Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

Vincenc Nechvíle

O geometrické metodě pro určení slunečního apexu a hvězdného vertexu

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 64 (1935), No. 6, 233--235

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/123650

kořeny s reální částí nulovou jen jednoduché, kořeny s reální částí zápornou mohou býti i násobné; jiných kořenů míti nesmí.

Odvodil jsem nutné a postačující podmínky, jež musí koeficienty charakteristické rovnice splňovati, aby její kořeny vyhovovaly uvedeným požadavkům.

Sur les effets de la théorie de la relativité.

G. Maneff, Sofia.

D'après les équations de la théorie de la relativité, le déplacement du périhélie de la planète Mercure, que l'on n'a pas encore éclairci, est égal à 42,9″ et d'après Newcomb, il est égal à 41,25″. Mais, E. Grossmann, ayant soumis à l'analyse les observations se rapportant aux calculs de Newcomb trouve deux solutions: *A* et *B*, de 29″ et de 38″.

En outre, E. Freundlich, d'après ses observations personnelles et d'après l'examen de celles de 1919 et 1921, a trouvé que la déviation des rayons lumineux passant tangentiellement au bord du Soleil donne 2,24″ ou 2,2″ ($\pm$ 0,1), et non pas 1,74″ que l'on obtient par les équations de la théorie de la relativité.

Dans la première partie, nous donnons une forme plus parfaite aux équations de la théorie de la relativité, et c'est précisément en nous plaçant sur le principe de la moindre action, et en profitant du problème intérieur de Schwarzschild.

Dans la seconde partie, nous considérons les effets au point de vue de la masse, et c'est au moyen des équations de la théorie classique.

Dans les deux cas nous obtenons pour le déplacement du périhélie de Mercure 38″ et 28,6″, et pour la déviation des rayons lumineux 2,32″. Ces résultats sont les mêmes que ceux obtenus par Grossmann et Freundlich, mais ils ne sont pas d'accord avec les résultats d'Einstein.

O geometrické metodě pro určení slunečního apexu a hvězdného vertexu.

V. Nechvíle, Praha.

Systematické studium pohybů hvězd metodou fotografickou vede k výsledku, že až do vzdálenosti 1000—1100 parsec řídí se pohyby jednotlivých hvězd (motus peculiares) elipsoidálním zákonem Schwarzschildovým. Jak jsem ukázal ve své poslední práci (Publikace Státní Hvězdárny č. 7, 1930), lze pro dané hvězdné pole vyjádřiti počet hvězd, jichž zdánlivý (promítnutý) vlastní pohyb spadá do úseku posičního úhlu (ϑ, $\vartheta + d\vartheta$) funkcí

$$\bar{\varrho}(\vartheta) = \sum_1^n C_n \frac{1}{p} \left\{ e^{-\varepsilon^2 \Delta^2_n p + 2\varepsilon \Delta_n \sqrt{p}\, \eta} + \eta e^{\eta^2} \int\limits_{\varepsilon \Delta_n \sqrt{p} - \eta}^{\infty} e^{-x^2} \, \mathrm{d}x \right\},$$

kde $p = k^2 \cos^2 \vartheta + h^2 \sin^2 \vartheta \qquad \eta\sqrt{p} = k^2 u_0 \cos \vartheta + h^2 v_0 \sin \vartheta$

$$C_n = \text{konstanty},$$

a kde ε značí úhlovou limitu vlastního pohybu hvězd v systému os u, v, Δ_n jest vzdálenost, h a k konstanty elipsoidu rychlostí a u_0, v_0 složky projekce slunečního pohybu pro dané pole o středu C.

Tu lze ukázati vyšetřováním průběhu funkce $\bar{\varrho}(\vartheta)$ pro jednotlivé kvadranty, že lze geometrickým způsobem, stanovením tří kruhů na obloze, určiti polohu slunečního apexu a vertexu pohybů stálic či polohy velké osy elipsoidu rychlostí.

Pišme funkci $\bar{\varrho}(\vartheta)$ ve formě

$$\bar{\varrho}(\vartheta) = \sum_1^n \mathrm{C}_n \mathrm{f}_n(p, \eta\sqrt{p}, \varepsilon, \Delta_n) = \sum_1^n \mathrm{C}_n \mathrm{f}_n(k^2 \cos^2 \vartheta + h^2 \sin^2 \vartheta,$$
$$k^2 u_0 \cos \vartheta + h^2 v_0 \sin \vartheta, \varepsilon, \Delta_n),$$

kde h, k, u_0, v_0, ε, Δ_n figurují jako parametry a ϑ jest jedinou nezávisle proměnnou. Tu jest nejprve zřejmo, že $\bar{\varrho}(\vartheta)$ bude sudou funkcí úhlu ϑ a tedy $(\vartheta, \bar{\varrho}(\vartheta))$ křivkou symetrickou podle osy u, jestliže bude $v_0 = 0$, neboť pak jest

$$\bar{\varrho}_u(\vartheta) = \sum_1^n \mathrm{C}_n \mathrm{f}_n[k^2 \cos^2 \vartheta + h^2 \sin^2 \vartheta, k^2 u_0 \cos \vartheta, \varepsilon, \Delta_n)].$$

Podmínka $v_0 = 0$ jest splněna pro ten případ, že střed C hvězdného pole se nalézá na velkém kruhu oblohy jdoucím apexem a vertexem.

Naopak bude $\bar{\varrho}(\vartheta)$ funkcí symetrickou podle osy v, když bude splněna podmínka $u_0 = 0$, neboť pak $\bar{\varrho}(\vartheta)$ nabývá tvaru

$$\bar{\varrho}_v(\vartheta) = \sum_1^n \mathrm{C}_n \mathrm{f}_n[k^2 \cos^2 \vartheta + h^2 \sin^2 \vartheta, h^2 v_0 \sin \vartheta, \varepsilon, \Delta_n].$$

Případ tento nastane v těch bodech oblohy, v nichž směry vedené z C k apexu a vertexu svírají pravý úhel, čili když C leží na geometrickém místě bodů tvořících vrchol pravoúhlého trojúhelníka sférického, jehož přeponu tvoří vzdálenost apex-vertex; tato geometrická místa jsou dvě sférické, dvojnásobně symetrické křivky, z nichž jedna dotýká se malého kruhu sestrojeného nad průměrem apex-vertex a druhá symetricky položeného malého kruhu nad průměrem antapex-antivertex.

Formy frekvenčních křivek jsou troje a rovněž existují na obloze tři charakteristické zony: 1° hlavní kruh obsahující apex a vertex, jenž obsahuje ony středy C, pro něž frekvenční křivky $\bar{\varrho}_u(\vartheta)$ jsou symetrické podle osy u (osy maximálního pohybu); 2° dvě zony určené menšími kruhy, sestrojenými nad vzdálenostmi apex-vertex a antapex-antivertex jako průměry, v nichž frekvenční funkce $\bar{\varrho}_v(\vartheta)$ jsou symetrické podle osy v (kolmé k maximálnímu pohybu).

Určíme-li tyto tři kruhy pomocí symetrie frekvenčních křivek, odvozených z pozorování a z měřených pohybů hvězd, pak čtyři průsečíky těchto kruhů jsou právě hledanými čtyřmi body. Apex i vertex jsou určeny jednoznačně vzhledem k faktu, že v apexu je frekvenční křivka centrálně symetrická.

Disymetrie frekvenčních křivek pohybu podle osy v, experimentálně zjištěný důležitý fakt, existuje v celé obloze mimo zonu velkého kruhu jdoucího apexem a vertexem, a vysvětluje úplně nestejný počet hvězd, konstatovaný v tak zvaných dvou proudech Kapteynových. Konečně různé hodnoty disymetrie udávají i vliv rotace galaktického systému, jak vyplyne i z další numerické analysy.

Über eine neue Formulierung der statodynamischen Grundbeziehung in der Mechanik.

Fürst Dmitri Obolensky, Dresden.

Die statodynamische Grundbeziehung ist aus folgendem Schema eines geraden zentralen Stoßes deutlich zu ersehen:

$$mV_m \underset{1}{=} \left\{ \begin{matrix} m\,(V_m \mp v_m) \underset{2}{=} \displaystyle\int \frac{\Delta\lambda_1}{\lambda_1} E_1 q \, dt \underset{3}{=} \int \frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_2} E_2 q \, dt \underset{4}{=} MV \\ \pm\, mv_m \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad = \pm\, mv_m \end{matrix} \right\} \underset{5}{=}$$
$$= MV \pm mv_m.$$

m und M — Maßen des stoßenden und des gestoßenen (des anfangs ruhenden) Körpers. V_m, v_m und V — Geschwindigkeiten des stoßenden Körpers vor und nach dem Stoß und des gestoßenen nach dem Stoß. $\Delta\lambda_1/\lambda_1$ und $\Delta\lambda_2/\lambda_2$ — spezifische Zusammendrückungen der sich berührenden Schichten des stoßenden und des gestoßenen Körpers. E_1 und E_2 — die entsprechenden Elastizitätsmoduli. q — Querschnitt der Stoßfläche. t — Zeitdauer des Stoßvorganges.

Die These actio par reactioni lassen wir nur zwischen physikalisch homogenen Kräften gelten — Gleichheitszeichen 3. Die Zeichen 2 und 4 geben die statodynamische Grundbeziehung an. Die statische Kraft — $\frac{\Delta\lambda_1}{\lambda_1} E_1 q$ und $\frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_2} E_2 q$ — sei mit P bezeichnet. Die Beziehung zwischen der statischen und dynamischen Kraft pflegt man durch die zwei Newtonschen Grundgleichungen