

Mathematische Vereinigung in Bern

Objekttyp: **AssociationNews**

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

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

PDF erstellt am: **10.08.2024**

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.

V. TAVEL (C.): Biolog.-dynam. Wirtschaftsweise 147, Heteropatella antirrh. 173
 THÖNI: Großbritannien 355
 THOMMEN: La Dombes 270
 TRUNINGER: Kalkdüngung 78, Kalk- u. Borwirkung 190, Kulturböden 139
 TSCHIRCH: Clematis vit. 28, Mendelsche Ideen u. Arzneipflanzenkultur 37, chines. Rhabarber 47, 87, Tela conductrix 3
 UTESS: Atriplex nitens 356, Schleswig-Holstein 220, 333
 VILLARET: Côte d'Ivoire 313
 VOGEL: Biolog. Schädlingsbekämpfung 363
 VOGT: Moosseen 226
 WAGNER: Saxifraga gran. u. Lunaria red. 356
 WEGMÜLLER: Bretagne 332, SW-Jura 360, Vegetationsgesch. des Hohgant 319
 WELTEN: Außerberg-Leiggern-Ranft 377/378, Beatenberg/Niederhorn 365/366, Colchicum alp. 356, Faulenseemoos 191, Finnland u. N-Norwegen 341, Jaunpaß/Rothenkasten 356, Juncus arct. 368, Kartierung d.

Schweizer Flora 378, Korsika 296, Moléson 323/324, Ostalpen 309, Polen 348, Pollenanalyse 282, pollenanalyt. Datierung 243, Simmenfluh 323/324, Spanien 293, Tschechosl. 323, Vegetationsentwickl. beidseitig d. Berner Alpen 318, Vegetationsgeschichtliches a. d. Wallis 314, Waadtländer Jura 317/318, Wystätthorn 341/342
 WINKELMANN: Uruguay 279
 ZAHND: Bretagne 332, Färöer 325
 ZETSCHKE: Chem. Grundlage d. Pollenanalyse 96
 ZIMMERMANN: Flore népalaise 285, Gaurisankar 301
 ZWICKY: Alpes maritimes 287, Andalusien 298, biareale Arten 305, Camp. rhomb. 257, Galinsoga 205, Gran Paradiso 268, Jura-Hochmoore 187, Kärnten, Steiermark u. Niederösterreich 311, Nekrolog 338, Ostalpen 277, Pedicul. rostrato-cap. 247, Pyrenäen 273, südl. Kalkalpen 290, Tessin 261, Val de Bagnes 235, Verzascatal 257

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

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

nehmen sie folgende Form an:

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

= für Halbkugelzylinder

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

= für Halbkugelzylinder

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

= für Halbkugelzylinder

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

= 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 Zufallsvariablen».

274. Sitzung, Dienstag, 19. November 1968

Vortrag von Herrn Prof. Dr. H. DEBRUN-
 NER, 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 vermittelt 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

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

Dabei bedeuten \mathfrak{U}' , \mathfrak{V}' resp. $\bar{\mathfrak{U}}'$, $\bar{\mathfrak{V}}'$ 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 Ruhssystem von m_1 oder auch im Ruhssystem 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