_1$  le champ électrique dû à la rotation des charges magnétiques de cette face,  $F_1$  la force de Lorentz engendrée à l'intérieur du disque par le champ  $H_1$ ,  $V_1$ , la circulation du champ  $E_1$  le long de ABMC,  $L_1$  la circulation de la force de Lorentz le long du rayon CA.  $V'_1$  la circulation du champ  $E_1$  sur ce même trajet. Affectons de l'indice 2 les grandeurs correspondantes, relatives à la face 2. On a d'abord:

$$V'_1 + V_1 = V_0 \quad (\text{théorème transposé de celui d'Ampère})$$

$$V'_2 + V_2 = 0 \quad \text{même raison}$$

$V'_1 + L_1 = 0$  (nullité de la force électromotrice dans le disque lié à la matière aimantée)

$V'_2 + L_2 = 0$  (même raison).

Le potentiel cherché, circulation de la « force électromotrice » le long du circuit ACBMA vaut donc, d'après ce qui précède:

$$V = V_1 + V'_1 + L_1 + V_2 + V'_2 + L_2 ,$$

soit

$$V = V_1 + V_2 = V_0 + L_1 + L_2 .$$

Or  $V_0$  a déjà été calculé (formule 1), quant au terme  $L_1 + L_2$ , il représente la force de Lorentz créé par le champ total  $H = H_1 + H_2$  qui n'est autre que le *champ démagnétisant*. Si  $v = 2\pi rn$  est la vitesse d'un élément du disque de fer, placé à la distance  $r$  de l'axe, la force de Lorentz vaut:

$$F = \frac{2\pi rn}{c} H$$

et son travail le long du rayon AC du disque de fer vaut:

$$V_2 = \int_{r_1}^{r_2} F(r) dr = \pi r^2 n H = n S B = n \Phi_2 ,$$

(avec  $\Phi_2 = SB$ , flux du vecteur induction). La circulation de la force électromotrice totale vaut donc:

$$V = V_1 + V_2 = n (\Phi_1 + \Phi_2) = n S (H + 4\pi J) = n S B = n \Phi .$$

On retrouve ainsi la formule bien connue des machines acycliques, que l'on obtient facilement dans le cas de l'aimant fixe et du circuit tournant, mais qui restait inexplicable dans le cas de l'aimant tournant, plus compliqué certes, mais aussi plus intéressant.

Nous venons de calculer l'énergie électrique échangée contre de l'énergie mécanique, il nous reste à évaluer cette dernière. Le calcul de la première mettait en cause le circuit électrique et se calculait par le théorème transposé de celui d'Ampère. Le calcul de la seconde met en cause le circuit mécanique, porteur des charges magnétiques, c'est-à-dire le *circuit magné-*

*tique.* Il faut donc évaluer la circulation de la force magnéto-motrice, et utiliser le véritable théorème d'Ampère. Si  $Q_m$  est la charge magnétique répartie sur le pôle bouclé par le courant électrique  $I_e$ , le travail produit par tour est  $T = 4\pi I Q_m$ . La puissance mise en jeu est:

$$W = 4\pi Q_m n I_e = V I \quad \text{avec} \quad V = n 4\pi Q_m$$

mais d'après ce que nous venons de voir,  $Q_m = S\mathcal{J}$ , d'où  $V = 4\pi n S \mathcal{J} = n \Phi_1$  ( $\Phi_1$  étant le flux du vecteur  $4\pi \mathcal{J}$  à travers la surface  $S$ ) à cette puissance mécanique mise en œuvre; en vertu du théorème d'Ampère, on doit encore ajouter celle qui est échangée sous l'effet de la force de Lorentz, sous l'effet du champ démagnétisant, dans le disque qui se comporte comme une roue de Barlow. Le couple qui lui correspond a pour expression:

$$C = \int_{r_0}^{r_1} i r dr H = \frac{1}{2} i (r_2^2 - r_1^2) H$$

la puissance correspondante est:

$$2\pi n C = n i H S = i n \Phi_2 = i V_2 \quad \text{avec} \quad V_2 = n \Phi_2$$

$H$  étant le champ magnétique produit par la densité magnétique (champ démagnétisant). La puissance totale vaut donc:

$$T = I V \quad \text{avec} \quad V = V_1 + V_2 = n (\Phi_1 + \Phi_2) = n \Phi$$

avec

$$\Phi = S (H + 4\pi P) = S B ,$$

$B$  étant le vecteur induction. On retrouve encore la formule bien connue des machines acycliques, ou unipolaires, que l'on peut considérer comme exacte parce qu'elle a été vérifiée expérimentalement dans de nombreuses circonstances. Il est possible de supprimer le champ démagnétisant en fermant le circuit magnétique par des pièces polaires, comme l'indiquent les figures 13 et 14 la différence de potentiel est alors donnée uniquement par le théorème transposé du théorème d'Ampère. On peut en outre tirer de cette expérience les conclusions suivantes:

- 1<sup>o</sup> La tension de l'appareil ainsi modifié ne peut plus s'expliquer par l'argument du champ mobile coupé par un circuit fixe, puisque le flux étant canalisé dans le fer, ne rencontre plus le circuit;

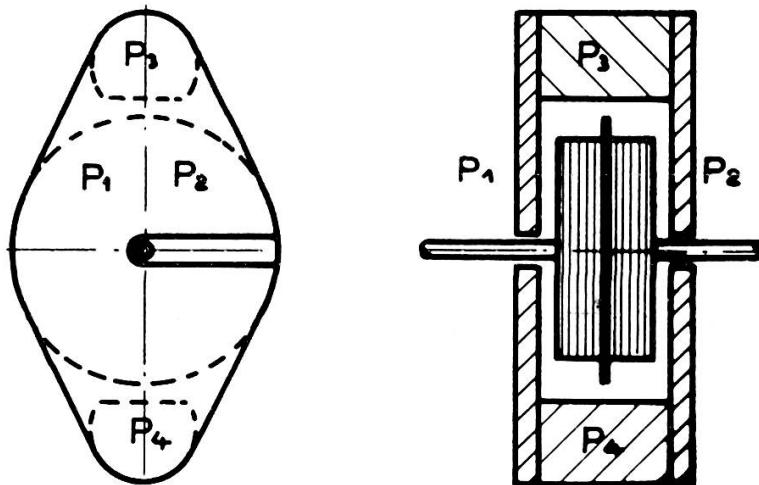


Fig. 13.

Machine acyclique expérimentale munie d'un circuit magnétique. Ce dispositif, constitué par les pièces polaires PPPP permet de vérifier quelques résultats intéressants:

- 1<sup>o</sup> Le champ électrique subsiste dans des régions où il n'y a plus de champ magnétique, constatation qui vient à l'encontre de la suggestion citée à la fin du § 2;
- 2<sup>o</sup> Ce n'est pas l'aimantation ni l'induction qui produit la force de Lorentz dans la matière conductrice et aimantée, mais seulement le champ;
- 3<sup>o</sup> Le disque n'est le siège d'aucune force électromotrice lorsqu'il est lié à l'aimant; il devient au contraire le générateur de tension lorsque l'aimant est immobilisé.
- 2<sup>o</sup> Il est possible de lier le circuit magnétique avec l'aimant et de faire tourner l'ensemble, au moins d'un certain angle. Si le disque de fer était le siège de la «force électromotrice», une certaine tension se manifesterait au cours de ces oscillations, et cette tension serait *supérieure* à celle que l'on obtient en imprimant à l'aimant le même mouvement, sans fermer le circuit magnétique et cela du fait de la suppression du champ démagnétisant. En fait, la tension observée est pratiquement nulle. *Cette expérience confirme le fait que le disque lié à l'aimant n'est le siège d'aucune «force électromotrice».*

Or, le courant magnétique a disparu, le champ électrique a disparu, le champ démagnétisant a disparu, l'effet a disparu; on en déduit, en confirmation du raisonnement précédent *que l'aimantation seule ne produit pas de force de Lorentz*, que de ce fait l'induction ne produit pas de force de Lorentz, mais le *champ magnétique seulement est l'auteur de ce phénomène*.

### 7. LES ÉQUATIONS GÉNÉRALES DE L'ÉLECTROMAGNÉTISME.

Il resterait à intégrer cette généralisation des équations de Maxwell dans une théorie rationnelle. L'auteur rappelle qu'il a déjà obtenu des équations de Maxwell généralisées, d'abord dans ses « recherches sur la théorie des corpuscules »<sup>1</sup>, puis en application de sa nouvelle transformation de la Relativité restreinte<sup>2</sup>. Ces équations appartiennent à un type mathématique bien connu, elles s'écrivent:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + 4\pi \vec{J}_e = \text{rot} \vec{H} \quad \text{div } \vec{E} = 4\pi \rho_e \quad (1)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - 4\pi \vec{J}_m = -\text{rot} \vec{E} \quad \text{div } \vec{H} = 4\pi \rho_m \quad (2)$$

$$\vec{E} = -\text{grad } U_e - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}_m}{\partial t} - \text{rot} \vec{A}_e \quad (3)$$

$$\vec{H} = -\text{grad } U_m + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}_e}{\partial t} - \text{rot} \vec{A}_m \quad (4)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial U_e}{\partial t} + \text{div } \vec{A}_m = 0 \quad (5) \quad \text{div } \vec{E} = 4\pi \rho_e \quad (7)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial U_m}{\partial t} - \text{div } \vec{A}_e = 0 \quad (6) \quad \text{div } \vec{H} = 4\pi \rho_m \quad (8)$$

avec  $\vec{E}$  champ électrique,  $\vec{H}$  champ magnétique,  $\vec{A}$  potentiel vecteur,  $U$  potentiel scalaire,  $\rho$  densité,  $I$  courant, l'indice  $e$  désignant les termes électriques, l'indice  $m$  désignant les

<sup>1</sup> René REULOS, *Annales de l'Institut Fourier*, tome V, années 1953 et 1954, p. 488.

<sup>2</sup> René REULOS, “Non Classical transformation in Special relativity”, *The Physical Review*, Vol. 102, No. 2, 535-536, April 15, 1956.

termes magnétiques. Si l'on réunit en un même terme complexe le terme électrique et le terme magnétique qui lui correspond, si on introduit en outre la quatrième dimension en posant:

$$\psi_k = H_k + i E_k \quad \psi_4 = 0 \quad J_k = (J_e + i J_m)_k \quad \text{avec} \quad (J_e)_4 = i \rho_e \\ (J_m)_4 = i \rho_m$$

$$\varphi_k = -(A_e + i A_m)_k \quad (A_e)_4 = i U_e \quad (A_m)_4 = -U_m$$

$$x_4 = i c t \quad \partial_k = \frac{\partial}{\partial x_k} \quad \partial_4 = -\frac{i}{c} \frac{\partial}{\partial t},$$

ces équations se réduisent de moitié, elles prennent la forme condensée:

$$\partial_4 \psi_1 - \partial_1 \psi_4 + \partial_2 \psi_3 - \partial_3 \psi_2 = 4\pi J_1$$

$$\partial_4 \psi_2 - \partial_2 \psi_4 + \partial_3 \psi_1 - \partial_1 \psi_3 = 4\pi J_2$$

$$\partial_4 \psi_3 - \partial_3 \psi_4 + \partial_1 \psi_2 - \partial_2 \psi_1 = 4\pi J_3$$

$$\partial_1 \psi_1 + \partial_2 \psi_2 + \partial_3 \psi_3 + \partial_4 \psi_4 = 4\pi J_4$$

$$\partial_4 \varphi_1 + \partial_1 \varphi_4 + \partial_3 \varphi_2 - \partial_2 \varphi_3 = \psi_1$$

$$\partial_4 \varphi_2 + \partial_2 \varphi_4 + \partial_1 \varphi_3 - \partial_3 \varphi_1 = \psi_2$$

$$\partial_4 \varphi_3 + \partial_3 \varphi_4 + \partial_2 \varphi_1 - \partial_1 \varphi_2 = \psi_3$$

$$\partial_1 \varphi_1 + \partial_2 \varphi_2 + \partial_3 \varphi_3 - \partial_4 \varphi_4 = -\psi_4$$

et la forme encore plus condensée:

$$[\partial \psi] = 4\pi J \quad [\partial]^\sim \varphi = \psi$$

avec

$$\psi = \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{bmatrix}, \quad \varphi = \begin{bmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \varphi_3 \\ \varphi_4 \end{bmatrix}, \quad [\partial] = \begin{bmatrix} \partial_4 - \partial_3 & \partial_2 - \partial_1 \\ \partial_3 & \partial_4 - \partial_1 - \partial_2 \\ -\partial_2 & \partial_1 & \partial_4 - \partial_3 \\ \partial_1 & \partial_2 & \partial_3 & \partial_4 \end{bmatrix},$$

$[\partial]^\sim$  étant le tenseur transposé.

Ces équations s'intègrent dans un formalisme plus simple que les équations classiques, et elles paraissent bien représenter les véritables équations de la théorie électromagnétique.

## 8. CONCLUSION.

L'étude de la machine de Faraday et celle de l'expérience de l'auteur, qui est la transposition de celle d'Eichenwald, ont permis de tirer les conclusions suivantes:

- 1<sup>o</sup> Les machines à tension continue, à induction acyclique ou unipolaire, sont intéressantes à étudier d'une manière serrée, car *elles posent un problème*. Elles s'expliquent en effet simplement lorsque l'inducteur est fixe, et sont inexplicables dans le cadre des lois de l'électromagnétisme lorsque l'inducteur est mobile, parce qu'alors le circuit est fixe et que le *flux magnétique est constant*. Il n'est pas possible non plus de parler de flux coupé. D'autres paradoxes sont à signaler dans le calcul du flux magnétique;
- 2<sup>o</sup> On pourrait être tenté de placer le siège de la force électromotrice dans la partie mobile du circuit, solidaire de la matière aimantée mais il apparaît, tant du raisonnement que de l'expérience, que cet élément ne peut être le siège d'aucune force électromotrice. S'il en était autrement, un fil traversant l'entrefer d'un aimant et solidaire de celui-ci, serait le siège d'une force électromotrice par suite du mouvement absolu de l'ensemble. Il serait ainsi possible de déterminer celui-ci et de mesurer le « vent d'Ether ».
- 3<sup>o</sup> Si l'on admet qu'une force de Lorentz se manifeste sur la partie mobile du circuit, il faut postuler l'existence d'un *champ électrique* permanent qui la neutralise. Si l'on admet que la « force électromotrice » se manifeste dans la partie fixe du circuit, il faut encore admettre l'existence d'un *champ électrique* permanent, c'est-à-dire d'un champ ayant le caractère d'un champ électrostatique.
- 4<sup>o</sup> Ce champ électrique, dont la présence est nécessaire pour l'explication du phénomène, est prévu par la théorie de la Relativité, un aimant en mouvement paraissant polarisé électriquement.
- 5<sup>o</sup> Un phénomène du domaine de la physique classique ne saurait être expliqué par la Relativité et rester inexplicable

dans la théorie électromagnétique. Cette dernière présente donc une lacune certaine. Il faut pour la combler introduire dans les équations de Maxwell le *courant magnétique* et un théorème nouveau, qui est le transposé de celui d'Ampère. Ce point étant admis, le champ électrique observé est tout simplement produit par le *courant magnétique*, constitué par la rotation de la densité magnétique polaire, comme la rotation d'une densité électrique produit un champ électrique dans les expériences de Rowland et d'Eichenwald.

- 6<sup>o</sup> Les équations proposées ne sont pas un « replâtrage », elles appartiennent à un type mathématique bien défini et s'intègrent dans un formalisme simple. L'auteur les avait déjà obtenues à partir de considérations relativistes et corpusculaires.
- 

Les dispositifs qui ont servi à l'auteur pour ses expériences, ont été construits sur les crédits du Laboratoire d'électrotechnique, et du Laboratoire d'électrostatique et de physique du métal, de la Faculté des sciences de Grenoble. Les aimants ont été offerts par la Société d'Electrochimie.

---

