

beim Blei-Target die Impulsrate für  $\varphi = 40^\circ, 30^\circ, 20^\circ, 10^\circ$  um 7,4%, 20,3%, 37%, 41% höher als bei  $\varphi = 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ$ . Die von der Betastrahlung beim Durchgang durch die Materie erzeugten Gammaquanten werden umso zahlreicher sein, je länger der Weg ist, den die Betastrahlen im Targetmaterial zurücklegen müssen. Bei gegebener Dicke der Auftreffplatte hängt die „Absorptionsstrecke“ vom Auftreffwinkel ab. Ist  $d$  die Plattendicke und  $a$  die für die Ab-

sorption zur Verfügung stehende Strecke, so gilt (siehe Abb. 3):

$$a = d / \sin \varphi$$

Da  $a$  mit abnehmendem Auftreffwinkel größer wird, nimmt auch die Wahrscheinlichkeit der Bildung von Gammaquanten zu. Die Asymmetrie in den Kurven für die Rückstreuung (Abb. 2) erklärt sich also durch die Bildung sekundärer Gammaquanten.

## Das magnetische Kraftgesetz unter Berücksichtigung der Geometrie der Pole

Von H. Melcher, E. Gerth und H.-J. Wilke in Potsdam

Die experimentelle Bestätigung des Coulombschen Gesetzes für magnetische Kräfte erfolgt oft nur in roher Näherung, da es nicht möglich ist, die Magnetpole hinreichend gut in bestimmten Punkten zu lokalisieren.

Es ist offenbar eine weit verbreitete Ansicht, daß die Kraft zwischen zwei magnetischen Körpern stets umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung zwischen den Magnetpolen<sup>1)</sup> sei; hierbei bleibt nicht nur die Tatsache unberücksichtigt, daß das Coulombsche Gesetz in der üblichen Form

$$K = \frac{1}{4\pi\mu} \cdot \frac{P_1 \cdot P_2}{r^2} \quad (1)$$

nur auf punktförmige Quellen angewendet werden darf; es wird oft die gegenseitige Influenzwirkung (bei Eisenmagneten) außer acht gelassen, d. h. im allgemeinen ändert sich auch die Polstärke  $P$  mit dem Abstand  $r$ .

In dieser Arbeit werden verschiedene Versuchsanordnungen angegeben zur Bestimmung der Kraft zwischen zwei Magneten in Abhängigkeit vom Abstand der Pole.

Es wird gezeigt, daß der Exponent des magnetischen Kraftgesetzes

$$K = C \cdot r^n, \quad (2)$$

der für den Idealfall zweier punktförmiger Feldquellen  $n = -2$  ist, aufgrund der Geometrie der Feldquellen im allgemeinen von

diesem Wert abweicht und eine Funktion vom Abstand  $r$  ist. Es werden die besonders günstigen Eigenschaften der keramischen Dauermagnete für Magnetkraftversuche hervorgehoben.

Schließlich wird darauf hingewiesen, daß mit Hilfe von Magneten auch Analogieveruche durchgeführt werden können zu anderen physikalischen Erscheinungen, wo für punktförmige Quellen das quadratische Abstandsgesetz gilt, z. B. für die Intensität des Lichtes oder der radioaktiven Strahlung.

### 1. Auswertung der Versuchsergebnisse von Ostwald<sup>2)</sup>

Mißt man an zwei größeren Magneten die Kraft in Abhängigkeit vom Abstand der gegenüberliegenden Pole, so wird man für geringe Abstände im allgemeinen  $|n| < 2$  finden, wie dies bereits aus den Messungen von Ostwald hervorgeht. Bei bestimmten Anordnungen der Pole kann man auch  $|n| > 2$  erhalten. Eine Reihe von Möglichkeiten sind in Tab. 1 zusammengestellt.

Um den Exponenten des Kraftgesetzes zu ermitteln, ist es zweckmäßig, die Meßwerte der Funktion  $K = f(r)$  in doppellogarithmisches Koordinatenpapier einzutragen.

<sup>1)</sup> In diesem Aufsatz wird unter einem Pol ein zusammenhängender Bereich des Magnetkörpers verstanden, in dem die Feldlinien die Oberfläche in gleichem Sinne durchsetzen.

<sup>2)</sup> F. OSTWALD: Kraftwirkungen zwischen 2 Magnetpolen bei sehr geringen Entfernungen, Praxis der Naturw. 9 (1960), Heft 10, S. 255.

Tabelle 1:

Nr.	Anordnung	K	$\lim_{q \rightarrow 0} n$	$\lim_{q \rightarrow \infty} n$
1		$\frac{c}{r^2}$	-2	-2 = const.
2		$c \left( \frac{1}{r^2} + \frac{1}{(r+1)^2} \right)$	-2	-2
3		$\frac{c}{r(r+1)}$	-2	-1
4		$\frac{c}{l_1 l_2} \ln \frac{\left(1 + \frac{l_1}{r}\right) \left(1 + \frac{l_2}{r}\right)}{1 + \frac{l_1}{r} + \frac{l_2}{r}}$	-2	0
5		$\frac{2c}{r^2} \frac{1}{\sqrt{\left[1 + \left(\frac{l}{2r}\right)^2\right]^3}}$	-2	+1
6		$\frac{2c}{r^2} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{l}{2r}\right)^2}}$	-2	-1
7		$\frac{2c}{r^2} \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{l}{r}\right)^2} - 1 \right]$	-2	-1
8		$c \left( \frac{1}{r^2} - \frac{1}{(r+1)^2} \right)$	-3	-2
9		$c \left( \frac{1}{r^2} - \frac{2}{(r+1)^2} + \frac{1}{(r+2)^2} \right)$	-3	-2
10		$\frac{2c}{r^2} \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{\left[1 + \left(\frac{l}{r}\right)^2\right]^3}} \right)$	-4	-2

Der Anstieg der Kurve ergibt dann unmittelbar den Exponenten  $n = f(r)$ .

Ostwald hatte versucht, durch Erweiterung der Gleichung

$$K = C r^{-2} \quad (3)$$

zu  $K = C (r + x)^{-2}$ , (4)

wobei  $x$  der Abstand des Pols hinter der Oberfläche ist, einen größeren Bereich der Kurve zu erfassen. Es zeigt sich aber, daß man für kleine Abstände mit der Gleichung (4) keineswegs mehr auskommen konnte und ein Kraftgesetz nach (2) mit  $n = -0,8$  annehmen mußte. (Der Exponent kann sich hierbei natürlich nur auf die Maßzahlen, nicht aber auf die Maßeinheiten beziehen.) Die formelmäßige Erfassung der Meßwerte von Ostwald ist sehr schwierig, da als Probekörper eine Stahlkugel verwendet wurde, die ihren Magnetismus erst

durch die abstandsabhängige Influenz von dem Topfmagneten erhält. Weiterhin wäre die Geometrie der Pole zu berücksichtigen.

In doppeltlogarithmischem Koordinatenpapier ergeben die Ostwaldschen Meßwerte folgende Kurve, an der man drei Bereiche unterscheiden kann (Abb. 1):

Für größere Entfernungen (Bereich CD) gilt etwa  $n = -2$  und  $C = 1000 \text{ pmm}^2$ , d. h. das quadratische Abstandsgesetz. Für den anderen linearen Teil (Bereich AB) entnimmt man der Kurve  $n = -0,75$  und  $C = 260 \text{ pmm}^2$ . Im mittleren Bereich BC ändern sich  $C$  und  $n$  stetig mit  $r$ . Zur Zusammenfassung aller Bereiche kann die stetige Änderung von  $n(r)$  dazu benutzt werden, die Änderung von  $C(r)$  zu beschreiben.

Die Funktion  $n = f(\log r)$  verläuft im Be-

reich BC angenähert linear und ist mit  $n_1 = -0,75$  und  $n_2 = -2$

$$n = \frac{n_1 - n_2}{\log 10 - \log 1} \log r + n_1 = -1,25 \lg r - 0,75, \quad (5)$$

insgesamt also:

$$n = \begin{cases} -2 & \text{für } r > 10 \text{ mm} \\ -(1,25 \lg r + 0,75) & \text{für } 1 \text{ mm} < r < 10 \text{ mm} \\ -0,75 & \text{für } 0 < r < 1 \text{ mm} \end{cases} \quad (6)$$

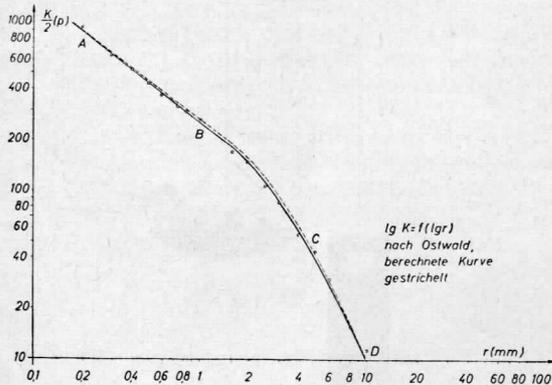


Abb. 1: Abhängigkeit der Kraft von der Entfernung in doppelt-logarithmischer Darstellung  
experimentelle Kurve : ausgezogen  
berechnete Kurve : gestrichelt

Die Änderung von C kann man erfassen, indem man von  $\log C$  (logarithmisches Koordinatenpapier) ein Glied subtrahiert, das von  $n + 2$  abhängt und für  $n = -2$  verschindet.

$$\log C = (1 - f(n + 2)) \log C_\infty \quad (7)$$

$C_\infty$  ist die für einen großen Abstand gültige Konstante  $C_\infty \approx C_{CD} = 1000 \text{ pmm}^2$ .

Hieraus ergibt sich

$$K = C_\infty^{1-f(n+2)} \cdot r^n \quad (8)$$

Setzt man  $f(n + 2)$  als Potenzfunktion mit  $a(n + 2)^b$  an, so erhält man den geringsten Fehler (in allen Fällen war  $\Delta C/C < 10\%$ ) für  $b = 2/3$ . Der Wert von a berechnet sich damit zu 1,68. Die gestrichelte Kurve in Abb. 1 wurde nach (6) und (8) berechnet.

Dieses Verfahren, die empirisch gefundenen Meßwerte mit einer Formel zu beschreiben, vermag aber wenig zu befriedigen, da man weder quantitativ noch qualitativ auf die Ursachen rückschließen kann, warum  $|n|$  mitunter von 2 abweicht.

## 2. Bemerkungen zu den Ergebnissen von H. Hoffmann

In der Arbeit von H. Hoffmann<sup>3)</sup> wird ebenfalls die Geometrie der Pole nicht berücksichtigt. Seine mitgeteilten Ergebnisse

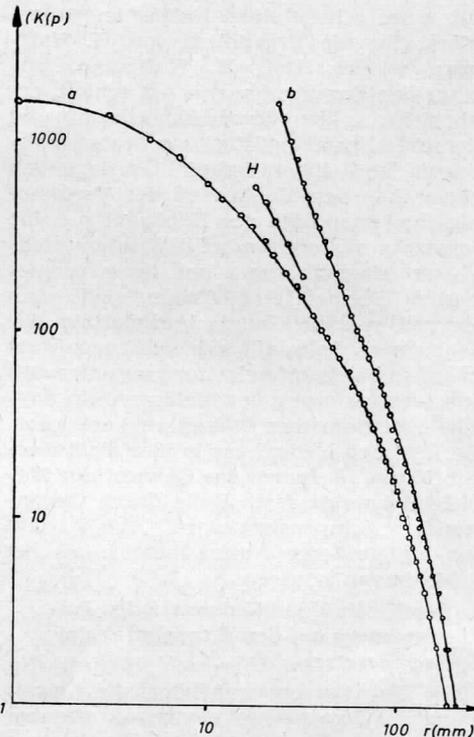


Abb. 2: Abhängigkeit der Abstoßkraft zwischen zwei keramischen Ringmagneten von der Entfernung

- a) Abstand zwischen den gegenüberliegenden Polflächen
  - b) Abstand von Mitte zu Mitte gemessen
- H Kurve nach H. HOFFMANN

<sup>3)</sup> H. HOFFMANN: Das COULOMBSche Gesetz für den Magnetismus, einmal anders PRAXIS 1961/4, S. 93 ff.

erbringen zufällig und etwas gekünstelt das quadratische Abstandsgesetz für die von ihm verwendeten Magnetkörper.

Der von ihm erfaßte Abstandsbereich ist zu klein, um auf die Allgemeingültigkeit des *Coulombschen* Gesetzes rückschließen zu können. Von den Verfassern wurden die Versuche wiederholt. Die Ergebnisse sind in Abb. 2 dargestellt. Bei Kurve a wurde als Abstand die Entfernung zwischen 2 gegenüberliegenden Polflächen gewählt. Bei Kurve b wurde die Entfernung zwischen den Mittelpunkten der Magnetkörper, die als Sitz der idealisierten Pole angenommen wurden, als Abstand aufgetragen. Die Kurve H mit 5 Meßpunkten innerhalb eines sehr kleinen Entfernungsbereiches gibt die Ergebnisse von H. Hoffmann wieder. Daß H. Hoffmann (zufällig) den Exponenten  $n = -2$  erhielt, ergab sich aus der Versuchsanordnung und ist nicht allgemeingültig, wie unsere Messungen und theoretischen Überlegungen zeigen. Aus den Meßkurven der Verfasser entnimmt man, daß der Exponent  $n$  keine Konstante ist, sondern bei den unterschiedlichsten Magnetkörpern und ihren geometrischen Formen eine Abhängigkeit vom Abstand  $r$  zeigt. Durch Verlagerung der idealisierten Pole läßt sich nur angenähert (in einem bestimmten Entfernungsbereich) eine Linearisierung der Meßkurve (in doppelt-logarithmischer Darstellung) erreichen. Hierbei kann  $n$  durchaus größer als 2 werden (Kurve b). Indem das Gewicht der Magnete über eine feste Rolle durch Gegengewichte kompensiert wird (Abb. 5), läßt sich ein größerer Abstandsbereich als bei H. Hoffmann erfassen.

### 3. Der Einfluß der Geometrie der Polanordnung auf den Exponenten des Kraftgesetzes

Wie eingangs erwähnt, hängt die Abweichung des Exponenten  $n$  von  $-2$  offenbar mit der Geometrie der Feldquellen zusammen. Wenn die beiden zur Wechselwirkung gebrachten Felder einzeln für sich nicht mehr kugelsymmetrisch sind, ist es nicht gleichgültig, in welcher Lage die Feldquellen einander genähert werden. Bei zwei punktförmigen Feldquellen ist diese Symmetriebedingung erfüllt, und der Exponent ist nach (3)

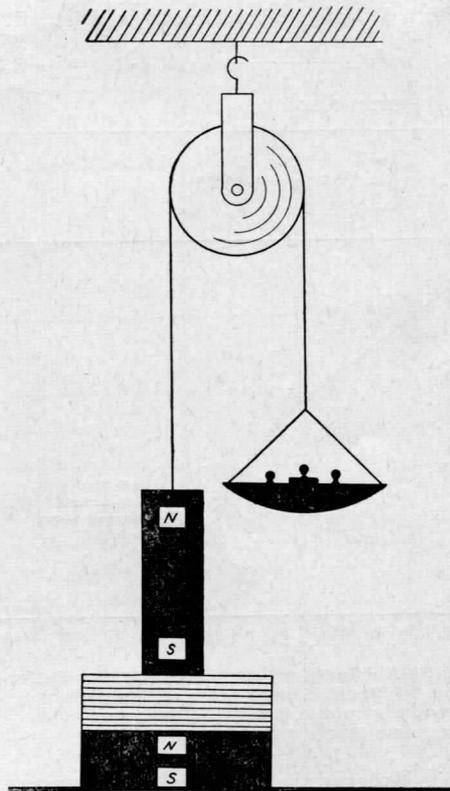


Abb. 5: Versuchsaufbau zur Messung der Anziehungskraft. Abstandsvariation durch Glasplattenwand

$$n = \frac{d \ln K}{d \ln r} = -2 = \text{const.} \quad (9)$$

Wird von zwei punktförmigen Magneten der eine Pol durch 2 punktförmige Quellen ersetzt, so ändert sich bereits der Exponent  $n$  stetig mit  $r$ .  $n$  nimmt aber für  $r \rightarrow 0$  und  $r \rightarrow \infty$  endliche Grenzwerte an. Mitunter treten auch Extremwerte auf. Die Berechnung solcher Polanordnungen sei an zwei Beispielen erläutert:

Stehen einer negativen Punktquelle zwei starr miteinander gekoppelte positive gegenüber (Anordnung Nr. 2 in Tabelle 1), so ist der Kraftansatz

$$K = C \left( \frac{1}{r^2} + \frac{1}{(r+1)^2} \right) \quad (10)$$

$$\text{und } n = \frac{d \ln K}{d \ln r} = -2 \cdot \frac{1 + (1 + \frac{l}{r})^{-3}}{1 + (1 + \frac{l}{r})^{-2}} = -2 \frac{1 + (1 + q)^{-3}}{1 + (1 + q)^{-2}} \quad (11)$$

mit dem für alle Beziehungen dieser Art charakteristischen Quotienten  $q = l/r$ .

Man erkennt, daß sowohl für kleine als auch für große  $q$ -Werte  $n$  gegen  $-2$  strebt. Dazwischen liegt ein Extremwert bei  $q = 0,68$  mit  $n = -1,77$ .

Der Extremwert tritt nicht mehr auf, wenn man die Strecke  $l$  homogen mit einer großen Zahl von Elementarfeldquellen besetzt. (Anordnung Nr. 3, Tabelle 1).

$$K = \frac{C}{l} \int_0^l \frac{dl}{(r+l)^2} = \frac{C}{r(r+l)}$$

Der Exponent ist in diesem Falle

$$n = -\frac{2+q}{1+q} \quad (13)$$

und kann die Grenzwerte

$$\lim_{q \rightarrow 0} n = -2 \quad \text{und} \quad \lim_{q \rightarrow \infty} n = -1 \quad (14)$$

annehmen (vgl. Tabelle 1).

In dieser Tabelle ist eine Auswahl verschiedener Anordnungen von Polen mit den dazugehörigen Funktionen der Kraft und den Grenzwerten des Exponenten zusammengestellt.

Für Demonstrationsversuche sind besonders gut die Anordnungen 9 und 10 geeignet, da hier der Dipolcharakter der Magnete berücksichtigt wird. Aber auch die Anordnungen 5 und 8 können experimentell leicht untersucht werden, nur muß man hier jeweils einen Pol der Magnete „isolieren“, d. h. der Magnet muß so lang sein, daß der zweite Pol praktisch keinen Einfluß auf die Anordnung mehr hat. Die Punktfeldquellen können nur angenähert mit sehr schlanken keramischen Magneten erhalten werden. Für die übrigen Anordnungen müssen die Magnete eine spezielle Form erhalten.

Um die Kraftwirkung der Magnete in unmittelbarer Nähe der Pole zu untersuchen, muß man davon ausgehen, daß die

Feldquellen nicht in einem Punkt vereinigt sind, sondern sich über eine Fläche verteilen. Über diesen Fall der geometrischen Anordnung der Pole, die in Analogie zu einem „Flächenstrahler“ zu setzen ist, wird im Abschnitt 5 berichtet.

#### 4. Vorteilhafte Verwendung von keramischen Magneten

Nimmt man längs eines stabförmigen Stahlmagneten die Feldstärke in Abhängigkeit von der Länge des Magneten auf, so erhält man die in Abb. 3a dargestellte Kurve.<sup>4)</sup>

Die Feldlinien treten also fast auf der ganzen Länge des Magneten seitlich aus, wobei man die Extremwerte der Feldstärke als die Polstellen annimmt.

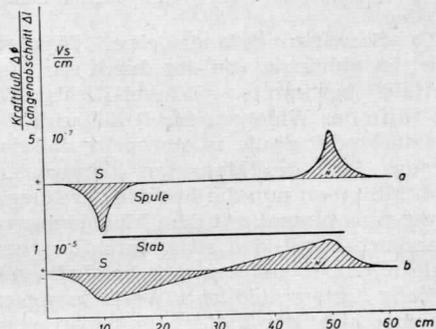


Abb. 3: a) Kraftflußdichte längs einer stromdurchflossenen Zylinderspule, b) Kraftflußdichte längs eines Stabmagneten

Keramische Magnete dagegen besitzen ähnliche magnetische Eigenschaften wie stromdurchflossene Zylinderspulen (Abb. 3b). Die keramischen Magnete erhalten ihr permanentes magnetisches Moment beim Sintern unter hoher magnetischer Feldstärke, die dabei gewissermaßen „eingefroren“ wird. In kaltem Zustand kann darum das magnetische Moment auch bei Anwendung relativ starker Magnetfelder nicht mehr verändert werden.

Ein einfacher Versuch zeigt (Abb. 4), daß durch ein Magnetfeld in einem Keramikmagneten kein zusätzliches Moment induziert wird, daß er sich also nicht wie ein ferromagnetischer Körper verhält:

<sup>4)</sup> R. W. POHL: Elektrizitätslehre, S. 92, Springer-Verlag (1955)

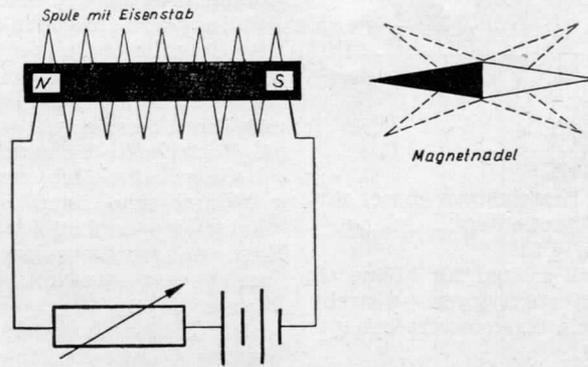


Abb. 4: Versuchsanordnung zum Nachweis, daß durch ein Magnetfeld in einem Keramikmagneten kein zusätzliches Moment influenziert wird: Der Eisenstab in der Spule wird gegen einen Keramikmagneten ausgetauscht

Die Schwingungsdauer einer Magnetnadel ist abhängig von der durch das Magnetfeld bestimmten Winkel-Richtgröße. Mit Hilfe des Widerstandes  $R$  läßt sich die Feldstärke der Spule so einregeln, daß damit das Feld des Magneten kompensiert wird. Mißt man nun die Periode der Nadel-schwingung einmal mit dem Magneten und einandermal mit der stromdurchflossenen Spule allein, so müßten sich bei Influenz-wirkung unterschiedliche Werte ergeben, was aber nicht der Fall ist. Polt man eines der beiden Felder um, so kann man aus der Schwingungsdauer (unter Berücksichtigung des Erdfeldes) die Verdopplung der magnetischen Feldstärke berechnen, was ebenfalls bei Influenz nicht möglich wäre.

Somit besitzen also die keramischen Magnete eine definierte konstante Polstärke und Geometrie der Pole, die auch durch Influenz in relativ starken Feldern nicht merklich verändert wird (im Gegensatz zu einer Stahlkugel über einem Topfmagneten). Die Konstanz der Polstärke, die in dem *Coulombschen* Gesetz (1) vorausgesetzt wird — ebenso wie in den Beziehungen von Tab. 1 (Konstante  $C$ ) —, ist bei Verwendung keramischer Magnete gewährleistet.

##### 5. Der Flächenpol — eine Analogie zum Flächenstrahler

Der Flächenpol ergibt sich hier als eine spezielle Anordnung der Magnetpole. Es ist

bekannt, daß das quadratische Intensitäts-Entfernungsgesetz für Strahlungen (Lichtstrahlung, radioaktive Strahlung) in unmittelbarer Nähe einer strahlenden Fläche nicht mehr gültig ist.

Beim Betrachten der Kurve in Abb. 1 nach *Ostwald* wird der Gedanke nahegelegt, auch hier eine flächenförmige Verteilung elementarer Feldquellen anzunehmen. Allerdings hat man es bei der *Ostwalds*chen Anordnung wegen der Influenzwirkung mit Magnetpolen veränderlicher Stärke und Geometrie zu tun.

Um definierte Verhältnisse zu schaffen, wurden von den Verfassern zur Untersuchung der Anordnung „strahlende Fläche — Aufpunkt“ zwei Keramikmagnete verwendet, und zwar als Flächenpol ein quaderförmiger Magnet mit einer quadratischen Polfläche von der Kantenlänge  $a = 50$  mm (ein zylinderförmiger Magnet von dieser Größe stand nicht zur Verfügung) und einer Länge von  $l = 16$  mm und als Probekörper ein zylinderförmiger Magnet mit einem Poldurchmesser von  $d = 16$  mm und einer Länge von  $l = 50$  mm.

Die Kraft wurde nicht durch eine Federwaage bestimmt, sondern nach Umlenkung über eine reibungsarme Rolle durch Wägung (Abb. 5). Hierdurch kann man das Gewicht des Magneten eliminieren und erreicht so eine höhere Empfindlichkeit.

Mißt man die Abstoßungskraft, so stellt sich der Abstand  $r$  in Abhängigkeit vom

Tabelle 2

r (mm)	0	2	2,7	4,8	5,9	7,0	8,0	9,1	10,2	11,3	12,3
K (p)	130	121	113	103	98	93	89	84	79	74	70
r (mm)	13,4	14,4	15,8	18,3	20,5	23,8	29	37	41	51	81
K (p)	66	62	57	50	43	37	27	17	14	9	3

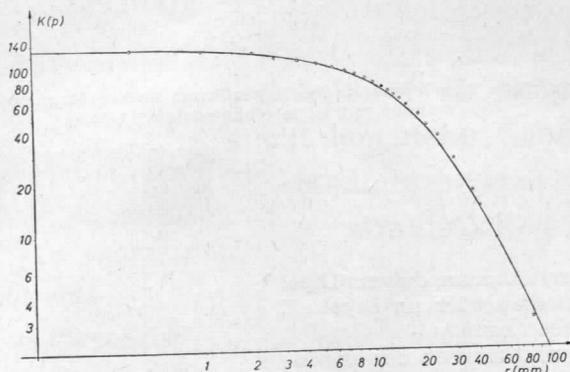


Abb. 6: Versuchsergebnis gemäß Aufbau in Abb. 5, ausgezogene Kurve: berechnet nach Gl. 18, experimentelle Werte: Kreise.

Gewicht selbst ein. Zur Bestimmung der Anziehungskraft ist es zweckmäßig, nach einer Abreißmethode<sup>1)</sup> (Ostwald) zu arbeiten. Die Verfasser verwendeten zur Abstandsvariation einen Glasplattensatz.

Die Meßwerte (Tab. 2) dieses Versuches sind in das Diagramm Abb. 6 eingetragen.

Zur formelmäßigen Erfassung der Meßwerte nimmt man auf der Polfläche eine homogene Verteilung von Elementarfeldquellen an, die auf eine auf der Symmetrieachse vor der Fläche befindliche Punktfeldquelle mit der Kraft

$$dK = \frac{r \, dC}{\sqrt{(r^2 + R^2)^3}} \text{ wirken.} \quad (15)$$

Setzt man fest, daß für  $r \rightarrow \infty$   $K = C \cdot r^{-2}$  gelten soll, so ergibt sich durch Integration über die Polfläche

$$K = \frac{C}{\pi R^2} \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{r R}{\sqrt{(r^2 + R^2)^3}} \, d\varphi \, dR$$

$$= \frac{2C}{R^2} \left( 1 - \frac{r}{\sqrt{r^2 + R^2}} \right). \quad (16)$$

Für  $r \rightarrow 0$  ist  $K_0 = 2CR_0^{-2}$  die Kraft an der Oberfläche des Pols. Es ist also unmittelbar an der Poloberfläche — in Übereinstimmung mit der Praxis — keine unendliche Feldstärke zu erwarten. In der Gleichung (16) ist der aus der Radiophysik bei Glockenzählrohren bekannte Geometriefaktor<sup>5)</sup>

$$G = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{r}{\sqrt{r^2 + R^2}} \right) \text{ enthalten.} \quad (17)$$

Ist der Probekörper ein Dipol mit der Länge  $l$ , so ergibt sich für die Kraft

$$K = \frac{2C}{R^2} \left( \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{R}{r+l}\right)^2}} - \right)$$

<sup>5)</sup> HERFORTH-KOCH: Radiophysikalisches und radiochemisches Grundpraktikum, Berlin 1959: es sei noch auf

G. W. GORSCHKOW: Gammastrahlung radioaktiver Körper, Leipzig, 1960, verwiesen, wo die Strahlungsintensität für die vielfältigsten Formen nichtpunktförmiger Gamma-Quellen berechnet wird.

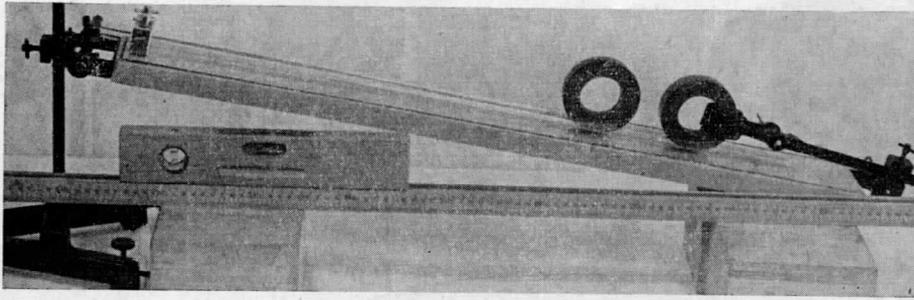


Abb. 7: Versuchsaufbau zur Messung der Abstoßkraft zweier Magnete als Funktion des Abstandes mit Hilfe einer schiefen Ebene.

$$\frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{R}{l}\right)^2}}$$

Aus der Tab. 1 ersieht man, daß ein Dipol im kugelsymmetrischen oder im Dipolfeld ein  $n$  bis zu  $-3$  haben kann.

Für  $r = 70$  mm mißt man an der empirischen Kurve in Abb. 6 einen Anstieg von  $n = -2,6$ . Berechnet man  $n$  nach (18), so erhält man für diese Stelle  $n = -2,70$ .

Die volle Größe von  $R$  kann man nur für einen hinreichend langen Flächenpolmagneten einsetzen. Da bei dem hier beschriebenen Experiment ein kurzer Magnet verwendet wurde, ergibt sich aufgrund des Dipolcharakters des Feldmagneten eine Verkleinerung des effektiven Wertes von  $R$  (eigentlich  $R = f(r)$ ).

Mit der Idealisierung des Probekörpers zu einem Punktdipol und  $R = 23$  mm errechnet sich nach Formel (18) die in Abb. 6 dargestellte Funktion  $\log K = f(\log r)$ .

Es wurden auch Versuche mit zylinderförmigen Keramikmagneten angestellt, wobei die Magnete senkrecht zu ihren parallelen Achsen einander genähert wurden (Abb. 7) entsprechend der Anordnung 10 in Tab. 1.

Hierbei ergab in allen Fällen die Darstellung der Funktion  $\log K = f(\log r)$  Geraden mit unterschiedlicher Steigung d. h. der Exponent ist in dem betrachteten Bereich praktisch konstant (Abb. 8). Es zeigte sich, daß der Exponent von der Form der Magnete abhängt, also von dem Verhältnis Durchmesser: Höhe, bzw. bei Hohlzylindern auch von den beiden Radien.

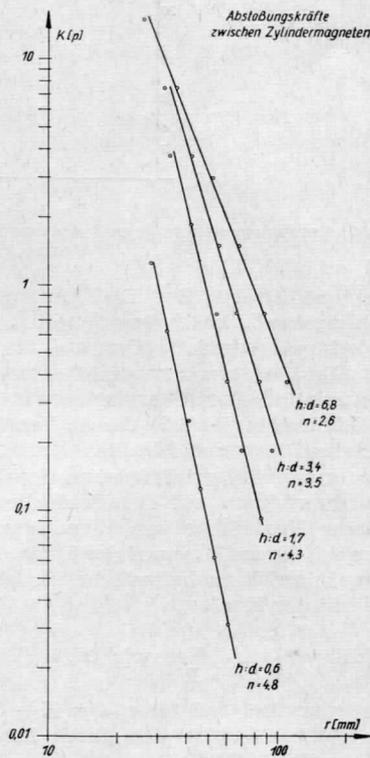


Abb. 8: Einige Meßkurven, die mit der in Abb. 7 dargestellten Versuchsanordnung erhalten wurden.

Nach den bisherigen Untersuchungen ist es entscheidend für die Konstanz des Exponenten  $n$ , ob es sich bei den Magneten um rotationssymmetrische Gebilde handelt, die

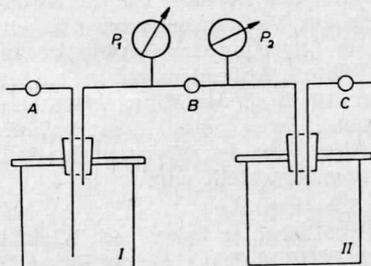
mit parallelen Achsen einander genähert werden.

Es konnten Formen gefunden werden, die einen Exponenten  $n = -5$  unabhängig von  $r$  ergaben. Dieser Exponent ist von besonderem Interesse für Modellversuche zur Wirkung von Molekularkräften speziell bei *Maxwell*-Molekülen, bei denen kein Trenneffekt bei Thermodiffusion auftritt, worüber in einer anderen Arbeit berichtet wird.

## PRAKTISCHE WINKE

### Herleitung des Dalton'schen Gesetzes

Der hier skizzierte Versuch eignet sich sowohl als Gedankenexperiment als auch zur praktischen Durchführung. Zwei gleich große Gefäße sind in der dargestellten Art miteinander verbunden. Man evakuiert die Anordnung bei geschlossenen Hähnen A und B bei C so weit als möglich, schließt alsdann C. Nun läßt man in I bei A z. B.  $O_2$  einströmen bis zu einem Druck  $p_1 = 200$  Torr. Ebenso füllt man II z. B. mit  $N_2$  bis  $p_2 = 300$  Torr. Öffnet man B, so stellt sich zunächst Druckausgleich  $(p_1 + p_2) / 2 = 250$  Torr ein. Verdrängt man nun das Gas aus I, indem man A an die Wasserleitung anschließt, so ergibt sich in II ein Druck  $2 \cdot (p_1 + p_2) / 2 = p_1 + p_2 = 500$  Torr, also die Summe der Partialdrucke.



Als Gefäße verwendet man Weck-Einmachgläser mit Gummiring, deren Deckel in der Mitte eine Bohrung zur Aufnahme der Stopfen trägt. Die Verwendung von Unterdrucken hat den Vorteil, daß die Deckel ohne besondere Hilfsmittel dicht schließen, da sie durch den äußeren Luftdruck angepreßt bleiben.

- Dieter Stumpp, Biberach/Riß -

### Schaltbrett für einige Versuche mit dem elektr. Schalter in Verbindung mit dem Kathodenstrahloszillographen

Auf einem Pertinaxbrettchen ca.  $20 \times 15 \times 0,3$  cm wird mit einem Klingeltrafo, der mit Schalter und Netzstecker versehen ist, eine erdfreie Wechselspannung von 3 Volt bereitgestellt. Telefonbuchsen im Abstand von 19 mm erlauben den Gebrauch von Widerständen und Kondensatoren auf Steckern. Ein Widerstand von 1 Kiloohm ist fest eingelötet. Die Schaltung wird mit weißen Papierstreifen markiert (Abb. 1).

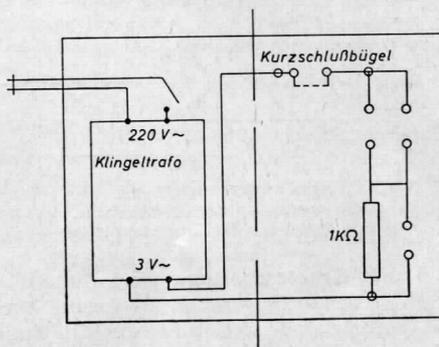


Abb. 1: Schaltbild

Mit Hilfe dieses Brettchens lassen sich die folgenden Schaltungen (Abb. 2 und 3) leicht durchführen. In den Schaltskizzen ist nur der Teil rechts von der gestrichelten Linie gezeichnet.  $S_1$  und  $S_2$  sind die Eingänge des elektr. Schalters. E ist die Erdbuchse.