Zeitschrift: L'Enseignement Mathématique
Herausgeber: Commission Internationale de l'Enseignement Mathématique
Band: 4 (1902)
Heft: 1: L'ENSEIGNEMENT MATHÉMATIQUE

Artikel: NOTES SUR LA MÉCANIQUE
Autor: Hatzidakis, N.-J.
Kapitel: 1. Sur les forces qui coupent une droite.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-5599

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: 11.12.2025

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

NOTES SUR LA MÉCANIQUE

1. Sur les forces qui coupent une droite.

a) *On peut aussi dans ce cas, plus général que celui des forces centrales, exprimer la vitesse et la force en fonction des seules* ρ, θ, ψ *et de leurs dérivées par rapport à* ψ, d'une manière tout à fait analogue au cas des forces centrales.

En effet, nous avons en général :

$$v^2 = \left(\frac{d\rho}{dt}\right)^2 + \rho^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 + \rho^2 \sin^2\theta\left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2; \qquad (\alpha)$$

mais, la projection de la force sur le plan des xy, perpendiculaire à la droite qu'elle coupe (axe des z) étant une force centrale, on a :

$$\rho_1^2 d\theta_1 = c dt, \text{ ou bien } \rho^2 \sin^2\theta d\psi = c dt, \qquad (\beta)$$

car les coordonnées polaires planes de la projection du mobile sur le plan des xy sont : $\rho_1 = \rho \sin\theta$, $\theta_1 = \psi$.

Donc (α) prend la forme :

$$v^2 = \frac{c^2}{\sin^4\theta}\left[\frac{1}{\rho^2}\left(\sin^2\theta + \left(\frac{d\theta}{d\psi}\right)^2\right) + \left(\frac{d\left(\frac{1}{\rho}\right)}{d\psi}\right)^2\right], \qquad (1)$$

qui constitue une généralisation de la formule des forces centrales :

$$v^2 = c^2\left[\frac{1}{\rho^2} + \left(\frac{d\left(\frac{1}{\rho}\right)}{d\theta}\right)^2\right]; \qquad (1')$$

(1′) s'obtient de (1), en y faisant $\theta = \frac{\pi}{2}$ (et $\psi \equiv \theta$).

Pour trouver maintenant la force accélératrice F, nous avons pour sa projection F_1 sur le plan des xy (formule de *Binet*) :

$$F_1 \equiv F \sin\theta = \frac{2c}{\rho_1^2}\left[\frac{1}{\rho_1} + \frac{d^2\left(\frac{1}{\rho_1}\right)}{d\theta_1^2}\right]. \qquad (2')$$

d'où :

$$F = \frac{c^2}{\rho^2 \sin^3\theta}\left[\frac{1}{\rho\sin\theta} + \frac{d^2\left(\frac{1}{\rho\sin\theta}\right)}{d\psi^2}\right],$$

ou bien, après quelques calculs,

$$F = \frac{c^2}{\rho^2\sin^4\theta}\left[\frac{1}{\rho}\left((1+2\operatorname{ctg}^2\theta)\left(\frac{d\theta}{d\psi}\right)^2 - \operatorname{ctg}\theta\frac{d^2\theta}{d\psi^2}\right)\right.$$
$$\left. -2\operatorname{ctg}\theta\frac{d\left(\frac{1}{\rho}\right)}{d\psi}\frac{d\theta}{d\psi} + \frac{d^2\left(\frac{1}{\rho}\right)}{d\psi^2}\right]; \qquad (2')$$

cette formule est bien une généralisation de celle de *Binet* (2'), qui résulte de (2) pour $\theta = \frac{\pi}{2}$ (et $\psi \equiv \theta$).

b) Si les équations polaires de la trajectoire sont données, les formules (1) et (2) nous font connaître, par de simples différentiations, la vitesse et la force. Réciproquement, si l'on se donne la force accélératrice en fonction des ρ, θ, ψ, soit $F = \sigma(\rho, \theta, \psi)$, on aura, pour déterminer la trajectoire, à intégrer le système des deux équations différentielles polaires de la courbe : l'une d'elles est l'équation (2), où $F \equiv \sigma(\rho, \theta, \psi)$, l'autre se trouve comme il suit : en appelant F_2 la projection de la force sur l'axe des z, on a :

$$F = \frac{F_2}{\cos\theta},$$

et en effectuant les différentiations, eu égard à la formule (3), on trouve :

$$\sigma(\rho,\theta,\psi) = \frac{1}{\cos\theta}\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{1}{\cos\theta}\frac{d^2(\rho\cos\theta)}{dt^2},$$

$$\sigma(\rho,\theta,\psi) = \frac{c^2}{\rho^2\sin^4\theta}\left[\frac{1}{\rho}\left(-\operatorname{tg}\theta\frac{d^2\theta}{d\psi^2} + \left(\frac{d\theta}{d\psi}\right)^2\right)\right.$$
$$\left. + 2\operatorname{ctg}\theta\frac{d\left(\frac{1}{\rho}\right)}{d\psi}\frac{d\theta}{d\psi} - \frac{d^2\left(\frac{1}{\rho}\right)}{d\psi^2}\right],$$

qui est bien la seconde équation cherchée.

c) Si la force est perpendiculaire à l'axe des z, on a :

$$\frac{d^2z}{dt^2} = 0 \quad \text{ou} \quad z = At + B;$$

si maintenant la vitesse initiale est, elle-même, perpendiculaire à l'axe, on aura $A = \left(\frac{dz}{dt}\right)_{t=0} = 0$, donc $z = B$, c'est-à-dire la trajectoire se trouve dans un plan parallèle au plan des xy et le mouvement est central ; si $A \gtrless 0$, le mouvement semble central à un observateur entraîné par le plan mobile $z = At + B$.

2. Sur les accélérations d'ordres supérieurs.

L'accélération du $n^{\text{ième}}$ ordre est ordinairement définie *comme la limite du rapport de l'accroissement géométrique de l'accélération précédente d'ordre* $n - 1$ (= *vitesse, pour* $n = 2$) *à l'accroissement correspondant* Δt *du temps.*

Cependant, pour l'accélération ordinaire de l'ordre $2\left(\frac{d^2x}{dt^2}, \frac{d^2y}{dt^2}, \frac{d^2z}{dt^2}\right)$, il existe aussi une autre manière de la trouver : *l'accélération de l'ordre* 2 *est la limite du rapport du double de la déviation à* $(\Delta t)^2$.

Nous allons maintenant montrer que *cette définition s'étend à l'accélération d'un ordre quelconque* n.

A cet effet, soit M (t_0, x_0, y_0, z_0) le point considéré de la trajectoire et M′ la nouvelle position du mobile au bout du temps $\Delta t \equiv t - t_0$, et considérons les développements des coordonnées du mobile :

$$\begin{cases} x = x_0 + \left(\frac{dx}{dt}\right)_0 (t - t_0) + \ldots + \left(\frac{d^{n-1}x}{dt^{n-1}}\right)_0 \frac{(t-t_0)^{n-1}}{(n-1)!} + \left(\frac{d^nx}{dt^n}\right)_0 \frac{(t-t_0)^n}{n!} \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad + \ldots, \\ y = y_0 + \ldots\ldots, \qquad\qquad z = z_0 + \ldots\ldots \end{cases}$$

Si nous construisons maintenant la courbe suivante (K) :

$$\left.\begin{array}{l} X = x_0 + \left(\frac{dx}{dt}\right)_0 (t - t_0) + \ldots + \left(\frac{d^{n-1}x}{dt^{n-1}}\right)_0 \frac{(t-t_0)^{n-1}}{n-1!}, \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad Y = y_0 + \ldots, \; Z = z_0 + \ldots, \end{array}\right\} \quad (K)$$