

Experimente zur Messung des magnetisch induzierten Gravitationsfeldes

1. Einleitung

Die bisher geplanten Experimente dienen zur Messung des von einem Massenstrom erzeugten Magnetfeldes. Im vorliegenden Bericht werden Experimente beschrieben, in denen der umgekehrte Effekt gemessen wird, nämlich die Induktion eines Massenstroms durch ein Magnetfeld.

Die experimentelle Anordnung ist schematisch in Fig. 1 und im Schnitt in Fig. 2 dargestellt. Der rechte Arm eines geschlossenen Jochs aus hochpermeablem Material trägt eine Spule, durch die ein zeitabhängiger Strom $i(t)$ fließt. Auf der gegenüberliegenden Seite wird der senkrechte, zylindrische Jocharm von einem an 3 Drähten aufgehängten Hohlzylinder aus nichtleitendem Material umgeben. Über eine aufgedampfte Metallschicht kann der Zylinder geerdet werden. Die drei Trägerdrähte vereinigen sich zu einem einzigen dünnen Draht oder Faden, an dem der Zylinder aufgehängt ist. Zylinder und Drähte sind von einer Kupferabschirmung umgeben um elektrische Streufelder auszuschliessen. Ein Spiegelarrangement verbunden mit einem Messmikroskop oder mit einem Interferometer misst die leichten Abweichungen des Zylinders von der Ruhelage.

2. Theorie

Der zeitabhängige Strom $i(t)$, der durch die Spule fließt, kann immer in der Form

$$i(t) = i_0 f(t), \quad 0 \leq f(t) \leq 1 \quad (2.1)$$

ausgedrückt werden. Er induziert ein Magnetfeld $B(t)$

$$B(t) = N \frac{\mu}{\mu_0} i(t) \quad (2.2)$$

im Joch, wobei N die Anzahl Windungen pro Meter ist. Gleichung (2.2) kann, unter Zuhilfenahme von Gl. (2.1) auch so geschrieben werden:

$$B(t) = B_0 f(t) \quad (2.3)$$

$$B_0 = N \frac{\mu}{\mu_0} i_0 \quad (\text{konstant}).$$

Da das Jochmaterial hochpermeabel ist, gehen praktisch keine Feldlinien verloren, und der Fluss im Innern des gegenüberliegenden Jocharms ist der gleiche wie innerhalb der Spule.

Ein zeitlich variierendes Magnetfeld $\vec{B}$ induziert ein elektrisches Feld $\vec{E}$ und, nach Heims Theorie, auch ein Gravitationsfeld $\vec{T}$. Wenn das Mesofeld $\vec{A}$ vernachlässigt wird, was gegenüber $\vec{B}$ sicherlich gestattet ist, lässt sich Heims Gleichung (Gl. (46.3) im Bericht vom 2.2.1984) so schreiben:

$$\nabla \times (\vec{E} + \frac{3}{4} \sqrt{\frac{c}{\epsilon_0}} \vec{T}) = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.4)$$

Im Innern der Feldabschirmung verschwindet das elektrische Feld $\vec{E}$, so dass dort die Gleichung

$$\text{innerhalb der Abschirmung:} \quad \nabla \times \vec{T} = - \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{c}} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.5)$$

gilt. Der Faktor $\sqrt{\frac{\epsilon_0}{c}}$ ist von der Grössenordnung 10^{-10} , der gravitative Effekt ist also ausserordentlich klein. Ausserhalb der Abschirmung kann das gravitative Feld vernachlässigt werden und man erhält die übliche Maxwellsche Gleichung

$$\text{ausserhalb der Abschirmung:} \quad \nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.6)$$

Die Lösungen von Gl. (2.5) und (2.6) sind für den hier vorliegenden Fall eines räumlich konstanten Magnetfeldes bekannt. Die Feldlinien von $\vec{E}$ und $\vec{T}$ bilden Kreise um den Magnetkern und erfüllen die Relation ($2r_0$ =Innendurchmesser der Spule)

$$\begin{aligned} 2\pi r \vec{T} &= - \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{c}} \pi r_0^2 B_0 \frac{dI}{dt} \\ 2\pi r \vec{E} &= - \pi r_0^2 B_0 \frac{dI}{dt} \end{aligned} \quad (2.7)$$

d.h. das Linienintegral von $\vec{T}$ und $\vec{E}$ um eine Feldlinie mit Radius r ist gleich dem Fluss der rechten Seite von Gl. (2.5) und (2.6) durch die von der Feldlinie aufgespannte Fläche. $\vec{E}$ ist offensichtlich 10^{10} mal stärker als $\vec{T}$ und sollte daher abgeschirmt werden um Störeffekte zu vermeiden.

Wenn das Vorzeichen zunächst vernachlässigt wird, ist das induzierte Gravitationsfeld nach Gl. (2.7)

$$\Gamma(r, t) = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\alpha}} \frac{1}{r} r_0^2 B_0 \frac{df}{dt} . \quad (2.8)$$

Die tangential zur Drehachse wirkende Kraft, die Γ auf ein Massenelement dm des Zylinders ausübt, ist Γdm , mit

$$dm = 2\pi r \rho l dr \quad (2.9)$$

(ρ =Dichte, l =Länge des Zylinders). Das gesamte Drehmoment T_m , das auf den Zylinder einwirkt, ist daher

$$\begin{aligned} T_m(t) &= \int r \Gamma dm \\ &= \frac{4\pi}{3} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\alpha}} r_0^2 B_0 \frac{df}{dt} \rho l \int_{r_1}^{r_2} r dr \\ &= \frac{2\pi}{3} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\alpha}} r_0^2 B_0 \rho l (r_2^2 - r_1^2) \frac{df}{dt} , \end{aligned} \quad (2.10)$$

wobei r_1 der innere und r_2 der äussere Zylinderradius ist. Da die Masse M des Zylinders

$$M = \pi \rho l (r_2^2 - r_1^2) \quad (2.11)$$

beträgt, lässt sich Gl. (2.10) auch in der Form

$$T_m(t) = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\alpha}} r_0^2 B_0 M \frac{df}{dt} \quad (2.12)$$

schreiben.

Ausser dem antreibenden Drehmoment T_m wirkt noch ein bremsendes Drehmoment $-\kappa\theta$ auf den Zylinder ein, das vom Draht ausgeübt wird, an dem der Zylinder hängt. Hierbei ist κ die Torsionskonstante des Drahtes und $\theta(t)$ der Winkel, um den sich der Zylinder zur Zeit t gegenüber der Nulllage gedreht hat. Eine zweite bremsende Kraft, die zu $d\theta/dt$ proportional ist und bei der Beschreibung des ballistischen Galvanometers eine Rolle spielt, soll hier vernachlässigt werden, da $d\theta/dt$ verschwindend klein ist. Dagegen könnte die Drehung der Erde Auswirkungen auf das Experiment haben. Sollte das der Fall sein, müsste sie kompensiert werden (vergl. auch § 5).

Die Bewegungsgleichung des Zylinders lautet nun

$$I \frac{d^2\theta}{dt^2} = T_m - \kappa\theta \quad (2.13)$$

oder, mit Gl. (2.12),

$$\begin{aligned} \frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{\kappa}{I}\theta &= K \frac{df}{dt} \\ K &= \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\epsilon}{a}} \lambda_0^2 b_0 \frac{M}{I}, \end{aligned} \quad (2.14)$$

wobei I , das Trägheitsmoment des Zylinders, durch den Ausdruck

$$I = \frac{1}{2} M (\lambda_1^2 + \lambda_2^2) \quad (2.15)$$

gegeben ist.

Gleichung (2.14) kann nur gelöst werden, wenn $f(t)$ bekannt ist. Im weiteren sollen daher zwei mögliche Formen von $f(t)$ näher untersucht werden.

3. Das ballistische Experiment

Wenn zur Zeit $t=0$ eine konstante Spannung V an den Primärstromkreis gelegt wird, fliesst ein Strom, dessen Zeitverhalten von Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität des Stromkreises, sowie von der induktiven Rückwirkung der Abschirmung bestimmt wird. Für $t \rightarrow \infty$ geht $i(t)$ in einen Gleichstrom i_0 über. Abgesehen von hochfrequenten Oszillationen, denen der Zylinder sowieso nicht zu folgen vermag, hat der Strom daher keine negative Ableitung nach der Zeit, so dass $di/dt \geq 0$ ist.

Die tatsächliche Form des Stroms kann kompliziert sein. Um das Problem aber nicht unnötig zu erschweren soll angenommen werden, dass $f(t)$ die Form

$$f(t) = 1 - e^{-\lambda t} \quad (3.1)$$

hat. Diese Form gilt streng für einen Primärstromkreis, der nur Widerstand und Selbstinduktion enthält. Die Grösse von λ kann

vorläufig offen bleiben. Eingesetzt in Gl. (2.14) ergibt das

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{\kappa}{I}\theta = K\lambda e^{-\lambda t}. \quad (3.2)$$

Die homogene Lösung dieser Gleichung ist

$$\theta_h(t) = A \sin \sqrt{\frac{\kappa}{I}} t + B \cos \sqrt{\frac{\kappa}{I}} t, \quad (3.3)$$

mit den Integrationskonstanten A und B. Eine partikuläre Lösung ist

$$\theta_p(t) = \frac{K\lambda}{\lambda^2 + \frac{\kappa}{I}} e^{-\lambda t}. \quad (3.4)$$

Die Konstanten A und B bestimmen sich aus den Anfangsbedingungen

$$\theta(0) = \left(\frac{d\theta}{dt} \right)_{t=0} = 0 \quad (3.5)$$

zu

$$A = \frac{K\lambda}{\lambda^2 + \frac{\kappa}{I}} \sqrt{\frac{I}{\kappa}}, \quad B = -\frac{K\lambda}{\lambda^2 + \frac{\kappa}{I}}. \quad (3.6)$$

Damit wird die vollständige Lösung von Gl. (3.2)

$$\theta(t) = \frac{K}{\lambda(1 + \frac{\kappa}{I\lambda^2})} \left(\lambda \sqrt{\frac{I}{\kappa}} \sin \sqrt{\frac{\kappa}{I}} t - \cos \sqrt{\frac{\kappa}{I}} t + e^{-\lambda t} \right). \quad (3.7)$$

Für ein nicht zu kleines λ kann angenommen werden, dass $\lambda \sqrt{\frac{I}{\kappa}} \gg 1$ ist, so dass für $\theta(t)$ in guter Näherung

$$\begin{aligned} \theta(t) &\approx K \sqrt{\frac{I}{\kappa}} \sin \sqrt{\frac{\kappa}{I}} t \\ &= \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{d\kappa}} \lambda_0^2 b_0 \frac{M}{\sqrt{I}} \sin \sqrt{\frac{\kappa}{I}} t \end{aligned} \quad (3.8)$$

geschrieben werden kann. Gleichung (3.8) entspricht der üblichen Formel für den Ausschlag eines ballistischen Galvanometers. Danach beschreibt der Zylinder eine Schwingung mit der Periode $2\pi\sqrt{\frac{I}{\kappa}}$ und der Amplitude

$$\theta_{\max} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{d\kappa}} \lambda_0^2 b_0 \frac{M}{\sqrt{I}}. \quad (3.9)$$

Gleichung (3.9) ist ausschlaggebend für das Experiment und muss durch geeignete Wahl der Parameter so gross wie möglich gemacht werden. Dabei muss aber berücksichtigt werden, dass κ indirekt von M abhängt, so dass Gl. (3.9) noch nicht die endgültige Form darstellt. Die Torsionskonstante κ muss natürlich möglichst klein sein, aber der Faden oder Draht, an dem der Zylinder hängt, muss sein Gewicht mit einem bestimmten Sicherheitsfaktor tragen können. Wenn E der Zerreissmodulus des Drahtes und a sein Radius ist, so gilt

$$\text{Zerreissspannung} = E \pi a^2. \quad (3.10)$$

Das Gewicht des Zylinders, Mg ($g=9.81 \text{ m/s}^2$), muss also, bei einem Sicherheitsfaktor von 2,

$$Mg = \frac{\pi}{2} E a^2 \quad (3.11)$$

sein, oder

$$a^2 = \frac{2}{\pi} \frac{Mg}{E}. \quad (3.12)$$

Die Torsionskonstante eines Zylinders ist

$$\kappa = G \frac{a^4}{L}, \quad (3.13)$$

wobei G der Torsionsmodulus und L die Länge des Drahtes ist. Mit Gl. (3.12) ergibt sich dann für κ ,

$$\kappa = \frac{4}{\pi} \frac{G^2}{E^2} \frac{M^2}{L}. \quad (3.14)$$

Daraus folgt die endgültige Formel für $\theta_{\max}$,

$$\theta_{\max} = \frac{E}{2g r_2} \sqrt{\frac{2\pi \epsilon_0 L}{\alpha G M (1 + \frac{L^2}{r_2^2})}} \lambda_0^2 \beta_0. \quad (3.15)$$

Aus dieser Beziehung lässt sich erkennen, dass die Masse M des Zylinders sowie sein Aussenradius r_2 möglichst klein sein sollten. Ausserdem sollte der Zylinder dünnwandig sein, also $r_1 \sim r_2$. Der Draht soll dünn sein, aber nicht so dünn, dass er nicht herstellbar

ist, und auch die Wandstärke des Zylinders darf nicht unrealistisch dünn sein. Schliesslich sollte M gross genug sein um Störeffekte zu vermeiden.

Um $\theta_{\max}$ abzuschätzen nehmen wir einen Aufhängedraht von 0.05 mm Durchmesser, also $a=2.5 \times 10^{-5}$ m. Für Klaviersaitendraht ist

$$E = 1.025 \times 10^9 \text{ kg/m}^2.$$

Daraus ergibt sich für M nach Gl. (3.12)

$$M = 0.1026 \text{ kg.}$$

Für die Aussen- und Innenradien wählen wir

$$r_1 = 0.049 \text{ m}$$

$$r_2 = 0.050 \text{ m ,}$$

so dass der Zylinder eine Wandstärke von einem Millimeter hat. Mit einer Dichte $\rho=5000 \text{ kg/m}^3$ erhält man daraus für die Länge des Zylinders $L=6.6 \text{ cm}$, so dass der Zylinder in einer kleinen Anordnung Platz hat. Die übrigen Parameter in Gl. (3.15) sind

$$\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ s}^2 \text{ coul}^2 / \text{kg}^2 \text{ m}^3$$

$$\alpha = \frac{1}{4\pi\gamma} = 1.1925 \times 10^9 \text{ s}^2 \text{ kg/m}^3$$

$$G = 1.3 \times 10^{10} \text{ kg/ms}^2 \text{ (für Stahl, nicht ganz sicher)}$$

$$L = 2 \text{ m}$$

$$r_0^2 B_0 = 0.5 \text{ m}^2 \text{T.}$$

Mit diesen Zahlen ergibt sich für den Ausschlag

$$\theta_{\max} = 2.08 \times 10^{-6} \text{ rad.}$$

$$= 0.43 \text{ Bogensekunden .}$$

Benutzt man die einfache, in Fig. 1 dargestellte optische Messvorrichtung mit einem Hebelarm von 1 m, so entspricht $\theta_{\max}$ einer

seitlichen Verschiebung des Lichtstrahls von 4.16×10^{-3} mm. Bei 250-facher Vergrößerung des Mikroskops ergibt das eine Verschiebung von einem Millimeter im Bildfeld, was leicht festzustellen ist. Interferenzmethoden und mehrfache Faltung des Lichtstrahls können die Messempfindlichkeit noch um ein bis zwei Größenordnungen steigern.

Die Empfindlichkeit des Experiments kann durch eine geeignete Wahl des Aufhängefadens (z.B. Nylon) wahrscheinlich noch verbessert werden. Andererseits ist der Flusswert von $r_0^2 B_0 = 0.5$ möglicherweise etwas zu hoch. Die Permeabilität μ braucht nicht unbedingt auf dem geraden Teil der Hysteresiskurve zu liegen, denn eine beliebige t -Abhängigkeit von $i(t)$, die auch nichtlinear sein kann, würde die Lösung der Bewegungsgleichung zwar komplizieren, doch kann der Puls immer so eingerichtet werden, dass $di/dt=0$ ist, bevor sich der Zylinder in Bewegung gesetzt hat. In diesem Fall gilt Gl. (3.9) immer noch.

4. Das Resonanzexperiment

Wie aus Gl. (3.7) ersichtlich ist, besitzt das System eine Eigenfrequenz $\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\kappa}{I}}$. Diese Eigenschaft kann dazu benutzt werden um den Ausschlag $\theta_{\max}$ noch beträchtlich zu verstärken. Wenn $i(t)$ die gleiche Frequenz hat, entsteht eine Resonanz zwischen dem Magnetfeld und dem Zylinder, dessen Schwingungen sich laufend vergrößern.

Die Bewegungsgleichung ist wieder Gl. (2.14), aber diesmal mit

$$i(t) = \sin \sqrt{\frac{\kappa}{I}} t. \quad (4.1)$$

Für sehr lange Perioden kann der Strom mechanisch oszilliert werden. Die Bewegungsgleichung wird jetzt

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{\kappa}{I} \theta = K \sqrt{\frac{\kappa}{I}} \cos \sqrt{\frac{\kappa}{I}} t. \quad (4.2)$$

Die Lösung dieser Gleichung mit den Anfangsbedingungen von Gl. (3.5) lässt sich am einfachsten durch Laplace Transformation finden und ist

$$\theta(t) = \frac{1}{2} k t \sin \sqrt{\frac{\gamma}{I}} t. \quad (4.3)$$

Die maximale Amplitude $\theta_{\max}(t)$ wird immer bei $t=t_n$ erreicht und ist gegeben durch

$$\theta_{\max} = \frac{2}{3} \frac{1}{\gamma_n} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{d}} \frac{\gamma_0 \theta_0}{1 + \frac{\gamma_0}{\gamma_n}} t_n \quad (4.4)$$

$$t_n = \frac{1}{\gamma} (2n-1) \pi \sqrt{\frac{I}{\gamma}}, \quad n = 1, 2, \dots$$

Nimmt man das gleiche Zahlenbeispiel wie im vorangegangenen Experiment, so erhält man

$$\begin{aligned} \theta_{\max}(n) &= 5.86 \times 10^{-9} t_n \text{ rad.} \\ &= 1.21 \times 10^{-3} t_n \text{ Bogensekunden} \end{aligned}$$

und eine Verschiebung des Lichtstrahls bei 250-facher Vergrößerung von $2.93 \times 10^{-3} t_n$ mm im Bildfeld des Mikroskops. Die Torsionskonstante γ kann bei diesem Experiment mit einem viel grosszügigeren Sicherheitsfaktor gewählt werden. Wenn der Drahtdurchmesser z.B. $2a=0.1$ mm und die Länge $L=1$ m ist, ergibt sich γ nach Gl. (3.13) zu

$$\gamma = 8.125 \times 10^{-8} \text{ kgm}^2/\text{s}^2.$$

Der Zylinder wird etwas verlängert, so dass seine Masse $M=0.15$ kg beträgt. Dann ist das Trägheitsmoment

$$I = 3.676 \times 10^{-4} \text{ kgm}^2.$$

Nach $n=17$ Schwingungen ist $t_n=3698$ s, also rund eine Stunde. Nach dieser Beobachtungszeit wäre eine Verschiebung im Mikroskop von 10.8 mm zu beobachten.

5. Schlussfolgerungen

Die hier vorgeschlagenen Experimente unterscheiden sich grundsätzlich vom geplanten Experiment mit rotierendem Zylinder, indem bei den in diesem Bericht besprochenen Versuchen das Gravitationsfeld gemessen wird und nicht das induzierte Magnetfeld.

Sie entsprechen daher eher den Vorstellungen von Herrn Heim, dessen Alternativexperiment (MBB 100/85 von Herrn v. Ludwiger) im Grunde ebenfalls auf Gl. (2.4) basiert. Vom praktischen Standpunkt aus gesehen haben sie den Vorteil, keine beweglichen Teile zu haben, so dass der relativ komplizierte Antriebsmechanismus entfällt.

Beide unter (3) und (4) beschriebenen Experimente würden sich für eine Messung der Beziehung zwischen Magnetfeld und Gravitationsfeld eignen. Das Resonanzexperiment weist gegenüber dem ballistischen Experiment gewisse Vorteile auf: Es enthält den Verstärkungsfaktor t_n und ist unabhängiger von der Wahl von α , ρ und l .

Die Störung durch ein elektrisches Streufeld dürfte sich bei beiden Experimenten in Grenzen halten. Nach Gl. (2.7) und unter Vernachlässigung des Vorzeichens ist

$$E(r, t) = \frac{1}{2\epsilon_0} \frac{d^2 b}{dt^2} \quad (5.1)$$

Wenn sich ein Elektron an die Aussenwand des Zylinders ($r=r_2$) anlagert, erzeugt das unabgeschirmte elektrische Feld ein Drehmoment

$$\begin{aligned} T_e &= -e r_2 E(r_2, t) \\ &= -\frac{1}{2} e \epsilon_0 \frac{d^2 b}{dt^2} \end{aligned} \quad (5.2)$$

Mit $e=1.6020 \times 10^{-19}$ coul. ist das Verhältnis von T_e zu T_m (Gl. (2.12), Absolutbetrag)

$$\begin{aligned} \frac{T_e}{T_m} &= \frac{3e}{4N} \sqrt{\frac{d}{\epsilon_0}} = \frac{1.4 \times 10^{-9}}{N} \\ &\approx 10^{-8} \end{aligned} \quad (5.3)$$

bei einer Masse von $M=0.1$ kg. Bei abgeschirmtem Feld wird dieser Faktor sicher noch um einige Grössenordnungen reduziert. Es müssten sich also sehr viele Elektronen auf dem Zylinder ansammeln bevor das Experiment ernsthaft behindert würde. Um ganz sicher zu gehen, wäre es vorteilhaft, den Zylinder mit einer dünnen Metallschicht

zu überziehen und zu erden. Wahrscheinlich wäre es auch günstig, die Abschirmung zu evakuieren.

Das elektrische Drehmoment T_e , Gl. (5.2), wirkt entgegengesetzt zu T_m . Wenn daher überhaupt eine Drehung in Richtung T_m erfolgt, muss sie vom Gravitationsfeld herrühren.

Ein weiterer Störeffekt ist der Einfluss der Erdrotation auf den Zylinder. Wenn φ der Breitengrad am Ort des Experiments ist ($\varphi = 48.2^\circ$ für München), so beträgt der Drehwinkel dort $\omega t \sin \varphi$ (ω = Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation = 7.29211×10^{-5} /s). Diese Drehung wird vom Draht mit der Torsionskonstanten κ auf den Zylinder übertragen. Zur gravitativen Bewegung des Zylinders käme daher noch eine weitere Bewegung hinzu, die durch die Gleichung

$$I \frac{d^2 \theta}{dt^2} + \kappa \theta = \kappa \omega t \sin \varphi \quad (5.4)$$

beschrieben wird. Die Lösung dieser Gleichung mit den üblichen Anfangsbedingungen ist

$$\theta(t) = \omega \left(t - \sqrt{\frac{I}{\kappa}} \sin \sqrt{\frac{\kappa}{I}} t \right) \sin \varphi. \quad (5.5)$$

Aufgrund dieser Formel würde sich θ ständig mit t im Uhrzeigersinn vergrößern und gleichzeitig würde der Zylinder in Schwingungen geraten. Es sollte möglich sein, diesen Effekt dadurch zu unterdrücken, dass der Zylinder an einem Mechanismus aufgehängt wird, der sich mit der Winkelgeschwindigkeit $\omega \sin \varphi$ in der entgegengesetzten Richtung dreht.

Es gibt noch andere Möglichkeiten um das Prinzip der Resonanz auszunutzen. Abbildung 3 zeigt eine von ihnen. Der Ring R ist an einem Ende befestigt. Durch das Feld $\Gamma(t)$, das mit der Eigenfrequenz des Rings oszilliert, wird er in Schwingung versetzt. Dadurch ändert der Kondensor am offenen Ende des Rings seine Kapazität und erzeugt einen entsprechenden Wechselstrom in einem Stromkreis, dessen Eigenfrequenz evtl. ebenfalls der Frequenz des Rings entsprechen könnte. Es lassen sich bestimmt noch andere und vielleicht bessere experimentelle Anordnungen finden, die auf dem Resonanzprinzip beruhen.

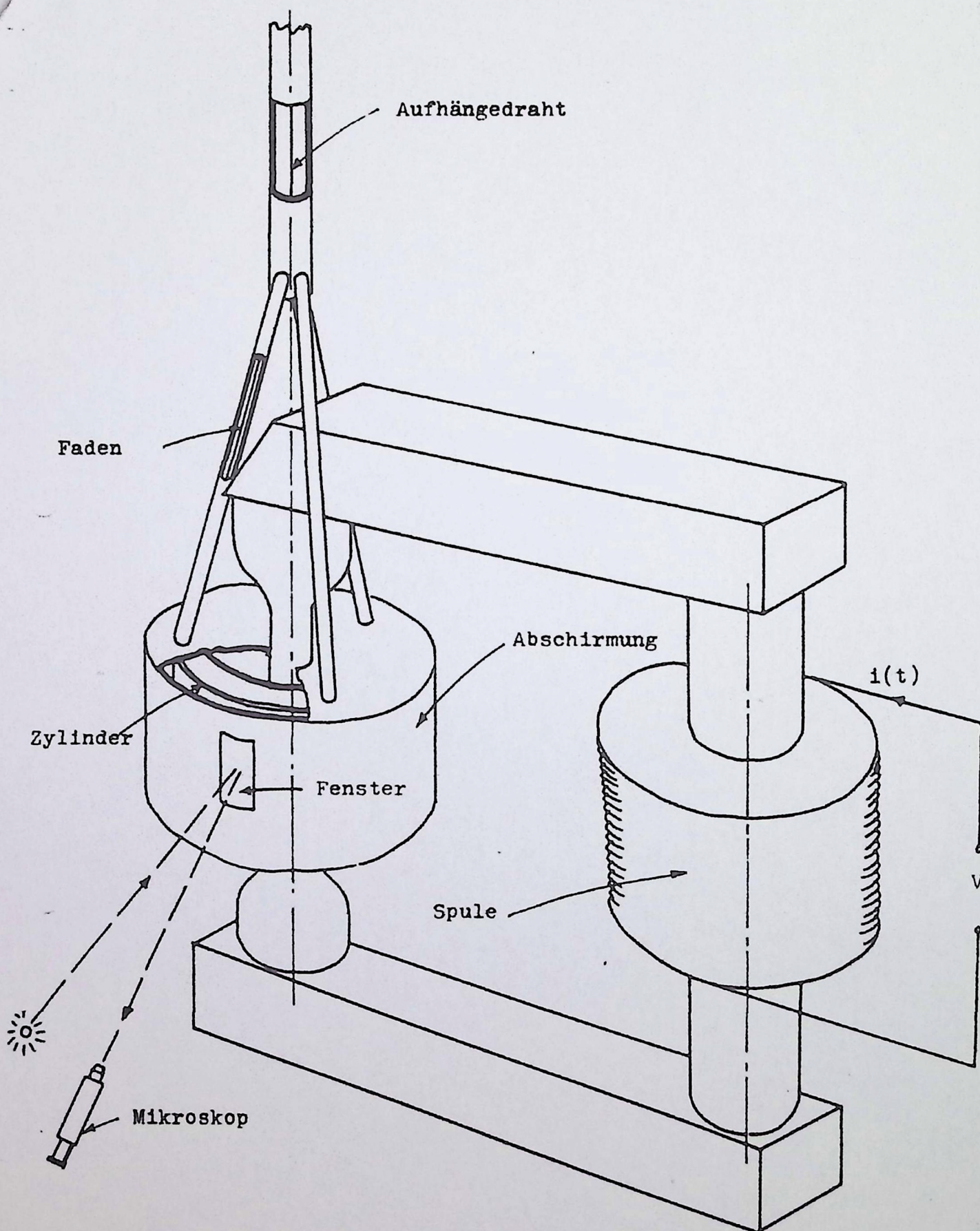


Fig. 1

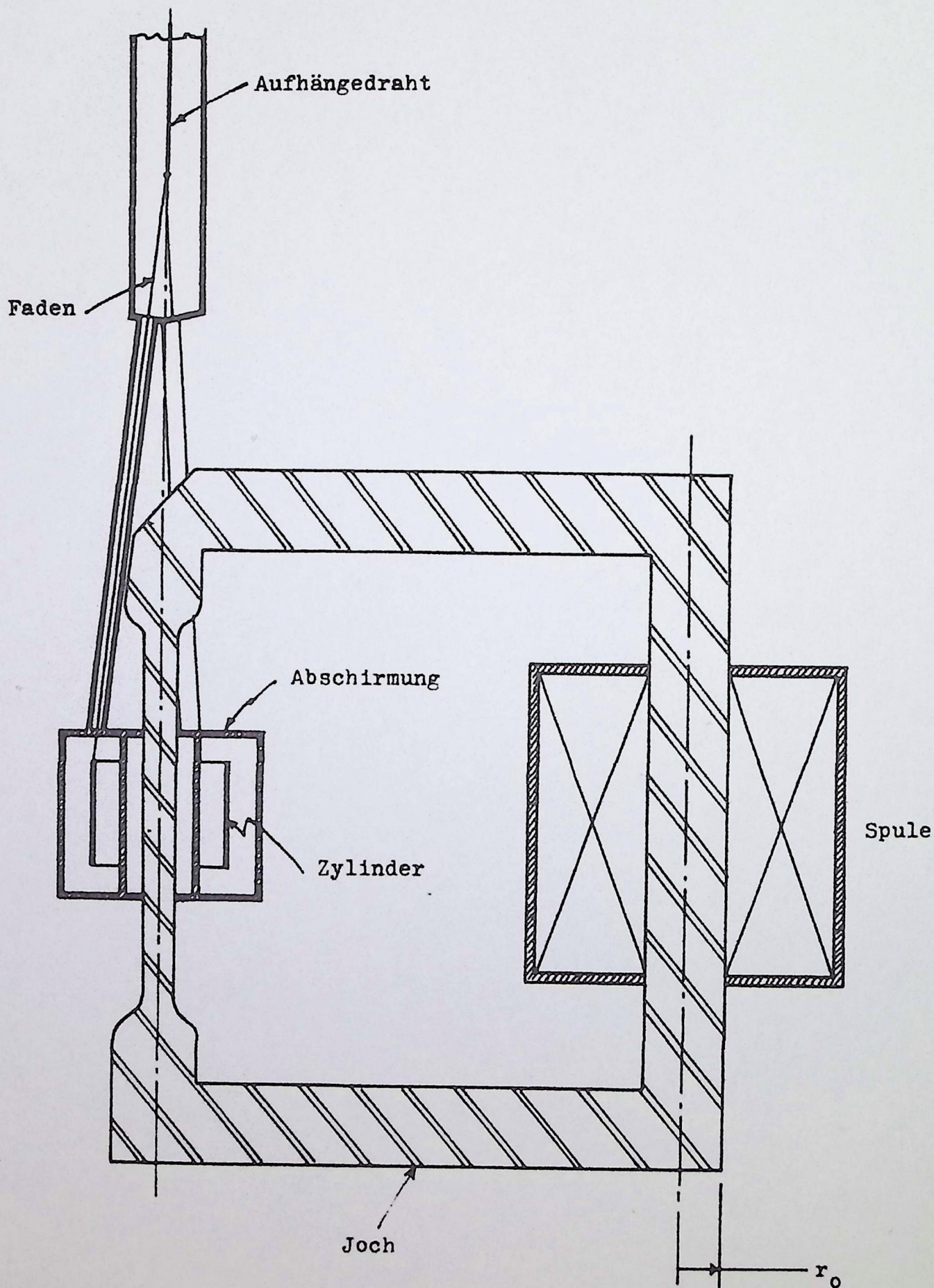


Fig. 2

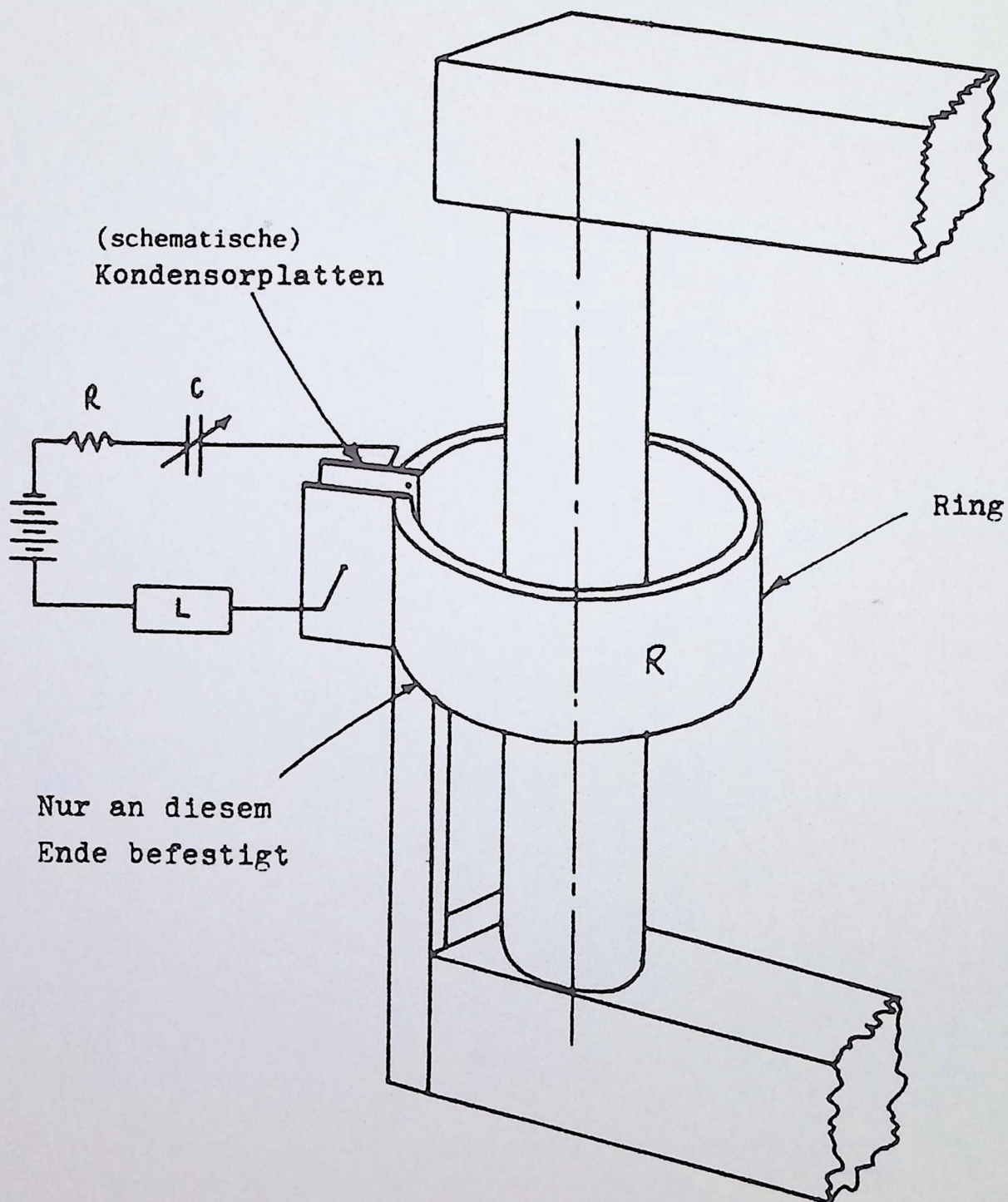


Fig. 3