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: **24.05.2024**

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

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

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

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

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.