

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 5 (1923)

Artikel: Sur une transformation de mouvement circulaire en mouvement rectiligne alternatif
Autor: Tiercy, G.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-741415>

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: 06.05.2025

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

montre que l'association malacologique est différente de celle qu'on retrouve dans la faune actuelle pour cette même région, et cette différence provient peut-être d'un certain changement de climat.

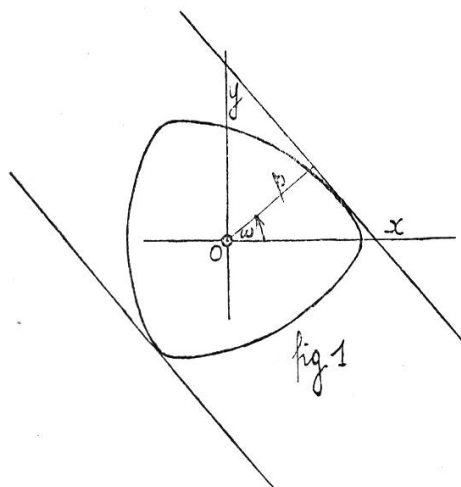
G. TIERCY. — *Sur une transformation de mouvement circulaire en mouvement rectiligne alternatif.*

1. — La transformation proposée dans le présent article utilise une came *orbiforme*.

Rappelons qu'une courbe d'envergure ou de largeur constante a comme équation polaire tangentielle l'équation suivante:

$$\begin{cases} x \cos \omega + y \sin \omega = p(\omega) = a[1 + f(\omega)] , \\ \text{avec} \quad f(\omega + \pi) = -f(\omega) . \end{cases} \quad (1)$$

Si cette courbe est convexe, elle est dite *orbiforme* ou de *largeur constante*; dans le cas contraire, nous dirons qu'elle est *d'envergure constante*¹. L'angle ω est l'angle formé par le rayon



vecteur tangentiel $p(\omega)$ avec l'axe polaire ox (fig. 1). Ces courbes présentent de curieuses propriétés ; par exemple:

- 1° $p(\omega) + p(\omega + \pi) = 2a$;
- 2° $\varrho(\omega) + \varrho(\omega + \pi) = 2a$, où ϱ est le rayon de courbure;
- 3° pourtour $= 2\pi a$;

¹ TIERCY, G. Tokoku Mathematical Journal 1920

4^o Si l'on appelle *courbe moyenne* de (1) la courbe définie par:

$$P(\omega) = \frac{1}{2} [p(\omega) + p(\omega + \pi)] = af(\omega),$$

on constate que c'est là une courbe d'envergure nulle, c'est-à-dire n'admettant qu'une seule tangente parallèle à une direction donnée. D'ailleurs, l'orbiforme est parallèle à sa courbe moyenne.

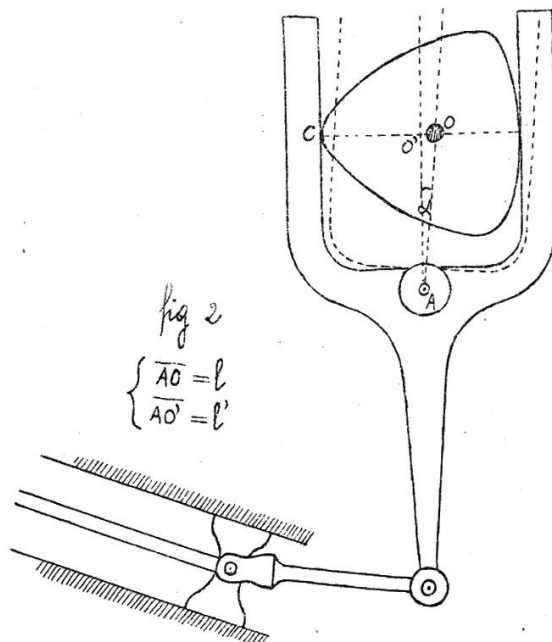
5^o Les développantes convexes d'une courbe d'envergure nulle sont des orbiformes, régulières ou irrégulières.

6^o En se basant sur la propriété (5), on obtient aisément un tracé cinématique des courbes en question.

7^o Si l'on prend pour $f(\omega)$ la fonction $f(\omega) = \frac{\cos(2k + 1)\omega}{m}$

avec $m \geq 4k(k + 1)$, la développée de l'orbiforme est une hypocycloïde à $(2k + 1)$ rebroussements, les arcs reliant les sommets de k en k ; on appliquera à ces hypocycloïdes les propriétés (4), (5) et (6).

2. — Voici le principe de la transformation proposée. Un arbre de rotation, dont l'axe se projette en O, fait corps avec



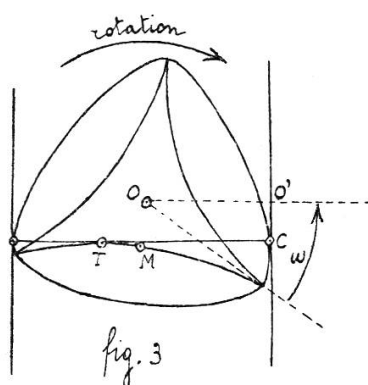
une came orbiforme (fig. 2); cette came, de largeur constante $2a$, tourne entre les deux branches parallèles d'un bras de levier;

le mouvement de ce dernier est transformé en mouvement rectiligne au moyen d'une bielle. Le mécanisme comporte jusqu'ici, quatre articulations; nous reviendrons plus loin sur les contacts à établir entre la came et le levier.

Soit $p(\omega) = a[1 + f(\omega)]$ l'équation de la came.

Si on appelle C le point de contact de l'orbiforme avec une des branches du bras de levier, on a à chaque instant (fig. 3):

$$\overline{O'C} = p'(\omega) = af'(\omega) .$$



Si l'on désigne par ω_M l'angle ω correspondant au plus grand écart $O'C$, on aura pour le parcours entier du point de contact le long du bras de levier:

$$2\overline{OM} = 2a|f'(\omega_M)| .$$

D'autre part, le levier oscille autour de A; on a donc:

$$l'^2 = l^2 - \overline{OO'}^2 = l^2 - a^2 f'^2(\omega) ;$$

$$l - l' = l - \sqrt{l^2 - a^2 f'^2(\omega)} ;$$

et, en désignant par α l'angle d'oscillation:

$$l' = l \cos \alpha ;$$

$$l - l' = l(1 - \cos \alpha) .$$

D'où α en fonction de ω :

$$l \cos \alpha = \sqrt{l^2 - a^2 f'^2(\omega)} ; \quad (2)$$

on tirera de (2) la valeur maxima de l'angle α .

Par exemple, avec l'orbiforme régulière à trois sommets

$$f(\omega) = \frac{\cos 3\omega}{8},$$

on trouve:

$$\overline{OM} = -\frac{3a \sin 3\omega}{8}; \quad l' = \sqrt{l^2 - \frac{a^2 \cos^2 3\omega}{64}};$$

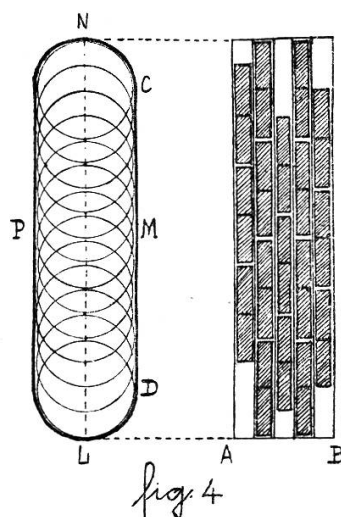
et comme $\alpha_{\max}$ correspond à $\omega = 0$, il vient:

$$l'_{\min} = \sqrt{l^2 - \frac{a^2}{64}}; \quad l \cos \alpha_{\max} = \sqrt{l^2 - \frac{a^2}{64}}.$$

3. — Il reste une question délicate à étudier. Comment réaliser le contact entre la came et le levier ?

Si le mécanisme est lourd, on ne pourra se contenter du dispositif de la fig. 2; le frottement y est linéaire, et la matière travaille à l'arrachement, par suite de la pénétration sur la zone de contact. Ce défaut est encore augmenté du fait que les surfaces glissantes ne peuvent pas être lubrifiées (sauf dans le cas où, l'appareil se mouvant dans un plan horizontal, on pourrait le plonger dans un bain d'huile).

Voici un dispositif, valable quelle que soit l'orbiforme utilisée, à $(2k + 1)$ sommets:



Un ruban métallique, de largeur AB et de longueur (LMNPL) est enroulé sur un système de galets (fig. 4). On a alors un contact de roulement; l'orbiforme d'épaisseur AB touche le

ruban quelque part entre C et D, et l'entraîne; le ruban, à son tour, entraîne les galets.

On pourra, d'ailleurs, garnir la came et le ruban de dents d'engrenage.

4. — *Loi du mouvement de la bielle.*

De la relation (2), on tire:

$$\begin{aligned}\cos^2 \alpha &= 1 - \frac{a^2}{l^2} f^2(\omega) ; \\ \sin^2 \alpha &= \frac{a^2}{l^2} f^2(\omega) ; \\ \sin \alpha &= \frac{a}{l} f(\omega) ;\end{aligned}\quad (3)$$

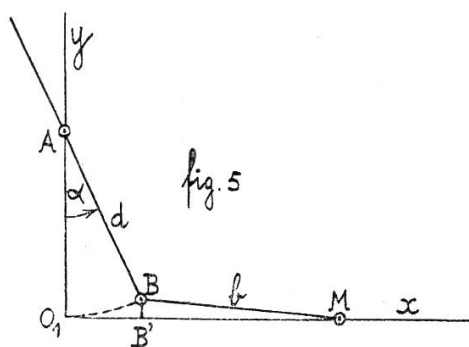
le signe de $\sin \alpha$ est celui de $f(\omega)$; le mouvement de $\overline{AB}$ est en effet un mouvement oscillatoire autour de $\overline{AO_1}$.

On a encore:

$$(1 - \cos \alpha)^2 = 2 - \frac{a^2}{l^2} f^2(\omega) - \frac{2}{l} \sqrt{l^2 - a^2 f^2(\omega)} . \quad (4)$$

On trouve alors pour les coordonnées du point B (fig. 5):

$$\begin{cases} x_B = d \sin \alpha = \frac{ad}{l} f(\omega) ; \\ y_B = d - d \cos \alpha = d(1 - \cos \alpha) ; \end{cases}$$



enfin, pour l'abscisse du point M:

$$\begin{aligned}\overline{O_1 M} &= \overline{O_1 B'} + \overline{B' M} ; \\ x_M &= d \sin \alpha + \overline{B' M} = d \sin \alpha + \sqrt{b^2 - d^2(1 - \cos \alpha)^2} ; \\ x_M &= \frac{ad}{l} f(\omega) + \sqrt{b^2 - d^2 \left[2 - \frac{a^2}{l^2} f^2(\omega) - \frac{2}{l} \sqrt{l^2 - a^2 f^2(\omega)} \right]} .\end{aligned}\quad (5)$$

$\overline{BB'}$ reste petit par rapport à (d) ; $\overline{B'M}$ reste peu différent de (b) si (b) est comparable à (d) ; dans ces conditions, la partie principale du mouvement de M est fournie par le mouvement de B', c'est-à-dire $\frac{ad}{l}f(\omega)$. L'expression (5) donne la loi exacte du mouvement rectiligne alternatif obtenu, en fonction de l'angle ω .

Si l'orbiforme est régulière à $(2k+1)$ sommets, le mouvement rectiligne alternatif a une fréquence $(2k+1)$ fois plus grande que celle du mouvement primitif.

L'angle de rotation de l'arbre de la came est proportionnel au temps, en marche de régime. Il n'en est pas de même de l'angle ω , qui dépend en outre de l'oscillation du levier. Si l'on se reporte aux figures (2) et (3), on voit que l'angle de rotation de l'arbre de la came vaut $(\omega - \alpha)$. On a donc:

$$\begin{aligned}\omega - \alpha &= kt : \\ \omega &= \alpha + kt .\end{aligned}\tag{6}$$

L'équation (2) devient alors:

$$l^2 \cos^2 \alpha = l^2 - a^2 f^2(\alpha + kt) ,$$

ou bien:

$$af(\alpha + kt) = l \sin \alpha ,\tag{7}$$

équation qui donne α en fonction de t . En portant (6) dans (5), et en tenant compte de (7) on a la loi du mouvement de la bielle en fonction du temps.

Raoul GAUTIER. — *Anomalies climatologiques du mois d'octobre 1923.*

Le mois qui vient de se terminer a été chaud et pluvieux. Au point de vue de la *température*, il convient de le comparer au mois d'octobre 1921, le plus chaud de notre longue série genevoise, afin de faire ressortir leurs analogies et leurs différences.

Période	1921	Ecart	1923	Ecart
1 ^{re} décade . .	14°.63		11°.04	
2 ^{me} » . .	13°.96		10°.97	
3 ^{me} » . .	8°.56		13°.57	
Mois	12°.26	(+ 2°.38)	11°.91	(+ 2°.03)

Les autres mois d'octobre chauds, compris entre ceux de 1921 et de 1923 sont: 1831 avec $12^{\circ}12$, 1876 avec $12^{\circ}09$, 1862 avec $11^{\circ}97$. Celui de 1923 est donc le cinquième de la série. — Le plus froid de tous a été celui de 1905, avec $6^{\circ}04$ ($-3,84$).

Ce qui caractérise le dernier mois d'octobre c'est avant tout la chaleur de sa dernière décade. L'excédent de température a commencé le 19 octobre et a duré jusqu'au 7 novembre. Le jour le plus chaud, le 25 octobre, a une température moyenne de $19^{\circ}55$, dépassant de $+11^{\circ}3$ la moyenne de ce jour, un minimum de $17^{\circ}2$ et un maximum de $23^{\circ}5$. C'est surtout le minimum qui est anormal. En 1921, le jour le plus chaud avait été, beaucoup plus naturellement, le 3 octobre avec $17^{\circ}44$, un minimum de $12^{\circ}0$ et un maximum de $26^{\circ}0$.

Cette année, il y a eu d'ailleurs deux jours à maximum plus élevé que le 25: le 1^{er} avec $25^{\circ}2$ et le 12 avec $23^{\circ}6$. Le minimum absolu du mois a été de $0^{\circ}6$ le 15 et le plus haut minimum après celui du 25 a été de $14^{\circ}8$ le 24.

Je rappelle encore, pour caractériser cette température exceptionnelle du 25 octobre, que, d'après PLANTAMOUR, la température moyenne des jours les plus chauds de l'année à Genève, les 22 et 23 juillet, est de $18^{\circ}90$.

La pluie a donné 168 mm en 21 jours. C'est 66 mm de plus que la moyenne de 90 ans avec 7 jours et demi de pluie en excès. C'est donc sensiblement plus que la moyenne. Les mois d'octobre antérieurs avaient donné: en 1922, 109 mm; en 1921, 14 mm; en 1920, 65; en 1919, 49. Le maximum absolu est de 289 en 1896 en 19 jours, et le minimum absolu est de 0,5 mm en 1897 en 2 jours.

C'est donc un mois assez pluvieux; il a aussi été moyennement couvert, mais pas en proportion de la quantité de pluie, laquelle est tombée surtout d'une façon intermittente et très intense. C'est ainsi que l'on a recueilli 49 mm le 13, puis 28 mm les 22 et 28.

La nébulosité est de 66% contre une moyenne de 69%. La durée d'insolation est de 104 h. au nouvel héliographe et de 94 à l'ancien, contre une moyenne de 110 à ce dernier appareil.