Mathematische Vereinigung in Bern

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Mitteilungen der Naturforschenden Gesellschaft in Bern**

Band (Jahr): **26 (1969)**

PDF erstellt am: **10.08.2024**

Mathematische Vereinigung in Bern

Sitzungsberichte

272. Sitzung, Dienstag, den 21. Mai 1968

I. Geschäftssitzung. II. Vortrag von Herrn Dr. H. BIERI: «*Extremale konvexe Rotationshalbkörper im V-, F-, M-Problem des R_3*».

Ausgehend von einer Integraldarstellung der Maßzahlen M, F, V eines konvexen Rotationshalbkörpers gewinnt man acht lineare Ungleichungen, von denen wir nur die vier ersten verwenden werden. Nach Einführung des Formfaktors

$$\lambda = \frac{4\pi a}{M} \qquad \left(0 < \lambda \leq \frac{8}{\pi + 4}\right)$$

nehmen sie folgende Form an:

(1b) $x \leq 2\lambda - \left(\frac{1+\pi}{4}\right)\lambda^2$;

= für Halbkugelzylinder

(2b) $y \leq 3\lambda^2 - \left(\frac{8+3\pi}{8}\right)\lambda^3$;

= für Halbkugelzylinder

(3b) $y \leq \frac{3}{2}\lambda x - \frac{5\lambda^3}{8}$;

= für Halbkugelzylinder

(4b) $y \leq 2\lambda x - \lambda^2 - \left(\frac{4-\pi}{8}\right)\lambda^3$;

= für Kappenkörper des Halbkugelzylinders

Die Enveloppe der Strecken (4b) ist eine durchwegs von unten konvexe Kurve und liegt deshalb ganz nicht unterhalb dieser Strecken. Die Kurve der Halbkugelzylinder mit den Koordinaten (1b) bzw. (2b) (wobei das Gleichheitszeichen gilt) besitzt je einen Scheitel bezüglich der x- bzw. y-Achse und berührt die Enveloppe außen für y = 0 noch genau einmal von unten. Die Kurve der Halbkugelkappenkörper aber liegt nie zuoberst.

Man gewinnt jetzt folgendes Resultat:

Für vorgegebenes M und F besitzen

a) im Intervall $0 < \lambda < \frac{16}{16 + \pi}$
Halbkugelzylinderkappenkörper der festen Länge $h^* = a \left(2 - \frac{\pi}{4}\right)$

b) im Intervall $\frac{16}{16 + \pi} \leq \lambda \leq \frac{4}{\pi + 1}$
Halbkugelzylinder mit gegen $h^{**} = a \left(\frac{\pi - 2}{2}\right)$ abnehmender Länge
größtes Volumen V.

Es ist bemerkenswert, daß die Halbkugel nicht extremal ist, ebenso nicht ein Halbkugelzylinder mit zu kleiner Zylinderlänge.

Autorreferat

273. Sitzung, Freitag, den 28. Juni 1968
Vortrag von Herrn Prof. Dr. H. CARNAL: «*Wahl einer Zufallsvariabeln*».

274. Sitzung, Dienstag, 19. November 1968
Vortrag von Herrn Prof. Dr. H. DEBRUNNER, Bern: «*Zur Polyederzerlegungstheorie*».

Festsitzung zum 60. Geburtstag von Herrn Prof. Dr. H. HADWIGER.
Donnerstag, den 23. Januar 1969

Herrn Prof. Dr. H. Hadwiger wurde die Ehrenmitgliedschaft verliehen. Vortrag von Herrn Prof. Dr. G. RINGEL, Berlin: «*Das Heawoodsche Kartenfärbungsproblem*».

Gemeinsame Veranstaltung mit den Mathematischen Instituten der Universität Bern.

276. Sitzung, Dienstag, den 18. Februar 1969
Vortrag von Herrn Prof. Dr. W. SCHERRER, Bern: «*Grundsätzliches zur elektrodynamischen Wechselwirkung*».

Für das Einkörperproblem der relativistischen Punktelektrodynamik besitzt man die bewährte Sommerfeldlösung.

Für das Zwei- und Mehrkörperproblem besteht kein brauchbarer relativistischer Ansatz.

Der Vorschlag, in diesen Fällen die Wechselwirkung vermittels Photonenaustausch zu beschreiben, erweckt Bedenken, weil dann der Energiesatz ständig verletzt wird.

In der Newton'schen Himmelsmechanik werden die für die Wechselwirkung maßgebenden «koexistierenden Phasen» durch Gleichzeitigkeit definiert. In der relativistischen Punktelektrodynamik versagt dieses Verfahren grundsätzlich.

Der Referent schlägt vor, in diesem Falle die koexistierenden Phasen zweier geladener Teilchen m_1 und m_2 durch die Forderung zu definieren, daß ihre Verbindungsstrecke eine Nullstrecke sei. Fügt man die wohl unerläßliche Forderung der Eindeutigkeit dieser Korrespondenz hinzu, so ergibt sich als notwendige Folgerung folgende Aussage:

Die primären Elementarteilchen zerfallen in zwei Klassen: die «progressiven», d. h. diejenigen, die in die Zukunft wirken, und die «regressiven», d. h. diejenigen, die in die Vergangenheit wirken.

Eine natürliche Wirkungsfunktion für zwei geladene Massen m_1 und m_2 wird gegeben durch

$$L \equiv - m_1 c^2 \sqrt{\mathfrak{U}' \, \overline{\mathfrak{U}}'} - m_2 c^2 \sqrt{\mathfrak{V}' \, \overline{\mathfrak{V}}'} - \frac{e_1 e_2 \, \mathfrak{U}' \, \overline{\mathfrak{V}}'}{R} .$$

Dabei bedeuten $\mathfrak{U}'$, $\mathfrak{V}'$ resp. $\overline{\mathfrak{U}}'$, $\overline{\mathfrak{V}}'$ die contravarianten resp. covarianten Vierergeschwindigkeiten. Der Strich bedeutet die Ableitung nach einer Länge s. Die Länge R schließlich bedeutet die Distanz der beiden Teilchen im Ruhsystem von m_1 oder auch im Ruhsystem von m_2, die den gleichen Wert besitzt.

Läßt man in L eine der beiden Massen unendlich streben, so erhält man ein Einkörperproblem, das die gleichen Energiewerte liefert wie die Sommerfeldlösung.

Die Wirkungsfunktion L kann ohne weiteres auf mehrere Teilchen übertragen werden und liefert dann einen entsprechenden Energie-Impuls-Satz.

Autorreferat