Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 29 (1956)

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

Artikel: Jordansche Gravitationstheorie mit neuen Feldgleichungen

Autor: Ludwig, G. / Just, K.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112739

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 15.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Jordansche Gravitationstheorie mit neuen Feldgleichungen

von G. LUDWIG und K. JUST (Berlin)

Die von JORDAN (vorstehendes Referat) besprochenen Transformationen der Metrik und des Variations-Prinzips

$$\delta \int \varkappa^{\eta} \left(\overset{4}{R} - \zeta \cdot \varkappa^{-2} \varkappa^{|\nu} \varkappa_{|\nu}\right) d\overset{4}{\Sigma} = 0 \tag{1}$$

waren nur möglich für $\eta \neq 0$. Der deshalb von JORDAN ausgeschlossene Fall $\eta = 0$ ist jedoch nach JUST [1] durch besondere Einfachheit ausgezeichnet:

1. Die *Periheldrehung* der Planeten [2] hat nur bei $\zeta \neq \eta = 0$ den von der Erfahrung geforderten Einsteinschen Wert.

2. Die Fälle $|\zeta| \gg \eta^2 \neq 0$, in denen die Periheldrehung annähernd die Einsteinsche ist, widersprechen dem Prinzip von DIRAC [3], nach dem alle grundlegenden Naturkonstanten von der *Größenordnung Eins* sein sollen.

3. Im Falle $\eta = 0$ läßt sich ζ so wählen ($\zeta = -\frac{1}{2}$), daß die LAGRANGE-Funktion (nach Hinzunahme des MAXWELLschen $\varkappa F_{\nu\mu} F^{\nu\mu}$) der fünfdimensionale Krümmungs-Skalar der projektiven Relativitäts-Theorie ist:

$$d \int \overset{5}{R}\, d\overset{4}{\Sigma} = 0\,. \tag{2}$$

4. Der Ansatz (2), der *gar keinen Parameter* mehr enthält, liefert nach Einfügung einer LAGRANGE-Funktion der Materie die Feldgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} & R^{\alpha}_{\beta} + \frac{1}{2}\sigma^{|\alpha}\sigma_{|\beta} + \varkappa\left(T^{\alpha}_{\beta} - \frac{1}{2}\, T\, \delta^{\alpha}_{\beta}\right) = 0 \\ \text{und} \qquad & \sigma^{|\nu}{}_{||\nu} = \varkappa\, b \qquad \text{mit} \qquad \sigma = \ln \varkappa\,; \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

diese sind von der einfachsten Art, die als Erweiterung der EINSTEINschen denkbar ist.

Aus (3) folgt mit dem üblichen Ansatz der Kosmologie (Metrik räumlich homogen und isotrop, Materie mit Dichte ε und Druck p ruht im System):

$$\dot{\varrho}^2 = \frac{1}{3}\left(\frac{1}{4}\dot{\sigma}^2 + \varepsilon\varkappa\right)\dot{\varrho}^2 \mp 1 \quad \text{mit} \quad \dot{\sigma} = \frac{\dot{\varkappa}}{\varkappa}. \tag{4}$$

Darin gilt das obere (untere) Vorzeichen für den geschlossenen (hyperbolischen) Raum vom Weltradius ϱ; und es ist

$$\varepsilon\varkappa = 3\gamma\varrho^{-3}, \qquad \dot{\sigma} = -\nu\varrho^{-3} \tag{5}$$

mit

$$\gamma = \int \frac{b}{6\varepsilon}\frac{d\varkappa}{\varkappa} - \int \frac{p}{\varepsilon}\frac{d\varrho}{\varrho}, \qquad \nu = \int \varrho^3 \varkappa b\, dt. \tag{6}$$

Für Weltepochen, in denen der Druck p und das neuartige b (Quelle für die Änderung der Gravitationszahl $\varkappa$) zu vernachlässigen sind, dürfen wir γ und ν als *konstant* ansehen. Beschränkt man sich ferner auf Epochen, in denen das letzte Glied von (4) noch bedeutungslos ist (andernfalls ist die Rechnung nicht wesentlich schwerer, nur das Ergebnis weniger übersichtlich), dann folgt [4]:

$$\left(\frac{\varrho}{\varrho_0}\right)^3 = \left(1 + \frac{\tau}{t}\right)\left(\frac{t}{t_0}\right)^2 \tag{7}$$

und

$$\varkappa = \varkappa_0\left(1 + \frac{\tau}{t}\right)^n \quad \text{mit} \quad n = \frac{2}{\sqrt{3}} \approx 1{,}15\,. \tag{8}$$

Falls die heutige Weltepoche im Geltungsbereich dieser Näherung liegt, sind t_0 und ϱ_0 die heutigen Werte von Weltalter und -radius (aus der Erfahrung ist t_0 gut, ϱ_0 noch gar nicht bekannt); und für die *Zeitkonstante* τ dürfen wir annehmen:

$$\frac{1}{100}t_0 < \tau < \frac{1}{10}t_0\,. \tag{9}$$

Hierin folgte die obere Schranke aus Betrachtungen von Teller [5] über die *Möglichkeit organischen Lebens* (die Temperatur der Erdoberfläche verhält sich etwa wie $\varkappa^2$); die untere Schranke ist nötig, wenn man wie Jordan [6] die *Größe des Planetensystems* durch nachträgliche Expansion erklären will.

Die zu $\varepsilon\varrho^3$ proportionale Energie eines Weltbereiches verhält sich nach (5) und (8) wie

$$E \sim \frac{\varkappa_0}{\varkappa} \approx \frac{t}{t+\tau}\,; \tag{10}$$

eine merkliche Entstehung neuer Materie erfolgte also nur in sehr frühen Epochen ($t < \tau$). Heute und in künftigen Zeiten aber ist das neue Weltmodell [4] *fast identisch* mit dem bekannten FRIEDMANNschen (ohne kosmologische Konstante), vor allem ist die Gravitationszahl (8) heute praktisch gleich der Konstanten $\varkappa_0$.

Nimmt man mit JORDAN [6] an, daß die Materie nicht kontinuierlich, sondern in Form ganzer Sterne entsteht, und deutet man als „Nachzügler" in dieser früher (bei $t < \tau$) viel dichteren Folge neuer Sterne die heutigen *Supernovae I*, so ist deren Häufigkeit mit (9) verträglich.

Die Materiefunktion b spielt nach (3) und (6) für die neue Kosmologie eine entscheidende Rolle, denn mit $b \equiv 0$ wäre die Theorie (sobald man von $\sigma^{|\nu}{}_{||\nu} \equiv 0$ nur die Lösung $\sigma = \text{const.}$ als physikalisch bedeutsam ansieht) völlig gleichwertig der Einsteinschen. Prinzipiell wäre b aus der LAGRANGE-Funktion der *Materiefelder* zu berechnen, die für JORDANS Theorie mit veränderlicher Gravitationszahl $\varkappa$ von LUDWIG [7] formuliert wurde. Mit der Energiedichte ε vergleichbare Werte hat b vermutlich [7] nur bei *starker Wechselwirkung* innerhalb der Materie, so daß wir für nicht zu frühe Epochen außer $p \ll \varepsilon$ auch $|b| \ll \varepsilon$ annehmen durften. Es ist jedoch *bisher nicht gelungen*, b näher zu bestimmen (nicht einmal sein Vorzeichen) oder mit beobachtbaren Effekten zu verknüpfen.

Literatur

[1] JUST, K., Z. Physik *139*, 498 (1954); *140*, 485 (1955). Siehe jedoch Z. Physik *143*, 472 (1955), wo eine andere Parameter-Wahl vertreten wird.
[2] JUST, K., Z. Physik *149*, 524 (1955). Berichtigung und Ergänzungen dazu: Z. Physik *144*, 411 (1956).
[3] DIRAC, P. A. M., Nature *139*, 323 (1937).
[4] JUST, K., Z. Physik *141*, 592 (1955).
[5] TELLER, Phys. Rev. *73*, 801 (1948).
[6] JORDAN, P., *Schwerkraft und Weltall*, § 38 (Vieweg, Braunschweig 1955).
[7] LUDWIG, G., *Fortschritte der projektiven Relativitätstheorie* (Vieweg, Braunschweig 1951), Seite 71 bis 93.