Bohuslav Hostinský

Principe d'Huyghens

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 64 (1935), No. 6, 230--231

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/123580

De (1) et (2), on tire

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = X_\lambda \dot{x}^\lambda - \Lambda_K \Phi_t{}^K$$

de sorte qu'en écrivant

$$\partial'_a T = \partial_a T + B_a{}^t \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = B_a{}^\lambda \partial_\lambda T + B_a{}^t \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t},$$

$$Q'_a = B_a{}^\lambda X_\lambda + B_a{}^t X_t \qquad (X_t = - X_\lambda \dot{x}^\lambda),$$

on obtient les équations absolues sous la forme

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \frac{\partial T}{\partial \dot{q}^a} - \partial'_a T + \frac{\partial T}{\partial \dot{x}^\mu} (\partial_a B_b{}^\mu - \partial_b B_a{}^\mu)\, \dot{q}^b = Q'_a \tag{5}$$

complètement analogue à celle des équations du mouvement ordinaires.

Si, pour un système holonome, on choisit les q^a aussi holonomes, (5) devient

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_a} - \partial'_a T = Q'_a$$

et pour un système scléronome $\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = X_\lambda \dot{x}^\lambda\right)$ nos équations se réduisent à celles de Lagrange

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \frac{\partial T}{\partial \dot{q}^a} - \partial_a T = Q_a \qquad (Q_a = B_a{}^\lambda X_\lambda).$$

Principe d'Huyghens.

Bohuslav Hostinský, Brno.

Une formule connue due à Poisson permet de calculer la fonction $\mathrm{u}(x, y, z, t)$ qui satisfait à l'équation

$$\frac{\partial^2 \mathrm{u}}{\partial t^2} = a^2 \left(\frac{\partial^2 \mathrm{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathrm{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathrm{u}}{\partial z^2}\right) \tag{1}$$

et aux conditions

$$\mathrm{u} = \mathrm{f}(x, y, z), \quad \frac{\partial \mathrm{u}}{\partial t} = \varphi(x, y, z) \qquad \text{pour } t = 0;$$

a est une constante, f et φ deux fonctions données. Écrivons simplement $\mathrm{u}(t)$ au lieu de $\mathrm{u}(x, y, z, t)$. Cette fonction, pour une valeur positive de t, s'obtient ainsi en appliquant à f et à φ une transformation fonctionnelle linéaire. Cette transformation que nous représentons par les formules abrégées

$$u(t) = U[f, \varphi, t, I], \; \frac{\partial u(t)}{\partial t} = V[f, \varphi, t]$$

possède la propriété de groupe suivante: éliminons $u(t)$ et $\frac{\partial u(t)}{\partial t}$ au moyen des formules

$$u(t + t') = U\left[u(t), \frac{\partial u(t)}{\partial t}, t'\right],$$

$$\frac{\partial u(t + t')}{\partial t} = V\left[u(t), \frac{\partial u(t)}{\partial t}, t'\right];$$

il faut que

$$u(t + t') = U[f, \varphi, t + t'], \; \frac{\partial u(t + t')}{\partial t} = V[f, \varphi, t + t'].$$

Voilà l'expression analytique du principe d'Huygens suivant le Roux et Hadamard. On peut se demander quelles sont les transformations les plus générales U et V qui satisfont aux équations que nous venons d'écrire. Une solution particulière de ce problème est fournie par la formule de Poisson; elle correspond à la propagation ordinaire des ondes acoustiques. D'autres solutions pourraient donner des représentations plus générales des ondes qui ne correspondent pas à l'équation (1).

Une remarque sur les fondements de la relativité.

Leon Chwistek, Lwów.

La définition du système des coordonnées de l'hyperespace de Minkowski est basée sur l'hypothése qu'il est possible de mesurer les distances x, y, z et le temps t sur place. Or, si nous nous imaginons qu'on fait ces mesures d'abord sur la terre et puis sur le Syrius, on en tire des nombres qui n'appartiennent pas au même système des coordonnées, mais aux deux systèmes différents. Pour que la définition de Minkowski corresponde à la réalité, il faudrait admettre qu'il y a un espace indépendant du mouvement des corps matériels, ce qui n'est pas en accord avec le principe de la relativité. Pour qu'on puisse définir un système des coordonnées, qui serait valable en dehors de la terre, il faut admettre que nous pouvons effectuer des mesures par distance, ce que nous faisons en réalité, au moins en partie, à l'aide de notre télescope. En suivant cette hypothèse nous faisons correspondre les données spatiales observées de loin à l'heure, dans laquelle ces observations ont été faites. Ainsi nous sommes amenés à ce qu'on pourrait nommer l'hyperespace visuel. En nous bornant à une seule dimension x, nous passons de l'hyperespace (t, x) de Minkowski à l'hyperespace visuel (τ, x), en posant