die Richtungskosinusse c_1, c_2, c_3, c_4 als lineare Funktionen der $\frac{dx}{du}\ \frac{d^2x}{du^2}\ \frac{d^3x}{du^3}\ \frac{d^4x}{du^4}$ mit konstanten Koeffizienten darstellen, mithin:

$$\frac{dc_i^{(h)}}{du} = \sum_k \varepsilon_k^{(h)} c_i^{(k)} \qquad h, i = 1, 2, 3, 4,$$

womit der Beweis erbracht ist. Analog gelingt er, wenn

$$\frac{dx^{(h)}}{du} = \varepsilon^{(h)} + \sum_k \varepsilon_k^{(h)} x^{(k)} \qquad h = 1, 2, 3, 4$$

vorausgesetzt wurde.

2. Man kann also die »richtige« Darstellung (II, § 1) geben:

$$X = x + \xi' c_2 + \eta' c_3 + \zeta' c_4;$$

hieraus folgt vermöge der Frenet'schen Formeln I, Anhang 1:

$$\begin{aligned} dX = {} & c_1(1-\xi'/R_1)\, d(ic\tau') \\ & c_2(d\xi' - \eta'/R_2)\, d(ic\tau') \\ & c_3(d\eta' + \xi'/R_2)\, d(ic\tau') - \zeta'/R_3\, d(ic\tau') \\ & c_4(d\zeta' + \eta'/R_3)\, d(ic\tau'). \end{aligned}$$

Es folgt

$$\begin{aligned} dS^2 = {} & d\xi'^2 + d\eta'^2 + d\zeta'^2 \\ & -2c\, d\tau' d\xi' . \eta' i/R_2 \\ & +2c\, d\tau' d\eta' . (\xi' i/R_2 - \zeta' i/R_3) \\ & +2c\, d\tau' d\zeta' . \eta' i/R_3 \\ & -c^2 d\tau'^2 [(1-\xi'/R_1)^2 + \eta'^2/R_2^2 + \eta'/R_3^2 + (\xi'/R_2 - \zeta'/R_3)^2], \end{aligned}$$

wo man sich erinnern möge, daß $1/R_2$ und $1/R_3$ rein imaginär sind (I, Anhang 1, p. 740).

Der Fall $1/R_2 = 0$, $1/R_3 = 0$ ist der in II behandelte Fall der Hyperbelbewegung. Er ist der einzige, welcher ein Lichtgeschwindigkeitsfeld liefert, dem eine skalare Ortsfunktion zugrunde liegt. Allen anderen liegen tensorielle Ortsfunktionen zugrunde, weshalb sie für die Darstellung der Potentiale von Zentralkräften ungeeignet erscheinen.