Stetige Vektorfelder in der linearen Feldtheorie

Autor(en): **Scherrer, W.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **29 (1956)**

Heft [4]: **Supplementum 4. Fünfzig Jahre Relativitätstheorie = Cinquantenaire de la Théorie de la Relativité = Jubilee of Relativity Theory**

PDF erstellt am: **13.09.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-112737

Stetige Vektorfelder in der linearen Feldtheorie

von W. SCHERRER (Bern)

Die *lineare Feldtheorie* (vgl. Zeitschrift f. Physik *138*, 1954, *139*, 1954, *140*, 1955, *141*, 1955) gründet sich auf 4 absolut invariante lineare Differentialformen

$$g_\lambda = g_{\lambda,\mu}\, \dot{x}_\mu \qquad (\mu = 0, 1, 2, 3) \tag{1}$$

im vierdimensionalen Zeitraum x_0, x_1, x_2, x_3.

Um einschlägige kosmologische Lösungen zu erhalten empfiehlt es sich von der Tatsache Gebrauch zu machen, daß im dreidimensionalen RIEMANNschen Kugelraum überall stetige Vektorfelder existieren.

Eine Basis für derartige Vektorfelder erhält man durch folgende Festsetzungen:

$$g_{0,0} = 1\,; \quad g_{0,k} = g_{i,0} = 0\,; \qquad (i, k = 1.\ 2, 3) \tag{2}$$

$$\left.\begin{aligned} g_{1,1} &= L \sin\vartheta \cos\varphi \\ g_{1,2} &= L \sin\Theta\, (\cos\Theta \cos\vartheta \cos\varphi + \sin\Theta \sin\varphi) \\ g_{1,3} &= L \sin\Theta \sin\vartheta\, (\sin\Theta \cos\vartheta \cos\varphi - \cos\Theta \sin\varphi) \end{aligned}\right\} \tag{3_1}$$

$$\left.\begin{aligned} g_{2,1} &= L \sin\vartheta \sin\varphi \\ g_{2,2} &= L \sin\Theta\, (\cos\Theta \cos\vartheta \sin\varphi - \sin\Theta \cos\varphi) \\ g_{2,3} &= L \sin\Theta \sin\vartheta\, (\sin\Theta \cos\vartheta \sin\varphi + \cos\Theta \cos\varphi) \end{aligned}\right\} \tag{3_2}$$

$$\left.\begin{aligned} g_{3,1} &= L \cos\Theta \\ g_{3,2} &= -L \sin\Theta \cos\Theta \sin\vartheta \\ g_{3,3} &= -L \sin\Theta \sin\vartheta \sin\Theta \sin\vartheta \end{aligned}\right\} \tag{3_3}$$

Dabei bedeuten Θ, ϑ und φ die beim kosmologischen Problem gebräuchlichen Winkel und

$$L = L(x_0) \tag{4}$$

stellt den zeitlich veränderlichen Weltradius dar.

Wählt man die an anderer Stelle (vgl. speziell Zeitschrift f. Physik *140*, § 1, 1955) definierte Wirkungsfunktion

$$W \equiv \Lambda_0 + \Lambda_2 W_2 + \Lambda_3 W_3 \tag{5}$$

mit

$$\begin{aligned} W_2 &\equiv a_\alpha f^{\alpha\varrho,}_{\sigma,} f^{\alpha\sigma,}_{\varrho,} \\ W_3 &\equiv a_\alpha f^{\alpha\varrho,}_{\varrho,} f^{\alpha\sigma,}_{\sigma,} \end{aligned} \tag{6}$$

so erhält man für jede Wahl der Kombinationszahlen $\Lambda_0, \Lambda_2, \Lambda_3$ eine eindeutig bestimmte Lösung durch die Differentialgleichung

$$L' = A + B \cdot L^2 \tag{7}$$

mit

$$A = \frac{8\Lambda_2}{\Lambda_2 + 3\Lambda_3}; \qquad B = \frac{4\Lambda_0}{\Lambda_2 + 3\Lambda_3} \tag{8}$$

Da unter den angegebenen Voraussetzungen das Feld überall homogen und singularitätenfrei ist, entsprechen die damit angegebenen Lösungen formal der leeren Welt DE SITTERS.

Speziell im Falle $\Lambda_2 + \Lambda_3 = 0$ resultiert genau die DE SITTER-Welt. Dies ist deshalb bemerkenswert, weil sich für diesen Fall auch genau die SCHWARZSCHILDsche Lösung ergibt.