

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 17 (1944)
Heft: VI

Artikel: Les lois expérimentales de nouvel effet mécanothermoélectrique transversal
Autor: Perrier, Alb. / Azad, A.A.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-111518>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 19.02.2025

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

Les lois expérimentales du nouvel effet mécanoélectrique transversal¹⁾

par Alb. Perrier et A. A. Azad.

(22. IX. 1944.)

Sommaire. Etude expérimentale quantitative sur l'effet mécanoélectrique transversal prévu et découvert par l'un des auteurs.

On entretient dans des tubes de nickel et de fer un gradient thermique axial; lorsque ces tubes sont tordus, ils deviennent le siège de courants électriques dont les lignes d'écoulement sont normales aux génératrices du cylindre. Ces courants sont donc formés dans les cylindres mêmes. — Description des méthodes de mesure de leurs intensités qui atteignent l'ordre de $\frac{1}{10}$ Amp./cm² degré.

Ces courants (ou les forces électromotrices fictives auxquelles ils peuvent être attribués) se renversent avec la différence de température et avec le sens de la contrainte; les phénomènes sont réversibles pour autant que les déformations demeurent dans le domaine élastique. — La contrainte s'accroissant, leur intensité s'élève à la manière de l'aimantation ferromagnétique en fonction d'un champ; en particulier, elle tend vers une valeur limite (saturation).

Propriétés diverses, en particulier *thermoaimantation*; justification de l'origine magnétique supposée de l'effet.

§ 1. Le problème expérimental.

Dans des publications antérieures, l'un de nous²⁾ a fait prévoir qu'une série d'effets électriques doivent apparaître dans les conducteurs métalliques, lorsqu'on les soumet à des contraintes mécaniques en présence de gradients de potentiel, comme aussi de température.

Les phénomènes sont particulièrement intéressants dans les milieux ferromagnétiques; leur intensité doit y être d'ailleurs d'un ordre de grandeur beaucoup plus considérable et ils doivent s'y

¹⁾ La publication du présent mémoire a été considérablement retardée du fait de circonstances nées de la guerre. Les mesures relatées ici étaient terminées en 1940; un extrait de ces résultats a été exposé à Locarno devant la Société Suisse de Physique, le 29 septembre 1940. L'ensemble a fait l'objet d'une conférence à la Société Vaudoise des Sciences naturelles et au colloque de Physique de Lausanne en octobre 1943. On trouvera enfin plus de détails techniques dans une thèse de doctorat de A. A. Azad (Lausanne 1940).

²⁾ ALB. PERRIER: Groupe de phénomènes électriques et thermiques liés aux déformations élastiques et plastiques. Soc. Suisse de Physique **4**, V. 1935 (Lausanne); H.P.A. v. VIII, p. 329. — *idem*: Observation de nouveaux effets translationnels des déformations sur la conduction métallique. Soc. Suisse de Physique **18**, VIII, 1935 (Einsiedeln); H.P.A. v. VIII. 495.

manifester même en l'absence de toute aimantation observable (aimantation au sens usuel du mot).

Une première investigation avait vérifié qualitativement les conséquences de la théorie (loc. cit. 1935) et des mesures systématiques étaient projetées dès cette époque; le présent travail relate une série de ces expériences quantitatives et les lois phénoménologiques qui les condensent. Une prochaine publication discutera ces résultats à la lumière de la théorie, les questions qu'ils lui posent et les rattachera à d'autres phénomènes (v. note ¹) p. 474).

Soit un corps assujéti à une contrainte uniforme descriptible dans un plan; si à la déformation l'on superpose des gradients soit de potentiel, soit de température (ou, si l'on veut, des nappes de courant d'électricité ou de chaleur) il doit donc apparaître des forces électromotrices dont les directions et sens varient avec les positions relatives des contraintes et des vecteurs.

Exp. 1. Les extrémités d'un fil rectiligne ferromagnétique (complètement désaimanté et en l'absence de tout champ) sont maintenues à des températures différentes; toute traction ou compression longitudinale entraîne une modification du pouvoir thermoélectrique qui *dure autant que la contrainte*.

Exp. 2. Les extrémités d'un cylindre droit à paroi mince de même matière et dans les mêmes conditions que sous 1 sont également maintenues à des températures différentes. Une torsion y fait apparaître simultanément et aussi longtemps qu'elle subsiste:

- a) une modification du pouvoir thermoélectrique axial (« effet longitudinal »);
- b) une force électromotrice normale aux génératrices, laquelle se manifeste par une nappe permanente de courant qui transforme le cylindre entier en un solénoïde (« effet transversal »).

Des phénomènes corrélatifs s'observent si l'on remplace dans les deux expériences le courant longitudinal de chaleur par un courant électrique, la température de l'éprouvette pouvant alors être uniforme.

Pour les effets transversaux, le mode d'observation sera analogue à celui des effets connus de HALL et de NERNST et v. ETTINGSHAUSEN; mais l'origine et les caractères de ces groupes de phénomènes diffèrent essentiellement, il importe de le souligner.

On s'en rend compte aisément en observant que les agents causes, ici la contrainte mécanique et les gradients, et les effets (manifestations électriques) sont tous parallèles à un même plan,

alors qu'en matière de magnétogalvanisme¹⁾, les causes, champs et gradients et les effets forment un trièdre, le plus souvent trirectangle.

Ainsi, ces systèmes physiques s'écartent par leur symétrie générale: on reconnaît dans les phénomènes magnétogalvaniques et magnétothermoélectriques des *aspects rotationnels*, tandis que ceux qui nous occupent ici sont essentiellement *translationnels*.

Le présent travail est consacré exclusivement aux forces électromotrices que l'on peut observer *normalement* à un gradient thermique formant un angle de 45° avec les directions principales d'extension et de compression d'une lame. Nous verrons plus loin pourquoi il nous paraît le plus caractéristique et le plus intéressant.

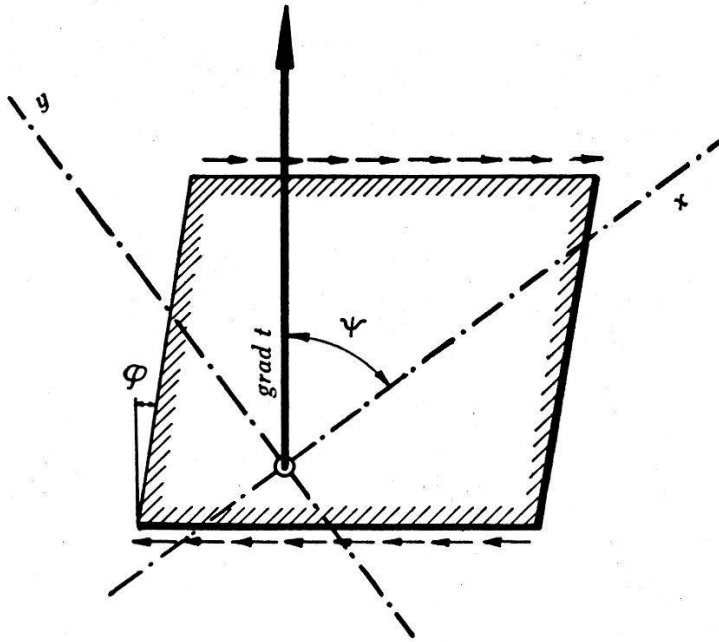


Fig. 1.

§ 2. Méthodes d'observation.

Le plus simple en principe serait d'appliquer à une plaque rectangulaire (fig. 1) un couple représenté par des forces égales et inverses agissant respectivement sur deux de ses bords opposés et parallèlement à eux, de maintenir de plus entre ces deux bords ou les deux autres des températures différentes. L'observation consisterait alors à déterminer à l'aide de sondes les différences de potentiel apparaissant entre des points situés sur une même ligne isotherme. cf. 2 b ci-dessus.

Nous avons préféré un tout autre procédé pour cette série de mesures. D'abord parce qu'il réalise et sépare d'une manière plus

¹⁾ Terme différent mais de formation plus correcte que celle des qualificatifs usuels « galvanomagnétique » et « thermomagnétique ».

pure les phénomènes élémentaires, ensuite parce que la mesure de la contrainte y est notablement plus aisée, et enfin parce qu'il conduit du même coup à la mise en évidence d'une thermoaimantation; phénomène qui, pour être subsidiaire, est intéressant par son caractère inattendu autant que par l'illustration des lois générales de symétrie qu'il représente, et dont l'existence avait été prévue dès les premières publications précitées.

La méthode mise en œuvre diffère de la première en trois points essentiels: d'une part en ce qu'au lieu d'une lame rectangulaire, on se sert d'un cylindre circulaire sollicité par un couple de torsion de moment coaxial, et de l'autre parce que l'on *n'observe pas une différence de potentiel* mais une *intensité de courant*, dont les lignes coïncident avec celles d'égale température. En effet, s'il subsiste bien entendu un gradient de potentiel axial, fonction lui aussi de la contrainte et du gradient thermique, tout gradient de potentiel transversal est exclu par nécessité de symétrie.

Et enfin, la mesure des potentiels par sondes est remplacée par l'observation électromagnétique des courants annulaires; cette mesure est confiée à un circuit *fluxmétrique* comprenant un balistique et une bobine installée coaxialement à l'intérieur du cylindre étudié. Chaque changement de torsion se manifeste alors au galvanomètre par une *élongation proportionnelle à l'intensité des courants recherchés*.

§ 3. Dispositifs.

Le choix des dimensions de l'échantillon à contraindre est imposé en première ligne par la condition *d'uniformité des déformations* si l'on veut déceler nettement les lois des phénomènes; ce qui implique une épaisseur de paroi faible devant le rayon des tubes. Tenant compte aussi des possibilités de mise en œuvre, on s'est arrêté à des tubes de 1 mm. d'épaisseur et de 25 mm. de \varnothing moyen. L'un et l'autre des bouts de ces tubes est rendu, par soudure, rigidement solidaire de deux forts boîtiers en laiton (fig. 2: B_1 , B_2) dont l'intérieur est aménagé thermostatiquement. Il s'agit en effet de maintenir les extrémités à des températures différentes et fixes; ce que l'on réalise par circulation de liquides: huile pour le côté chaud; eau pour le côté froid.

Dans chacune des boîtes, le fluide parcourt d'abord les quelques tours d'un serpentin métallique pour jaillir ensuite axialement contre une cloison C fermant le tube à quelque 2 cm. de son extrémité; après quoi, le liquide se répand d'abord dans une seconde enceinte intérieure, puis dans la première et sort enfin pour regagner le thermostat de réglage.

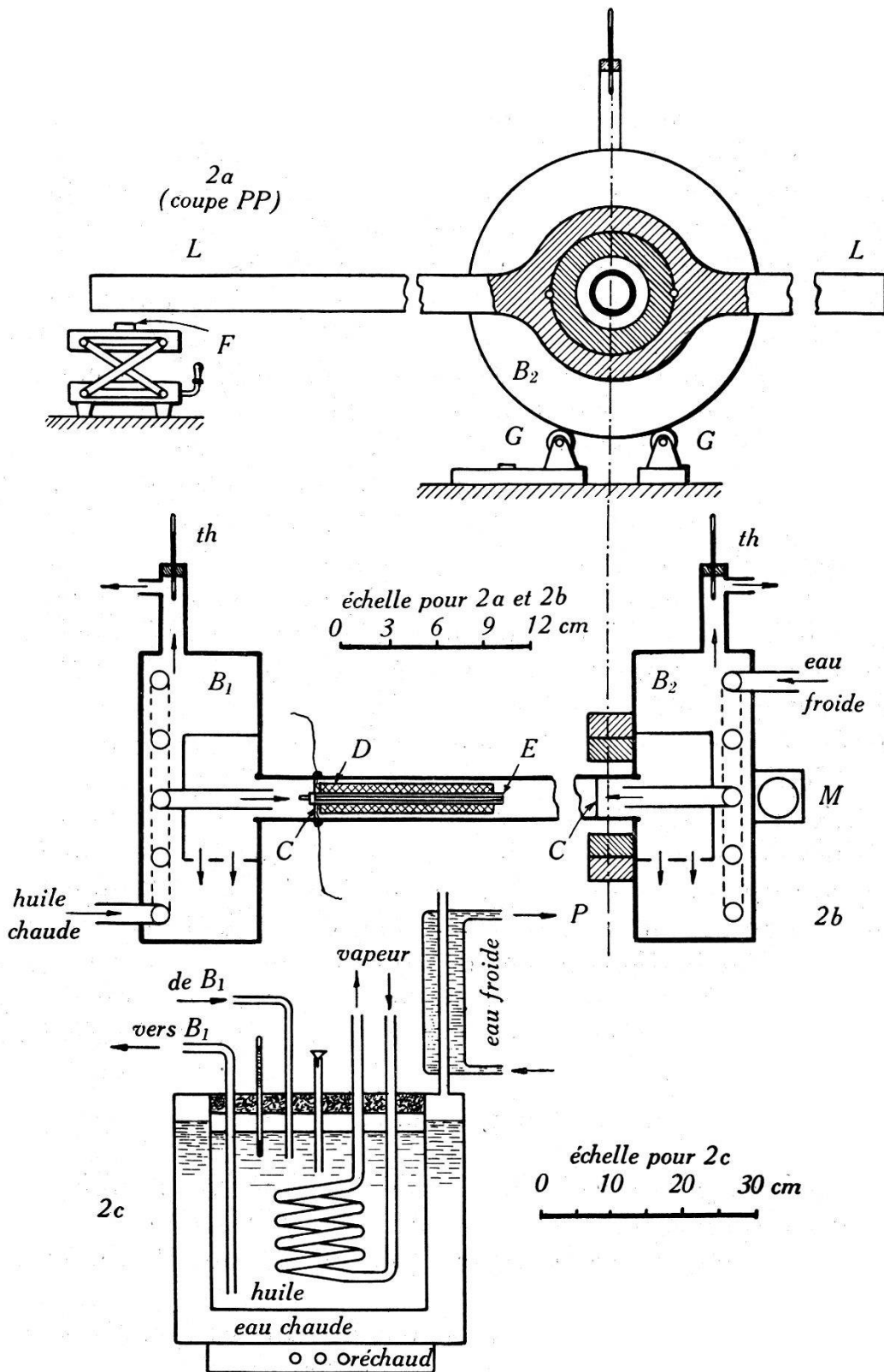


Fig. 2.

On reconnaît dans ce dispositif le principe des échangeurs à contre-courant; comme le volume des boîtiers est assez considérable, on gagne l'avantage très appréciable d'amortir les fluctuations thermiques de courte durée.

Mais à côté de leur fonction thermique, les deux boîtiers ont simultanément aussi celle *d'organes de contrainte*. A cette fin, l'un d'entre eux (côté chaud B_1) est amarré solidement à un fort plateau servant de socle à tout l'appareil; l'autre, B_2 porte deux bras de levier L_1L_2 de quelque 80 cm. de longueur, opposés diamétralement et à l'aide desquels on commande les torsions.

Il est indispensable à la clarté des phénomènes que la matière ne subisse que ce type de contrainte, à l'exclusion de toute autre, de *flexion* singulièrement. C'est pourquoi le boîtier tout entier est assujéti à exécuter seulement des rotations autour de l'axe commun par roulement sur 4 galets G.G. solidaires du socle.

On appliquait les efforts sur les bras de levier directement à la main, les amplitudes angulaires étaient délimitées pour chaque mesure par des butoirs réglés micrométriquement. La grandeur des angles se lisait sur une échelle à 2 mètres, à l'aide d'un spot que projetait un miroir M solidaire du boîtier tournant. L'huile chaude parcourait un circuit fermé comprenant outre le boîtier B_1 , une pompe et un thermostat à vapeur d'eau avec chauffage électrique complémentaire; la fig. 2c nous dispensera de description plus détaillée.

L'eau froide, extrémité B_2 , était empruntée directement à la distribution générale du bâtiment. Pour la fixer rapidement à une température constante de $\frac{1}{10}$ de degré près et cela durant plusieurs heures, il suffisait d'ouvrir d'autres robinets encore. Pour l'huile, les fluctuations de température ne dépassaient pas $\frac{2}{10}$ de degré. Eu égard aux autres incertitudes, il était superflu de faire appel des réglages plus perfectionnés et partant, plus délicats.

§ 4. Mesures.

a) *L'effet proprement dit.* — Sa détermination se ramène ici à celle des champs magnétiques axiaux créés à l'intérieur de l'échantillon dont nous avons remarqué que les courants de l'effet font un solénoïde.

Les évaluations théoriques appuyées par les premières expériences montraient que nos champs ne dépasseraient guère le $\frac{1}{10}$ d'OERSTED; les conditions sont donc assez sévères de leur mesure par induction. Aussi avons-nous fait usage d'un balistique perfec-

tionné, construit au laboratoire même pour des recherches antérieures par M. J. GILBERT¹⁾.

La bobine induite de son côté a été constituée de 11.310 tours répartis en 26 couches sur une longueur de 12 cm. entre des diamètres de 8,0 et 21,3 mm. De plus, la sensibilité a été considérablement élevée encore en garnissant l'espace cylindrique libre à l'intérieur par un faisceau de fils de *permalloy*.

L'échelle du galvanomètre a été étalonnée en intensités par unité de longueur du cylindre d'essais, ce qui veut dire en chiffres exprimant directement le phénomène mécano-thermoélectrique lui-même que l'on étudiait.

Cet étalonnement s'effectue ainsi: une couche de spires a été bobinée ad hoc sur l'extérieur de l'échantillon; elle constitue ainsi un solénoïde dont le nombre de tours par centimètre a été soigneusement déterminé. Parcourue par un courant connu, elle établit dans la bobine d'exploration un champ magnétique que l'on substitue à volonté et en tout temps à celui des courants mécano-thermoélectriques: l'intensité par cm. de ceux-ci est alors rapportée sans intermédiaire autre que celui du galvanomètre à la grandeur correspondante connue du solénoïde extérieur.

b) *Parasites*. — Il convient d'observer qu'il entre dans l'étalonnement comme dans la mesure proprement dite le champ des bouts des tubes (champ démagnétisant des pôles annulaires); or, ces pôles ne sont pas identiques pour le courant d'étalonnement et pour le courant effet; le premier, entièrement extérieur, agit en plein sur toute l'épaisseur du tube, le second, réparti uniformément dans cette épaisseur, n'agit en plein qu'à la face intérieure. Nous avons évalué que l'incertitude absolue introduite dans l'étalonnement par la différence de ces deux modes d'action n'atteint pas $\frac{1}{2}\%$, ce qui est nettement en-dessous de la précision que les expériences permettent.

D'autre part, s'il subsiste dans les tubes en essai une *aimantation observable*, quelle que soit d'ailleurs son origine, toute déformation la modifie et provoque de ce fait des forces électromotrices *magnétothermoélectriques*, lesquelles agissent sur le circuit fluxmétrique de la même manière que l'effet cherché et pourraient ainsi en fausser complètement même l'ordre de grandeur.

Pour parer aux erreurs considérables qui pourraient ainsi être commises, il est indispensable de désaimanter les échantillons avec un soin minutieux et avant chaque mesure. Au degré qu'il est

¹⁾ J. GILBERT: Méthode rapide pour l'étude des galvanomètres balistiques en circuit fermé. H.P.A., v. XI (1937), p. 106.

nécessaire d'atteindre, cette opération est malaisée. Elle s'exécute à l'aide de courants alternatifs dont on fait décroître l'intensité très progressivement et à plusieurs reprises jusqu'à des valeurs extrêmement faibles. L'équipement très pratique utilisé à ces fins est d'usage courant ici et a été décrit ailleurs¹⁾.

L'action parasite du champ terrestre peut aussi être considérable. On l'a réduite à une mesure inoffensive en installant les tubes en permanence normalement au méridien magnétique du lieu. On pouvait d'ailleurs contrôler en tout temps le degré d'extinction des parasites magnétiques. Ce, en procédant à des expériences à blanc, à température uniforme et à l'aide de la bobine d'étalonnage comme bobine induite. La coïncidence des résultats obtenus après intercalation de nouvelles désaimantations était d'ailleurs elle-même aussi une garantie.

c) *Les échantillons.* Les expériences rapportées ici ne concernent que deux échantillons: du nickel Mond (à 99% environ) et du fer Armco (très pur). Tous deux ont été amenés par tournage et alésage à la forme de cylindres de diamètres extérieur et intérieur 26 et 24 mm. de longueur 400 mm. On est parti pour le nickel de tôle plane enroulée et soudée à l'autogène; le fer était reçu directement en tube du fournisseur. La dernière taille a été précédée de recuits prolongés. D'autres essais ont été exécutés préalablement avec des échantillons divers; ils corroborent les présents résultats dans les limites de leur certitude.

§ 5. Mode opératoire et limites de certitude.

Voici la marche normale d'une série de mesures. L'échantillon étant encore encore à température uniforme, il est désaimanté. Puis on observe des élongations s'apparaissant au balistique lors de torsions, d'amplitudes égales à celles des mesures proprement dites et dans les deux sens. Ces élongations, de l'ordre du $\frac{1}{100}$ au plus de celles de l'effet, c'est-à-dire très faibles ont été notées et l'on en a corrigé les lectures subséquentes.

Ensuite on met en marche les circulations thermostatiques et on attend jusqu'à l'établissement d'un gradient thermique fixe (durée de l'ordre de 30 min.).

Pour chaque angle choisi, on observe les élongations correspondant à l'ordre suivant: torsion, détente, torsion inverse, détente; le même cycle est répété une dizaine de fois.

¹⁾ T. KOUSMINE: Forces électromotrices thermoélectriques dues à l'aimantation. H.P.A., v. VII (1934), p. 746.

Pour ne pas détériorer les échantillons les mieux étudiés, les contraintes ont été pour eux *limitées au domaine élastique* (cf. § 7b). Une petite étude jusqu'aux déformations plastiques avait été faite préalablement sur des échantillons sacrifiés. La constatation systématique de l'identité numérique des effets de la torsion et de la détente était le meilleur des contrôles de la réversibilité des déformations.

Des fluctuations appréciables se manifestaient d'un groupe de lectures à l'autre, mais toutefois sans aucun aspect systématique. Avec le fer, nous avons relevé une dissymétrie systématique entre la gauche et la droite; nous y reviendrons plus loin.

Nous évaluons la précision moyenne atteinte à 1% pour le nickel, 2 à 3% pour le fer dans lequel les phénomènes sont notablement plus faibles.

§ 6. Résultats.

L'essentiel en est consigné aux Tableaux I et 2 et représenté par les courbes fig. 3 et 4.

Pour les lire, on se reportera à la légende suivante:

α = torsion réelle en radians par cm. de longueur du cylindre.

φ = angle de glissement correspondant, soit déformation angulaire.

I = intensité entretenue normalement aux génératrices, rapportée au centimètre de longueur axiale.

t.g. = pour torsion à gauche.

t.d. = pour torsion à droite.

g.d. = valeur moyenne de gauche et droite.

E = force électromotrice correspondante (calculée).

J = densité de courant normale aux génératrices, rapportée à l'unité de gradient thermique.

\mathcal{G} = Champ normal aux génératrices qui entretiendrait cette densité de courant, soit f.e.m. par cm. périphérique, rapportée à l'unité de gradient thermique.

Pour interpréter tableaux et courbes, il importe de ne pas perdre de vue que le phénomène immédiat, l'effet réel, est une nappe de *courants circulaires* et que sa mesure directe est celle de leur *intensité moyenne par unité de longueur axiale*, le nI classique des solénoïdes, soit leur force magnétomotrice par unité de longueur. On en tire le vecteur densité moyenne J en divisant par l'épaisseur de la pellicule de courant qui est celle même de la paroi du cylindre. De là, on a calculé la » force électromotrice « par centimètre de circuit périphérique moyen du cylindre, en multipliant par la ré-

Tableau.

α rad/cm	φ		I en A/cm.			E Volt	J A/cm ² degré	\mathcal{E} V/degré
	en radians	en minutes	t.g.	t.d.	g.d.			
<i>1. Fer</i>								
$2,50 \cdot 10^{-4}$	$3,15 \cdot 10^{-4}$	1,10	$1,94 \cdot 10^{-3}$	$2,02 \cdot 10^{-3}$	$1,97 \cdot 10^{-3}$	$1,55 \cdot 10^{-6}$	$0,99 \cdot 10^{-2}$	$0,99 \cdot 10^{-7}$
3,75	$4,70 \cdot 10^{-4}$	1,60	$2,74 \cdot 10^{-3}$	$3,60 \cdot 10^{-3}$	$3,17 \cdot 10^{-3}$	2,49	1,58	1,58
5,60	7,00	2,40	$3,82 \cdot 10^{-3}$	5,77	4,79	3,76	2,39	2,39
7,50	9,40	3,25	4,61	6,35	5,48	4,30	2,74	2,74
10,00	12,50	4,30	5,18	7,56	6,34	4,98	3,17	3,17
12,50	15,60	5,35	5,40	7,98	6,70	5,26	3,35	3,35
17,00	21,30	7,35	5,62	8,48	7,06	5,54	3,53	3,53
21,00	26,30	9,05	5,62	8,48	7,06	5,54	3,53	3,53
$24,00 \cdot 10^{-4}$	$30,00 \cdot 10^{-4}$	10,35	$5,63 \cdot 10^{-4}$	$8,48 \cdot 10^{-3}$	$7,06 \cdot 10^{-3}$	$5,54 \cdot 10^{-6}$	$3,53 \cdot 10^{-2}$	$3,53 \cdot 10^{-7}$
<i>2. Nickel</i>								
$0,70 \cdot 10^{-4}$	$0,90 \cdot 10^{-4}$	0,30	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$0,86 \cdot 10^{-6}$	$0,69 \cdot 10^{-2}$	$0,54 \cdot 10^{-7}$
1,25	1,65	0,55	5,5	6,35	5,9	3,64	2,93	2,32
1,75	2,20	0,75	7,95	8,5	8,2	5,04	4,07	3,17
2,25	2,80	0,96	10,65	10,75	10,7	6,57	5,28	4,12
3,50	4,40	1,50	14,7	14,4	14,5	8,92	7,18	5,60
4,50	5,65	1,95	16,0	16,5	16,2	9,94	8,00	6,25
6,25	7,80	2,70	18,7	18,7	18,7	11,46	9,24	7,20
7,50	9,40	3,25	19,7	19,8	19,7	12,10	9,73	7,60
8,75	10,95	3,75	20,4	20,8	20,6	12,60	10,16	7,92
10,00	12,55	4,30	20,7	20,1	20,8	12,84	10,33	8,06
11,20	14,00	4,80	20,8	21,2	20,9	12,85	10,34	8,07
$12,50 \cdot 10^{-4}$	$15,65 \cdot 10^{-4}$	5,35	$20,8 \cdot 10^{-3}$	$21,2 \cdot 10^{-3}$	20,9	12,85	$10,34 \cdot 10^{-2}$	$8,07 \cdot 10^{-7}$

sistivité et on a ramené enfin cette force électromotrice à ce qu'elle serait avec un gradient thermique axial de 1 degré/cm.

Cette dernière grandeur (\mathcal{E}) qui n'est pas dimensionnellement un champ électrique a été consignée dans la dernière colonne des tableaux aux fins de traduire nos résultats dans la terminologie classique et de faciliter ainsi les comparaisons.

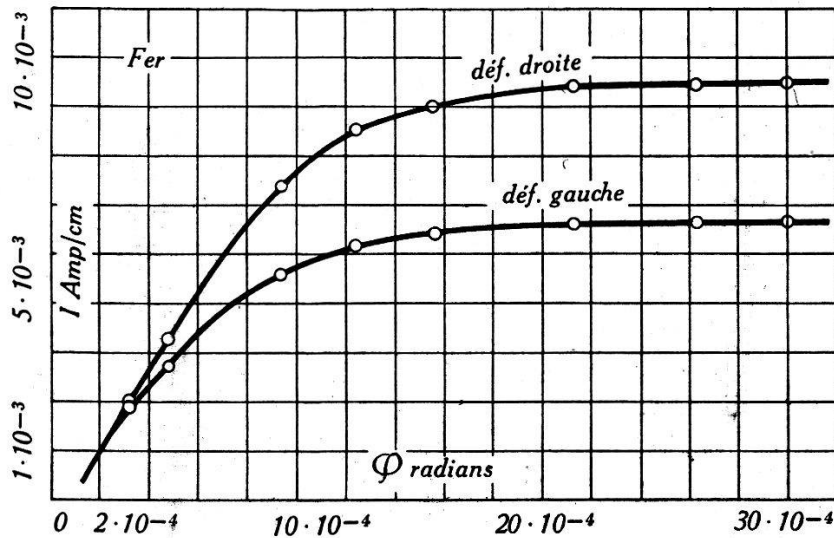


Fig. 3 (Fer).

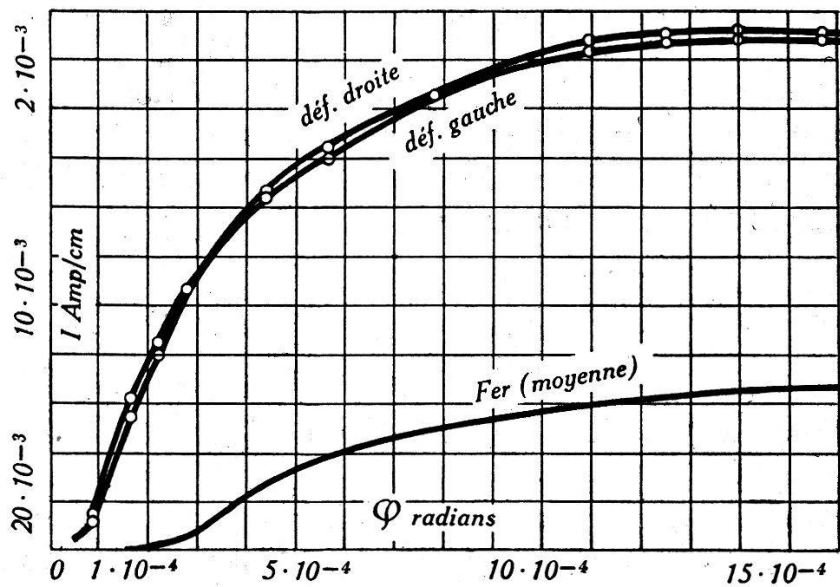


Fig. 4 (Nickel).

Mais nous tenons à relever expressément que le passage de J , qui symbolise sans ambiguïté un phénomène réel, à la force électromotrice qui en serait la cause comporte *une part considérable de convention*.

Il n'existe en effet tout au long des lignes de courant circulaires ni champ électrique, ni corrélativement de différence de potentiel, le champ électrique calculé est celui qui entretiendrait la même densité de courant dans un milieu isotrope et à température uniforme, il est donc fictif. L'un de nous a introduit et développé autrefois ces conceptions à propos notamment de magnétogalvanisme, et il y reviendra dans un prochain article¹⁾.

§ 7. Sens général des effets.

Règle qualitative générale. Des raisons de symétrie imposent de toute évidence que les courants mécano-thermoélectriques, quelles que soient d'ailleurs leurs lois quantitatives, doivent se renverser tant avec la contrainte mécanique qu'avec le gradient de température, si en l'absence de toute contrainte le milieu est homogène et isotrope.

Expérimentalement, le sens se fixe aisément en même temps que l'on étalonne à l'aide du solénoïde auxiliaire; nous avons vérifié ce sens à maintes reprises; voici la règle très simple qui le régit, et qui s'applique au nickel comme au fer.

Pour discriminer sans ambiguïté le sens des contraintes, lions-les aux hélices (vis) que dessinent les fibres de plus grande extension; et nous parlerons de *torsions à droite* si ces fibres figurent une vis à droite, de *torsions à gauche* dans le cas inverse. Référons de plus le gradient thermique parallèle à l'axe ou aux génératrices du cylindre au sens de *translation* arbitraire de chacune des vis; on constate alors que: *les courants qui accompagnent la déformation hélicoïdale élastique ont, dans tous les cas le sens de la rotation qui ferait avancer la vis dans le sens du gradient thermique, donc des températures ascendantes.* La règle est bien entendu la même pour les forces électromotrices fictives qui entretiendraient de tels courants. Elle est illustrée par la fig. 5. On pourrait aisément l'adapter aussi au phénomène élémentaire provoqué dans un rectangle déformé; on verra dans le travail annoncé qu'elle est conforme à ce que la théorie fait prévoir.

Pour le *nickel*, on constate sur le tableau et les courbes que le renversement de la torsion implique le renversement de l'effet à peu près dans les limites de précision et pour toutes les contraintes atteintes. Il n'en est pas de même dans le *fer* où se manifeste une dyssymétrie très sensible, mais toutefois dans la même proportion sur l'intervalle entier des contraintes fortes.

¹⁾ A. PERRIER: Interprétation et liaison des effets électriques de déformation et d'aimantation. Dans un prochain fascicule de ce recueil.

Règle quantitative générale. — Variations avec l'intensité de la contrainte et mécanisme du phénomène. On se convainc du premier coup d'œil donné aux courbes que la dépendance entre la contrainte (ou la déformation pour autant que la loi de Hooke est applicable) et l'intensité des phénomènes (J ou \mathcal{E}) est très loin d'être une loi de proportionnalité.

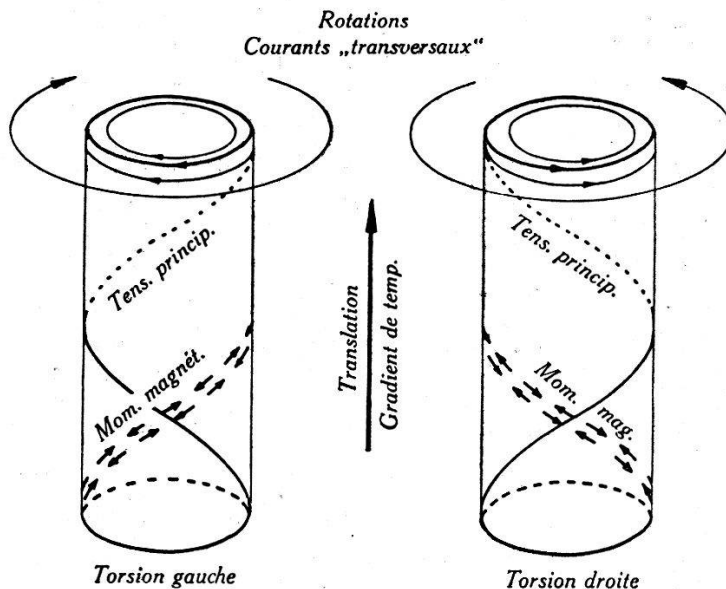


Fig. 5.

Abstraction faite même de toutes vues théoriques, il ne peut donc s'agir ici d'un phénomène lié de manière immédiate au tenseur de déformation. Ces courbes affirment d'emblée une remarquable parenté avec *celles de l'aimantation ferromagnétique*. Un de leurs caractères essentiels, la tendance vers la saturation, s'y accuse même avec une particulière netteté.

Nous avons remarqué d'ailleurs que des déformations pourraient provoquer des effets du même type général mais qui leur seraient proportionnels. Il en serait sans doute ainsi dans des métaux non ferromagnétiques; ce pourrait être aussi le cas de ces derniers mais sous des contraintes assez fortes pour dépasser la « saturation ». Toutefois l'ordre de grandeur numérique serait, dans ces circonstances, incomparablement plus faible, et en tout cas hors des possibilités d'observation de l'équipement utilisé ici.

Au surplus, on ne dispose pas, tant s'en faut, dans le domaine des actions mécaniques, de la latitude de variation des causes qui est propre au magnétisme. On est étroitement bridé par *les limites d'élasticité*. Voici à ce sujet quelques données relatives à nos expériences sur le fer et le nickel. Des essais préalables ont été effectués pour fixer la limite des efforts ne produisant pas de déformation rémanente et nous n'avons jamais dépassé cette limite sur les éprou-

vettes auxquelles se rapportent nos tableaux. Cela est, bien entendu, nécessaire si l'on veut pouvoir répéter les expériences avec des corps demeurant identiques à eux-mêmes.

Les limites, qui correspondent à peu près aux torsions maximums des tableaux sont, σ_c et σ_e désignant respectivement les tensions principales de cisaillement et d'extension :

Nickel	$\sigma_c < \underline{\underline{S}}$	12 kg. par mm ²
	$\sigma_e < \underline{\underline{S}}$	15 kg. par mm ²
Fer	$\sigma_c < \underline{\underline{S}}$	24 kg. par mm ²
	$\sigma_e < \underline{\underline{S}}$	30 kg. par mm ²

Dans le domaine des *déformations rémanentes*, des phénomènes du même type se manifestent et sont alors eux-mêmes, cela va de soi, persistants. Nous l'avions vérifié il y a longtemps déjà par des expériences qualitatives. Mais ils sont évidemment beaucoup plus complexes et nous n'en avons pas poursuivi l'étude jusqu'ici ; notre but étant d'établir avant tout des lois *réversibles*, dont l'interprétation théorique soit accessible et fructueuse. C'est ce qui sera examiné dans le prochain article de ce recueil, où l'origine proprement magnétique de ces phénomènes sera mise en relief. Relevons cependant ici déjà quelques particularités purement expérimentales qui justifient de façon indubitable l'hypothèse de cette origine ferromagnétique.

1. A côté de la parenté avec les courbes d'aimantation déjà relevée plus haut, l'ordre de grandeur numérique lui-même des forces électromotrices observées est le même que celui des forces électromotrices d'aimantation.

2. *En tentant ces mêmes expériences en présence d'un champ magnétique extérieur parallèle à l'axe des tubes et suffisamment intense, on n'observe plus rien, les déformations n'ont plus d'effet.*

Observons enfin que nos résultats établissent du même coup la réalité du phénomène de la *thermoaimantation*. En effet, le noyau de permalloy, auxiliaire de la mesure, s'aimante lorsqu'on tord le tube échantillon, et le tube lui-même doit le faire dans la mesure où sa susceptibilité initiale le lui permet. Il en ressort donc tout aussi bien qu'un barreau compact de nickel par exemple que l'on aura tordu au delà de sa limite d'élasticité *s'aimantera spontanément chaque fois que l'on chauffera l'un de ses bouts* et que cette aimantation dont le sens est fixé une fois pour toutes par celui de la déformation se renversera lorsqu'on chauffera l'autre bout.

Laboratoire de physique de l'Université de Lausanne.