den beiden Halbringen ausgebreitet sind, so ergibt sich, dass auf 1 qmm 58 Einheiten positiver beziehungsweise negativer Electricität kommen.

Wenn aber auf diese Weise die Vertheilung der Electricität auf den beiden Scheiben der Maschine bestimmt ist, so ist die Möglichkeit der Berechnung der von den Scheiben der Maschine ausgeübten electricischen Kräfte und damit die Grundlage für eine vollständige Theorie der Maschine gewonnen.

IV. *Ueber die Vertheilung der Electricität auf der Oberfläche bewegter Leiter; von H. R. Hertz.*

Werden electricisch geladene Leiter gegeneinander bewegt, so ändert sich die Vertheilung der freien Electricität an der Oberfläche derselben von Augenblick zu Augenblick. Diese Aenderung bedingt Strömungen im Inneren der Leiter, welche ihrerseits wieder Potentialdifferenzen zur Voraussetzung haben, sobald der specifische Widerstand des Leiters nicht als verschwindend klein angenommen wird. Hieraus lassen sich die Folgerungen ziehen:

1) Dass die Vertheilung der Electricität auf der Oberfläche bewegter Leiter in jedem Augenblick eine andere ist als auf der Oberfläche ruhender, übrigens in gleicher Lage sich befindender Leiter, dass insbesondere das Potential auf der Oberfläche und also auch im Inneren nicht mehr constant ist, und dass also ein bewegter Hohlkörper sein Inneres nicht völlig vor dem äusseren Einfluss schirmt.

2) Dass die Bewegung geladener Leiter mit beständiger Wärmeentwicklung verbunden ist, dass also continuirliche Bewegungen solcher Leiter nur möglich sind bei Zuführung äusserer Arbeit, und dass unter dem Einfluss nur innerer Kräfte ein System solcher Leiter zur Ruhe kommen muss.

Die Abänderungen, welche die Bewegung der Leiter an den Folgerungen der Electrostatik nöthig macht, sind besonders auffällig in den Fällen, in welchen sich die geome-

trische Oberfläche der Leiter nicht ändert, also bei Rotationskörpern, die um ihre Axe rotiren. Solche Körper (ebenso Flüssigkeitsstrahlen) werden bestrebt sein, in ihrer Nähe befindliche electrische Körper der eigenen Bewegung folgen zu lassen.

Die Art und Grösse der angedeuteten Erscheinungen soll im Folgenden der Rechnung unterzogen werden.

Bei Aufstellung der Differentialgleichungen machen wir die Annahme, dass die einzig mögliche Bewegungsart der Electricität in einem Leiter der electrische Strom sei. Verschwindet also ein Quantum freier Electricität an einem Orte A und tritt an einem anderen B wieder auf, so statuiren wir ein Stromsystem zwischen A und B , nicht eine Bewegung der freien Electricität von A nach B . Das ausdrückliche Hervorheben dieser Voraussetzung ist deshalb nicht überflüssig, weil sie einer naheliegenden Annahme widerspricht. Wird ein electrischer Pol über eine ebene Platte in gleichbleibendem Abstände hingeführt, so folgt ihm die einmal erregte Electrification, und die nächstliegende und auch wohl übliche Anschauung ist die, dass die materiell gedachte Electricität das Folgende sei, welche Annahme wir aber verwerfen zu Gunsten der oben genannten. Wir sehen ferner ab von allen Inductionswirkungen der erregten Ströme, was immer erlaubt sein wird, sobald nicht die Geschwindigkeit der bewegten Leiter von der Ordnung der Lichtgeschwindigkeit ist.

Seien u, v, w die Strömungskomponenten nach den Axen der x, y, z ; φ das Gesamtpotential, h die Oberflächendichtigkeit, κ der specifische Widerstand eines Leiters, alles gemessen im absoluten, electrostatischen Maasse. κ ist also eine Zeit, und zwar die Zeit, in welcher eine im Inneren des Leiters beliebig vertheilte Electricitätsmenge auf ihren $e^{4\pi}$ ten Theil herabsinkt. Beziehen wir uns zunächst auf ein Coordinatensystem, welches mit einem Leiter fest verbunden ist, und betrachten die Bewegung in diesem, so haben wir:

$$(1) \quad \kappa u = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad \kappa v = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad \kappa w = -\frac{\partial \varphi}{\partial z},$$

$$(2) \quad \frac{d \Delta \varphi}{dt} = 4\pi \left\{ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right\},$$

$$(3) \quad -\frac{dh}{dt} = u \cos a + v \cos b + w \cos c,$$

$$(4) \quad -4\pi h = \frac{\partial \varphi_i}{\partial n_i} + \frac{\partial \varphi_a}{\partial n_a},$$

in welchen Gleichungen n_i die nach innen, n_a die nach aussen gerichtete Normale und a, b, c die Winkel bezeichnen, welche n_i mit den Axen einschliesst. Aus (1) und (2) folgt:

$$\frac{d \Delta \varphi}{dt} = -\frac{4\pi}{\kappa} \Delta \varphi, \quad \text{also} \quad \Delta \varphi = (\Delta \varphi)_0 e^{-\frac{4\pi}{\kappa} t}.$$

Ist also die Dichtigkeit im Inneren anfänglich nicht Null, so nähert sie sich doch diesem Werthe beständig und kann dann durch electrostatische Einflüsse nicht wieder hervorgerufen werden; wir haben also auch hier:

$$(5) \quad \Delta \varphi = 0.$$

Aus (1) und (3) folgt weiter:

$$(6) \quad \kappa \frac{dh}{dt} = \frac{\partial \varphi_i}{\partial n_i},$$

oder mit Zuhülfenahme von Gleichung (4):

$$(7) \quad \frac{\kappa}{4\pi} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \varphi_i}{\partial n_i} + \frac{\partial \varphi}{\partial n_a} \right) = -\frac{\partial \varphi_i}{\partial n_i}.$$

In den Gleichungen (5) und (7) findet sich nur noch die Unbekannte φ . Gleichung (5) muss im ganzen Raume, Gleichung (7) an allen leitenden Oberflächen erfüllt sein. Durch diese Gleichungen, welche einen Bezug auf ein besonderes Coordinatensystem nicht mehr enthalten, durch die bekannten Stetigkeitsbedingungen und durch einen Anfangswerth ist φ für alle Zeiten eindeutig bestimmt. In dem Differentialquotienten dh/dt bezieht sich h auf ein bestimmtes Element der Oberfläche; sind die Geschwindigkeiten dieses Elementes in einem beliebigen Coordinatensysteme α, β, γ , so werden die obigen Gleichungen auf dieses Coordinatensystem bezogen, wenn man für dh/dt setzt:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \alpha \frac{\partial h}{\partial x} + \beta \frac{\partial h}{\partial y} + \gamma \frac{\partial h}{\partial z}.$$

Für die während des Zeitelements δt erzeugte Wärme erhält man:

$$\begin{aligned}\delta W &= \delta t \int \kappa (u^2 + v^2 + w^2) d\tau, \\ &= -\frac{1}{\kappa} \delta t \int \varphi \frac{\partial \varphi_i}{\partial n_i} ds, \\ &= -\int \varphi \delta h ds,\end{aligned}$$

wo ds ein Element der Oberfläche ist, und das erste Integral über das Innere, die übrigen über die Oberflächen sämtlicher Leiter zu erstrecken sind. Man weist leicht in unserem besonderen Falle nach, dass die angewandten Gleichungen dem Princip von der Erhaltung der Kraft genügen, was indessen von denselben schon im allgemeinen gezeigt worden ist.

Ist κ sehr klein, so lässt sich φ nach Potenzen von κ entwickeln. Die einzelnen Glieder dieser Entwicklung können, wenn die Aufgabe der gewöhnlichen Electrostatik als gelöst angesehen wird, in folgender Weise gefunden werden:

Sei φ_1 für alle Zeiten als Potential der vorhandenen Electricität so bestimmt, wie es bei den vorhandenen Ladungen und den augenblicklichen Lagen dem Gleichgewichtszustand entsprechen würde, und sei h_1 die zu φ_1 gehörige Dichtigkeit. Es werde dann φ_2 so bestimmt, dass überall $\Delta \varphi_2 = 0$ ist, dass an der Oberfläche der Leiter $\partial \varphi_i / \partial n = \kappa \partial h_1 / \partial t$ ist, dass die Stetigkeitsbestimmungen gewahrt sind, und dass die Summe der freien Electricität für jeden Leiter gleich Null ist. In derselben Weise wie φ_2 aus φ_1 abgeleitet ist, werde φ_3 aus φ_2 gebildet, φ_4 aus φ_3 und so fort; es ist klar, dass dann $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \dots$ das exacte Potential darstellt, sobald die Reihe convergirt. Die Convergenz derselben hängt ab von dem Verhältniss zwischen κ , den Dimensionen der Leiter und ihren Geschwindigkeiten; für jedes κ lassen sich hinreichend kleine Geschwindigkeiten denken. Für metallische Leiter und irdische Geschwindigkeiten verschwindet jedes Glied völlig gegen das vorhergegangene, die besonderen Erscheinungen, welche der electrische Widerstand hervorruft, sind hier nicht bemerkbar, und nur die Form der Strömungen ist von Interesse. Da

φ_1 im Inneren der Leiter constant ist, φ_3 gegen φ_2 verschwindet, so erfolgen die Strömungen überall in den Kraftlinien des Potentials φ_3 , und es ist:

$$xu = -\frac{\partial \varphi_3}{\partial x}, \quad xv = -\frac{\partial \varphi_3}{\partial y}, \quad xw = -\frac{\partial \varphi_3}{\partial z}.$$

Wir beschränken uns jetzt auf den Fall, dass nur ein beweglicher Leiter vorhanden, und dass derselbe ein um seine Axe sich drehender Rotationskörper ist. Wir beziehen die Rechnung auf ein im Raume ruhendes Coordinatensystem, dessen z -Axe die Rotationsaxe ist. Neben demselben benutzen wir Polarcoordinaten ρ , ω , θ mit derselben Axe. Sei T die Dauer einer Umdrehung. Die Bedingungen, welchen φ in dem Leiter zu genügen hat, sind in diesem Fall: 1) im Inneren $\Delta \varphi = 0$; 2) an der Oberfläche $\partial \varphi_i / \partial n_i = \kappa (\partial h / \partial t) + 2\pi \kappa / T \cdot \partial h / \partial \omega$, worin sich jetzt h auf einen im Raum ruhenden Punkt bezieht. Rotirt der Leiter mit gleichbleibender Geschwindigkeit unter dem Einfluss eines von der Zeit unabhängigen Potentials, so tritt nach einiger Zeit ein stationärer Zustand ein; die Bedingung desselben ist $\partial h / \partial t = 0$, und also: $\partial \varphi_i / \partial n_i = 2\pi \kappa / T \cdot \partial h / \partial \omega$.

Als ein Beispiel wollen wir eine Hohlkugel behandeln, welche mit gleichbleibender Geschwindigkeit um einen ihrer Durchmesser sich dreht. Sei ihr äusserer Radius R , ihr innerer r . Das fremde Potential Φ , unter dessen Einfluss die Bewegung stattfindet, sei für das Innere der Hohlkugel nach Kugelfunctionen entwickelt. Die Wirkungen, welche die einzelnen Glieder hervorrufen, lassen sich addiren, wir können deshalb die Betrachtung auf eins derselben beschränken, und sei also $\Phi = A_{ni} (\rho / R)^n \cos i \omega P_{ni}(\theta)$. Es werde jetzt mit φ das Eigenpotential der auf der Hohlkugel inducirten Electricität bezeichnet, und zwar mit φ_1 im inneren Hohlraum, mit φ_2 in der Masse der Hohlkugel, mit φ_3 im äusseren Raum. Ausser den allgemeinen Bestimmungen für das Potential electrischer Belegungen hat dann φ noch der Bedingung zu genügen, dass für $\rho = r$ und für $\rho = R$:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \rho} + \frac{\partial \varphi_i}{\partial \rho} = -\frac{\kappa}{2T} \frac{\partial}{\partial \omega} \left\{ \frac{\partial \varphi_i}{\partial \rho} - \frac{\partial \varphi_a}{\partial \rho} \right\}.$$

Allen diesen Anforderungen genügen wir, wenn wir setzen:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \left(\frac{\varrho}{R}\right)^n (A \cos i \omega + B \sin i \omega) P_{ni} \theta + \left(\frac{\varrho}{r}\right)^n (A' \cos i \omega + B' \sin i \omega) P_{ni} \theta, \\ \varphi_2 &= \left(\frac{\varrho}{R}\right)^n (A \cos i \omega + B \sin i \omega) P_{ni} \theta + \left(\frac{r}{\varrho}\right)^{n+1} (A' \cos i \omega + B' \sin i \omega) P_{ni} \theta, \\ \varphi_3 &= \left(\frac{R}{\varrho}\right)^{n+1} (A \cos i \omega + B \sin i \omega) P_{ni} \theta + \left(\frac{r}{\varrho}\right)^{n+1} (A' \cos i \omega + B' \sin i \omega) P_{ni} \theta. \end{aligned}$$

Denn die allgemeinen Bedingungen sind so ohne weiteres erfüllt, und die beiden Grenzgleichungen ergeben, nach $\sin i \omega$ und $\cos i \omega$ zerlegt, vier lineare Gleichungen für die vier Constanten A, B, A', B' , durch deren Erfüllung ihre eigene bedingt ist. Mit Benutzung der Abkürzungen $\alpha/2T = \alpha$, $r/R = \varepsilon$, werden diese Gleichungen:

$$\begin{aligned} A_{ni} n &= -nA - (2n+1)\alpha i B + (n+1)\varepsilon^{n+1} A' & * \\ 0 &= (2n+1)\alpha i A - nB & * & + (n+1)\varepsilon^{n+1} B' \\ A_{ni} n \varepsilon^n &= -n\varepsilon^n A & * & + (n+1)A' + (2n+1)\alpha i B' \\ 0 &= & * & - n\varepsilon^n B - (2n+1)\alpha i A + (n+1)B. \end{aligned}$$

Diese Gleichungen bestimmen die vier Constanten eindeutig. Auch ohne die etwas weitläufige Auflösung durchzuführen, überzeugt man sich leicht von der Richtigkeit der folgenden Bemerkungen:

1) Ist $\alpha = 0$, so ist $A = -A_{ni}$, $A' = B' = B = 0$, wie es sein muss für die ruhende Kugel.

2) Ist α endlich aber sehr klein, so ist $A + A_{ni}$ und A' von der Ordnung von α^2 , B und B' von der Ordnung α , daraus ergibt sich das Folgende als das Wesentliche der Erscheinung: Die Form der Belegung auf der äusseren Grenzfläche (die Form der Linien gleicher Dichtigkeit) ist durch die Rotation nicht geändert (natürlich nur für die einzelnen Glieder der Entwicklung); die Belegung erscheint aber gedreht im Sinne der Rotation um einen Winkel von der Ordnung von α , ihre Dichtigkeit hat abgenommen um ein Kleines von der zweiten Ordnung. Neben ihr tritt jetzt auch auf der Kugelfläche, welche die innere Grenze bildet, eine Belegung auf, deren Form dieselbe ist, wie die der ersteren, deren Dichtigkeit von der Ordnung von α ist, und welche bis auf ein Unendlichkleines gegen jene um den Winkel

$\pi/2i$ gedreht erscheint. In der Masse der Hohlkugel und im Inneren treten Potentialdifferenzen von der Ordnung von α auf.

3. Ist α gross, so sind B und B' von der Ordnung $1/\alpha$, A und A' von der Ordnung $1/\alpha^2$. Bei wachsender Drehungsgeschwindigkeit erscheint also schliesslich die Belegung der äusseren Grenze gedreht um den Winkel $\pi/2i$; ihre Intensität ist klein von der Ordnung $1/\alpha$, mit ihr stimmt nach Form, Lage und Intensität überein die Belegung der inneren Kugelgrenze. Für den Grenzzustand ist überall $\varphi=0$, es herrscht dann in der Masse und im Inneren der Hohlkugel das äussere Potential, die Strömung erfolgt überall in den Kraftlinien des letzteren. Die infolge der Strömung an die Grenze gebrachte freie Electricität wird durch den Umschwung der Kugel an ihren Ausgangspunkt zurückgetragen, und zwar so schnell, dass die Dichtigkeit verschwindend klein bleibt. Ein Schutz des inneren Hohlraumes findet nicht mehr statt.

In besonderen Fällen wird auch die Rechnung sehr einfach. Handelt es sich zunächst um eine Vollkugel, so ist $\epsilon=0$, setzen wir dann $\operatorname{tg} \delta = (2n+1)\alpha i/n$, so ist δ/i der Winkel, um welchen die Belegung gedreht erscheint, und die Intensität der Belegung verhält sich zu der auf der ruhenden Kugel inducirten wie $\cos \delta:1$. Rotirt die Kugel unter dem Einfluss einer zur Drehungsaxe senkrechten, gleichförmigen Kraft, so wird die Vertheilung der Electricität auf ihr durch eine Kugelfunction ersten Grades dargestellt, die Strömungslinien sind dann parallele Grade, deren Richtung bei kleiner Drehungsgeschwindigkeit senkrecht zur Axe und zur Kraft ist, bei grösseren gegen diese Richtung gedreht erscheint um einen Winkel, dessen Tangente $= 3\alpha = \frac{3}{2}\pi/T$ ist. Für einen rotirenden Cylinder sind die Verhältnisse ganz ähnliche, die Tangente des Drehungswinkels wird hier gleich $2\alpha = \pi/T$ gefunden.

Es sei zweitens ϵ sehr nahe gleich 1, die Dicke d der Hohlkugel also verschwindend klein. Wir müssen dann den specifischen Widerstand κ so klein annehmen, dass $\kappa/d = k$ eine endliche Grösse, der specifische Widerstand der Fläche

ist. Unter dieser Voraussetzung wird die Tangente des Drehungswinkels allgemein $\operatorname{tg} \delta = (2n+1)i / 2n(n+1) \cdot kR / T$ und im besonderen für eine gleichförmige Kraft $\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{2} kR / T$.

Unter gleichen Verhältnissen findet man für einen dünnen Hohlcyylinder $\operatorname{tg} \delta = kR / T$, in diesem Fall ist also die Drehung grösser am Cylinder, als an der Kugel, während sie am massiven Cylinder kleiner war. Die Dichtigkeit verhält sich auch in den zuletzt genannten Fällen zu der auf der ruhenden Kugel wie $\cos \delta : 1$.

Zur Veranschaulichung der Rechnungsergebnisse ist anbei die electrische Bewegung in einem rotirenden Hohlcyylinder dargestellt, dessen innerer

Radius gleich der Hälfte des äusseren ist, und dessen Umlaufszeit gleich dem Doppelten des specifischen Widerstandes des Materials ist. Der Pfeil *A* gibt die Richtung der äusseren inducirenden Kraft, der Pfeil *B* die Richtung

der Kraft im Hohlraum, die beiden anderen Pfeile geben die Stellung der Belegungen auf der äusseren und inneren Mantelfläche. Die Linien, welche die Masse des Hohlcyinders füllen, stellen die Stromlinien dar.

Es erübrigt noch zu untersuchen, in welchen praktisch realisirbaren Fällen die besprochenen Wirkungen bemerkbar werden können. Dieselben erreichen offenbar dann eine messbare Grösse, wenn der Drehungswinkel einen messbaren Werth erreicht, und dies ist dann der Fall, wenn bei massiven Körpern die Grösse α / T , oder bei sehr dünnen Schalen die Grösse kR / T einen endlichen Werth besitzt, wo jetzt *R* nur den mittleren Abstand der Schale von der Drehungsaxe bezeichnet. Da die Grösse *T* nicht wohl kleiner als $\frac{1}{100}$ Secunde werden kann, so muss α mindestens einige Hundertstel Secunde betragen. Daraus ist ersichtlich, dass in metallischen Leitern, für welche α in den Trilliontheilen

einer Secunde liegt, die Drehungserscheinung nicht bemerkbar werden kann. Andererseits erhellt, dass bei Isolatoren, wie Schellack und Paraffin, bei welchen α viele Tausend Secunden beträgt, schon bei mässigen Geschwindigkeiten eine bemerkbare Belegung überhaupt sich nicht bilden kann. Dagegen würden an gewissen anderen Körpern, die an der Grenze zwischen Halbleitern und schlechten Leitern stehen, sich die Erscheinungen vollständig darstellen lassen, so an den gewöhnlichen Glassorten, an Gemengen der Nichtleiter mit pulverförmigen Leitern, an Flüssigkeiten von der Leitungsfähigkeit des Petroleums, Terpentinöls oder Mischungen dieser Flüssigkeiten mit besser leitenden etc. Da der specifische Widerstand α in einfacher Weise mit dem Drehungswinkel zusammenhängt, so wäre die Beobachtung des letzteren ein Mittel zur Bestimmung des ersteren. Indessen tritt bei Körpern von dem erforderlichen Widerstand schon die Erscheinung des Rückstandes auf, und unsere Differentialgleichungen haben für dieselben nur angenäherte Gültigkeit. Die Wirkung der Rückstandsbildung wird in allen Fällen die sein, dass die Constante α kleiner erscheint, als sie aus der Beobachtung einer stationären Strömung gefunden wird, und zwar um so kleiner, je grösser die Geschwindigkeit der Bewegung ist. In gleichem Sinne wirkt auch die dielectrische Bewegung, da dieselbe einer partiellen Leitung ohne Widerstand äquivalent ist. Bei sehr dünnen Schalen fallen die erwähnten störenden Einflüsse fort.

Frühere Versuche, welche eine Erläuterung der abgeleiteten Wirkungen geben, sind mir nicht bekannt, ich habe deshalb selber den folgenden angestellt. Ueber einer relativ gut leitenden Platte von Spiegelglas (es war auf anderem Wege $\alpha = 4$ Secunden gefunden) liess ich an einem Drahte eine 10 cm lange Nadel Torsionsschwingungen ausführen, der durch Gewichte ein hinreichendes Trägheitsmoment gegeben worden war, und welche an ihren Enden zwei horizontale 3 cm lange, 2 cm breite Messingplättchen trug. Der Abstand a der letzteren von der Glasplatte wurde verschieden gewählt. Wurde die Nadel electricisch geladen, so wirkten die Messingplatten auf die gegenüberliegende

Glasfläche als Condensatoren, die gebundene Electricität war gezwungen, der Bewegung der Nadel zu folgen, und musste nach dem vorigen die Schwingung der Nadel dämpfen. Eine solche Dämpfung zeigte sich nun in der That. Wurde die Nadel mit einer Leidener Flasche in Verbindung gesetzt, deren Schlagweite $\frac{1}{2}$ mm betrug, während $a = 2$ mm war, so ging die vorher frei bewegliche Nadel ohne weitere Schwingung in ihre Ruhelage zurück, und noch wenn $a = 35$ mm gemacht wurde, war die Zunahme der Dämpfung im Moment der Ladung mit blossem Auge zu bemerken. Aber auch, als ich die Nadel nur durch 50 Daniell'sche Elemente lud, während $a = 2$ mm war, erhielt ich eine mit Spiegel und Scala leicht wahrnehmbare Zunahme der Dämpfung. Es war nicht möglich, den Versuch einer genauen Rechnung zu unterwerfen; mittelst einiger vereinfachenden Annahmen konnte ich mich indessen überzeugen, dass aus der Theorie ein Werth des logarithmischen Decrements folgte, der von der Ordnung des beobachteten war.

Wie gezeigt ist, besitzen wir in einem Leiter, der unter dem Einfluss äusserer Kräfte rotirt, einen Körper, auf dessen Oberfläche das Potential verschiedene Werthe besitzt und nach kleinen Störungen wieder annimmt. Verbinden wir daher zwei Punkte der Oberfläche leitend, so kreist durch die Verbindung ein Strom, verbinden wir die Punkte mit zwei Conductoren, so können dieselben beliebig oft auf ein verschiedenes Potential gebracht werden. Wenden wir als rotirende Körper Metallscheiben an, so sind bei erreichbaren Drehungsgeschwindigkeiten die Potentialdifferenzen unendlich klein, wählen wir hingegen sehr schlechte Leiter, so sind die Potentialdifferenzen schon bei mässigen Geschwindigkeiten von der Ordnung der inducirenden. Auf dieser Grundlage beruhen die Influenzmaschinen ohne metallische Belegung. Die theoretisch einfachste derartige Maschine ist ein unter dem Einfluss einer constanten Kraft rotirender Cylinder. Wie weit allerdings die hier angedeutete Erklärung eine vollständige ist, muss einstweilen dahingestellt sein.

Berlin, Physikalisches Institut.