4. *Über die unipolare Induktion; von Arthur Szarvassi.*

Mit diesem Namen wird bekanntlich die folgende Erscheinung bezeichnet: Wenn ein zylindrischer Magnet um seine Achse rotiert, fließt in einem äußeren ruhenden Leitungsdraht, der an einem Ende mit der Achse verbunden ist, während das andere an der Mantelfläche des Magnets schleift, ein elektrischer Strom. Die Rotation eines Magnets ruft also ein elektrisches Feld in dessen Umgebung hervor.

Über die Ursachen dieser Erscheinung scheint noch heute Unklarheit oder mißverständliche Auffassung zu herrschen. Dies zeigt z. B. die unglückliche Fragestellung nach dem „Sitz der elektromotorischen Kraft“ bei der Unipolarinduktion. Die elektromotorische Kraft ist das Integral der elektrischen Kraft erstreckt über eine geschlossene Kurve, z. B. eine Drahtleitung, und es hat keinen Sinn zu fragen, an welcher Stelle dieser Kurve das Integral einen von Null verschiedenen Wert habe. Man kann bloß nach dem Sitz der elektrischen Wirbel fragen, welche die elektromotorische Kraft der Induktion hervorbringen, und die Antwort auf diese Frage kann unzweideutig und klar nur vom Boden einer Theorie der Elektrodynamik bewegter Medien aus geschehen. In dieser Weise findet sich das Problem bei Hrn. Lorentz (Enzyklopädie der math. Wissenschaften V 13, § 18) und Hrn. Abraham (Theorie der Elektrizität I, § 87) behandelt, und zwar vom Standpunkte der Hertzschen Theorie.¹⁾ Aber auch hier ist die wahre Sachlage nicht erkannt, und die Frage nach dem Sitz der elektrischen Wirbel nicht richtig beantwortet worden. Aus diesen Darlegungen würde nämlich folgen, daß die elektrischen

---

1) Die Lorentzsche Theorie ergibt wohl in diesem Falle dasselbe Resultat wie die Hertzsche, da die Differentialgleichung, welche die Faradaysche Induktion darstellt, beiden Theorien gemeinsam ist. Über die Jaumannsche Theorie siehe später.

Wirbel im Innern des rotierenden Magnets liegen, was den Tatsachen nicht entspricht.

Im folgenden werde ich zeigen, daß *die elektrischen Wirbel, welche die Erscheinung der unipolaren Induktion verursachen, weder im Innern des rotierenden Magnets, noch außen im umgebenden Raum ihren Sitz haben, sondern daß sie in einer unendlich dünnen Schicht an der Oberfläche des Magnets lokalisiert sind.*

Wir wollen der Darstellung des Hrn. Abraham folgen: Es sei M ein Meridianschnitt des rotierenden Magnets (vgl. Fig. 1), AA' die Achse; auf der geschlossenen Kurve $BaCDB$ wird die elektromotorische Kraft in gewohnter Weise mit Hilfe des Stokesschen Satzes berechnet

Fig. 1.

$$\int du \cdot \mathfrak{E} = \int df \cdot \text{rot } \mathfrak{E}.$$

Das erste Integral bezieht sich auf die genannte Kurve, das zweite auf das von ihr eingeschlossene Stück der Meridianebene.¹⁾ Nun lautet die zweite Hauptgleichung der Hertzschen Theorie, welche das Faradaysche Induktionsgesetz darstellt,

$$-c \text{ rot } \mathfrak{E} = \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} + \text{rot}(\mathfrak{B} \times v) + v \text{ div } \mathfrak{B},$$

oder, da $\text{div } \mathfrak{B}$ für den Ruhefall Null ist, und durch die Bewegung wahrer Magnetismus nicht geschaffen wird,

$$-c \text{ rot } \mathfrak{E} = \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} + \text{rot}(\mathfrak{B} \times v).$$

Betrachtet man, wie in unserem Falle, einen stationären Zustand, so ist

$$\frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} = 0$$

und die Hertzsche Gleichung reduziert sich auf:

$$(1) \quad -c \text{ rot } \mathfrak{E} = \text{rot}(\mathfrak{B} \times v).$$

1) Die Bezeichnungen sind jene der mathematischen Enzyklopädie; nur wird das vektorische Produkt nach Gibbs durch das Zeichen $\times$ angedeutet.

Die elektromotorische Kraft in der Kurve $BaCDB$ ist daher

$$(2) \quad \left\{ \begin{aligned} \int d\mathbf{u} \cdot \mathfrak{E} &= \int d\mathbf{f} \cdot \text{rot} \mathfrak{E} = -\frac{1}{c} \int d\mathbf{f} \cdot \text{rot} (\mathfrak{B} \times \mathbf{v}) \\ &= -\frac{1}{c} \int d\mathbf{u} \cdot (\mathfrak{B} \times \mathbf{v}). \end{aligned} \right.$$

Nun ist im Außenraume $\mathbf{v} = 0$, ebenso auf der Rotationsachse, so daß zu dem letzten Integral nur das Stück DB einen Beitrag liefert. Liegt diese Strecke senkrecht zur Achsenrichtung, so erhält man demnach für die elektromotorische Kraft den Wert

$$(3) \quad \frac{w}{c} \int_0^a B_z \varrho \, d\varrho,$$

da die Geschwindigkeit $\mathbf{v}$ senkrecht zur Meridianebene gerichtet ist und den Wert

$$v = w \varrho$$

besitzt, unter w die Winkelgeschwindigkeit und unter ϱ die Distanz eines Punktes von der Achse verstanden. B_z bedeutet die Komponente der magnetischen Induktion in axialer Richtung und a die Strecke DB . Aus dieser Herleitung sieht man deutlich, daß zum Werte der elektromotorischen Kraft nur die Raumteile im Innern des Magnets beitragen, in denen $\text{rot}(\mathfrak{B} \times \mathbf{v})$ von Null verschieden ist, d. h. die Wirbel der elektrischen Kraft liegen im Innern des Magnets.

Diese Überlegung ist aber fehlerhaft, und zwar aus dem folgenden Grunde: Wie aus (1) hervorgeht, machen an einer Gleitfläche, d. h. einer Grenzfläche zweier Medien, an denen die tangential Geschwindigkeit sich unstetig ändert, auch die Tangentialkomponenten der elektrischen Feldstärke einen Sprung. Ist im besonderen keine Komponente der Geschwindigkeit normal zur Gleitfläche vorhanden, wie in unserem Falle, und geht die Normalkomponente B_n der magnetischen Induktion stetig über, wie es notwendig ist, falls $\text{div} \mathfrak{B} = 0$ ist, so ist der Sprung der tangentialen elektrischen Kraft an der Gleitfläche durch die folgende Gleichung bestimmt¹⁾:

$$(4) \quad -c(E_{t1} - E_{t2}) = B_n(v_{s1} - v_{s2}).$$

1) Vgl. H. Hertz, Ausbreitung der elektrischen Kraft p. 271 ff.; M. Abraham, l. c. § 86.

Hier bedeutet E_t die tangentielle Komponente der elektrischen Kraft nach irgend einer Richtung t , v_s die tangentielle Komponente der Geschwindigkeit in einer Richtung $s \perp t$; die beiden in der Gleitfläche aneinander grenzenden Medien sind durch die Indizes 1, 2 unterschieden, und die Richtungen n , s , t bilden in dieser Aufeinanderfolge ein Rechtssystem. Beziehen wir den Index 1 auf das Innere des Magnets, so ist in unserem Falle $v_{s2} = 0$; ferner ist v_{s1} normal auf die Meridianebene gerichtet, und es macht daher die in der Meridianebene gelegene Tangentialkomponente des elektrischen Vektors einen Sprung an der Grenzfläche. Folglich wird $\text{rot } \mathcal{E}$ an der Grenzfläche unendlich groß, d. h. es bildet sich daselbst eine unendlich dünne Wirbelschicht von endlicher Stärke aus; im speziellen wird die senkrecht zur Meridianebene gerichtete Komponente von $\text{rot } \mathcal{E}$ unendlich groß. Gerade um diese Komponente handelt es sich bei der Berechnung des Flächenintegrals $\int df \cdot \text{rot } \mathcal{E}$ in (2); das Integral hört an der Linie b auf zu existieren, und es ist nicht erlaubt, über diese Linie einfach wegzuintegrieren. In diesem Falle ist die Anwendung des Stokesschen Satzes zur Berechnung der elektromotorischen Kraft unzulässig.

Wir können dies auch so ausdrücken: Gesetzt, wir wollen das Randintegral eines Vektors um die geschlossene Kurve c (Fig. 2) bilden. Teilen wir die eingeschlossene Fläche durch eine Trennungslinie d in zwei Teile 1 und 2, bilden wir — stets mit demselben Umlaufssinn — die Kurvenintegrale um die Berandungen der beiden Teile und summieren wir sie. Die Summe wird gleich sein dem Kurvenintegral um die Kurve c , wenn sich die beiden in entgegengesetztem

Fig. 2.

Sinne genommenen Integrale längs d gegenseitig aufheben. Dies tun sie aber nicht, wenn — wie in unserem Falle — für den zu integrierenden Vektor $\mathcal{E}$ die Linie d eine Unstetigkeitslinie ist; das Integral auf einer unendlich nahe an d im Gebiete 1 gelegenen Linie ist wesentlich verschieden von jenem auf einer Linie, die unendlich nahe an d im Gebiete 2 liegt. Gerade die Teilbarkeit des ganzen Kurvenintegrals in zwei

Teile der betrachteten Art ist aber für die Anwendbarkeit des Stokesschen Satzes wesentlich.

Die Sache wird vollkommen aufgeheilt durch den folgenden Satz: *Die Rotation eines starren Rotationskörpers um seine Achse in einem beliebigen elektromagnetischen Felde, das symmetrisch um die Achse verteilt ist, erzeugt nach der Hertzschen Theorie weder im Innern des Körpers noch im umgebenden Raume elektrische oder magnetische Wirbel.* Alle etwa vorhandenen Wirbel müssen also an der Oberfläche des Körpers als Flächenbelegung lokalisiert sein. Den Beweis kann man folgendermaßen führen:

Wir wählen ein orthogonales Koordinatensystem p, q, r , dadurch definiert, daß das Quadrat des Linienelements irgend einer Kurve

$$ds^2 = \frac{dp^2}{P^2} + \frac{dq^2}{Q^2} + \frac{dr^2}{R^2}$$

sein soll.¹⁾ Hierin sind P, Q, R gewisse Funktionen von p, q, r . Eine der Koordinaten, z. B. r , spezialisieren wir: es möge r den Winkel bedeuten, den irgend eine durch die Achse gehende Meridianebene mit einer festen Meridianebene einschließt, also die geographische Länge eines Punktes. Da nun das Linienelement eines Parallelkreises

$$ds = \frac{dr}{R}$$

ist, so bedeutet

$$\varrho = \frac{1}{R}$$

die Distanz eines Punktes von der Achse. Die Koordinaten eines Vektors a nach den Richtungen der wachsenden p, q, r mögen entsprechend mit a_p, a_q, a_r bezeichnet werden. Die Forderung der Symmetrie um die Achse erfüllen wir dadurch, daß wir festlegen, keine der vorkommenden Größen sei von r abhängig. Dann haben die Komponenten von $\text{rot}(\mathfrak{B} \times \mathfrak{v})$ die folgenden Werte²⁾:

1) Vgl. z. B. B. Riemann-Weber, Partielle Differentialgl. 1. § 37.

2) Vgl. z. B. B. Riemann-Weber, l. c. § 90, oder M. Abraham, Wied. Ann. 66. p. 438 f. 1898.

$$\begin{aligned} & \frac{Q}{q} \frac{\partial}{\partial q} [\rho (B_p v_q - B_q v_p)], \\ & - \frac{P}{q} \frac{\partial}{\partial p} [\rho (B_p v_q - B_q v_p)], \\ & PQ \left\{ \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{1}{Q} (B_r v_p - B_p v_r) \right] - \frac{\partial}{\partial q} \left[\frac{1}{P} (B_q v_r - B_r v_q) \right] \right\}. \end{aligned}$$

Da nun die Bewegung in einer Rotation um die Symmetrieachse bestehen soll, so ist

$$v_p = v_q = 0, \quad v_r = w \varrho$$

(w = Winkelgeschwindigkeit); und daher reduzieren sich die Komponenten von $\text{rot}(\mathfrak{B} \times \mathfrak{v})$ auf die Werte:

$$0, \quad 0, \quad -PQw \left[\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{q}{Q} B_p \right) + \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{q}{P} B_q \right) \right].$$

Hingegen ergibt sich für die Komponenten des Vektors $\mathfrak{v} \text{ div } \mathfrak{B}$:

$$0, \quad 0, \quad PQw \left[\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{q}{Q} B_p \right) + \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{q}{P} B_q \right) \right].$$

Also sind die Komponenten von $\text{rot}(\mathfrak{B} \times \mathfrak{v})$ jenen von $\mathfrak{v} \text{ div } \mathfrak{B}$ entgegengesetzt gleich; d. h. für unseren Fall wird

$$\text{rot}(\mathfrak{B} \times \mathfrak{v}) + \mathfrak{v} \text{ div } \mathfrak{B} = 0.$$

Ebenso kann man natürlich zeigen, daß

$$\text{rot}(\mathfrak{D} \times \mathfrak{v}) + \mathfrak{v} \text{ div } \mathfrak{D} = 0,$$

wo $\mathfrak{D}$ die elektrische Verschiebung bedeutet. Demnach reduzieren sich die Hertzschen Gleichungen für das Innere des rotierenden Körpers in diesem Fall auf die folgenden:

$$\begin{aligned} c \text{ rot } \mathfrak{E} &= \frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial t} + \mathfrak{i}, \\ -c \text{ rot } \mathfrak{E} &= \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t}, \end{aligned}$$

d. h. auf die Maxwell'schen Gleichungen für ruhende Medien.

Man kann diesen Beweis kürzer mit den von Hrn. Jaumann ausgebildeten Methoden der Dyadenrechnung führen. Es ist nämlich identisch

$$\text{rot}(\mathfrak{B} \times \mathfrak{v}) + \mathfrak{v} \text{ div } \mathfrak{B} = \mathfrak{v} \cdot \nabla; \mathfrak{B} - \mathfrak{B} \cdot \mathfrak{v} \times \nabla. ^1)$$

1) Vgl. G. Jaumann, Die Grundlagen der Bewegungslehre. § 350.

In unserem Falle ist

$$\mathbf{v} = \mathbf{w} \times \mathbf{r},$$

wenn $\mathbf{w}$ die Winkelgeschwindigkeit, $\mathbf{r}$ den von einem Punkte der Achse gezogenen Ortsvektor bedeutet. Dann ist

$$\mathfrak{B} \cdot \mathbf{v} \times \nabla = \mathfrak{B} \cdot (\mathbf{w} \times \mathbf{r}) \times \nabla = -\mathfrak{B} \cdot \mathbf{I} \times \mathbf{w} = \mathbf{w} \times \mathfrak{B}. \quad 1)$$

Ferner haben wir:

$$\frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla; \mathfrak{B} = \frac{d \mathfrak{B}}{dt}, \quad 2)$$

indem man in üblicher Weise unter d/dt die zeitliche Änderung an einem der Bewegung folgenden Punkte des Körpers versteht. Wegen der Symmetrie findet sich aber abgesehen von zeitlichen Änderungen lokaler Natur der Feldvektor $\mathfrak{B}$ einfach aus einer Meridianebene in die andere transportiert, d. h.

$$\frac{d \mathfrak{B}}{dt} - \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} = \mathbf{v} \cdot \nabla; \mathfrak{B} = \mathbf{w} \times \mathfrak{B},$$

also:

$$\mathbf{v} \cdot \nabla; \mathfrak{B} - \mathfrak{B} \cdot \mathbf{v} \times \nabla = 0.$$

Im Außenraume tritt selbstverständlich das nämliche ein wegen der Bedingung $\mathbf{v} = 0$. Nur für die Grenzfläche des rotierenden Körpers gilt dies nicht, da hier in einer außerordentlich dünnen Schichte die Geschwindigkeit sich sehr rasch ändert und nicht mehr dem Gesetz $\mathbf{v}_r = \mathbf{w} \rho$ genügt; hier werden also durch die Rotation elektrische oder magnetische Wirbel entstehen und ihren Einfluß auf das ganze elektromagnetische Feld ausüben.

Rotiert also ein symmetrisch um die Achse magnetisierter Magnet, so entstehen weder innen noch außen elektrische Wirbel. Die Lorentz-Abrahamsche Berechnungsweise würde also für den Durchfluß von $\text{rot}(\mathfrak{B} \times \mathbf{v})$ durch die von der Kurve $BaCDB$ umschlossene Fläche null ergeben, und man erhielte gar keine elektromotorische Kraft. Der Fehler dieser Berechnung wird eben, wie oben gezeigt, dadurch verursacht, daß $\text{rot}(\mathfrak{B} \times \mathbf{v})$ längs der Linie a unendlich große Werte annimmt. Ich möchte hier bemerken, daß ich selbst in einer früheren Arbeit³⁾ einen ähnlichen Fehler begangen

1) Vgl. I. c. § 376.

2) Vgl. I. c. § 381.

3) A. Szarvassi, Wien. Ber. 111. Abt. IIa. p. 1053.

und daher den irrtümlichen Schluß gezogen habe, daß die Hertzsche Theorie den Rowland-Effekt nicht wiedergebe.

Die richtige Berechnungsweise des Unipolar-Effekts ist nun die folgende: Für den stationären Fall gilt innerhalb des Körpers sowie außen — falls wir das statische Feld berechnen wollen, also die Drahtleitung außen fortgenommen denken —

$$\operatorname{rot} \mathfrak{E} = 0.$$

Demnach besitzt das elektrische Feld außen und innen ein Potential; aber diese beiden Potentialräume hängen gar nicht miteinander zusammen, denn sie sind durch eine Wirbelschicht an der Oberfläche des Magnets voneinander getrennt. Ströme können sich innen nicht ausbilden, also ist

$$i = 0$$

und demnach im Innenraume

$$\mathfrak{E} = 0.$$

Da außen nirgends elektrische Ladungen sich befinden, genügt daselbst das elektrische Potential φ der Gleichung

$$\nabla^2 \varphi = 0.$$

Jedoch hat das Potential nicht die Verteilung wie in einem elektrostatischen Felde, da die Oberfläche des Leiters keine Niveaufäche des Potentials ist. Um die Potentialverteilung auf der Oberfläche des Magnets zu berechnen, benützen wir Gleichung (4), welche die Größe des Sprunges der in einer Meridianebene gelegenen Tangentialkomponente der elektrischen Kraft bestimmt. Dieselbe reduziert sich auf:

$$c E_{t2} = B_n v_{s1} = B_n w a;$$

ferner ist

$$E_{t2} = \frac{\partial \varphi}{\partial p},$$

wenn die Meridiankurve an der Begrenzung des Körpers durch die laufende orthogonale Koordinate p , also durch die Gleichungen

$$q = \text{const.}, \quad r = \text{const.}$$

bestimmt ist. Demnach ist die Potentialverteilung auf dieser Meridiankurve gegeben durch:

$$(5) \quad \varphi - \varphi_0 = \frac{w}{c} \int B_n a \, dp,$$

wo φ_0 das Potential auf der Achse, nämlich für $a = 0$, bedeutet. Wegen der Symmetrie herrscht dieselbe Potentialverteilung längs der Begrenzungskurve in jeder Meridianebene.

Dieses Resultat ist von dem aus Gleichung (3) folgenden Lorentz-Abrahamschen

$$(3a) \quad \varphi - \varphi_0 = \frac{w}{c} \int B_z \varrho \, d\varrho$$

nur formal verschieden. Der in (5) vorkommende Ausdruck

$$\int B_n \cdot w \, a \, d p$$

gibt nämlich den magnetischen Induktionsfluß durch eine Fläche an, welche die Linie BbC (Fig. 1) pro Zeiteinheit beschreibt. Hingegen bedeutet das Integral

$$\int B_z \cdot w \, \varrho \, d\varrho$$

in (3a) den Induktionsfluß durch eine Fläche, die während derselben Zeit von der Linie DB beschrieben wird. Da nun die magnetische Induktion divergenzfrei verläuft, muß derselbe Fluß, der durch DB hindurchgeht, auch bei der Begrenzungslinie BbC austreten; die beiden Induktionsflüsse sind demnach identisch. Der Grund, weshalb auf dem oben als unrichtig bezeichneten Wege ein richtiges Resultat erhalten wurde, ist der, daß

$$\operatorname{div} \mathfrak{B} = 0$$

ist.

Man sieht ein, daß dieselbe Überlegung, die hier für den Unipolareffekt angestellt wurde, ebenso für alle elektromagnetischen Rotationseffekte mit axialer Symmetrie gilt, also auch für die Rowlandsche Erscheinung und den Röntgen-Effekt. In allen diesen Fällen verdanken nach der Hertzschen Theorie die infolge der Rotation auftretenden Erscheinungen ihre Ursache einer Wirbelschicht an der Oberfläche des rotierenden Körpers. Man begegnet hier Flächenbelegungen von Wirbeln, wie man bei elektrischen Erscheinungen von alters her Flächenbelegungen von Divergenzen anzunehmen gewohnt ist.

Für den Unipolareffekt gibt auch die Lorentzsche Theorie dasselbe Resultat, nicht aber für die anderen Er-

scheinungen, bei denen Rotationen in elektrischen Feldern vorkommen. Da nämlich die erste Hauptgleichung der Lorentzschen Theorie

$$c \operatorname{rot} \mathfrak{S} = \frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial t} + \mathfrak{v} \operatorname{div} \mathfrak{D} + \operatorname{rot} (\mathfrak{P} \times \mathfrak{v}) + \mathfrak{i}$$

sich von jener der Hertzschen Theorie

$$c \operatorname{rot} \mathfrak{S} = \frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial t} + \mathfrak{v} \operatorname{div} \mathfrak{D} + \operatorname{rot} (\mathfrak{D} \times \mathfrak{v}) + \mathfrak{i}$$

durch das Glied $\operatorname{rot} (\mathfrak{P} \times \mathfrak{v})$ unterscheidet, heben sich für das Innere des rotierenden Körpers die von der Bewegung herührenden Glieder nach Lorentz nicht weg wie nach Hertz. Vielmehr müssen nach der Lorentzschen Theorie auch im Innern eines in einem axial-symmetrischen elektrischen Felde rotierenden Körpers magnetische Wirbel auftreten von der Größe $-\operatorname{rot} (\mathfrak{E} \times \mathfrak{v})$. Dies ist der eigentliche Grund, weshalb der Röntgensche Versuch nach Lorentz ein anderes quantitatives Resultat gibt als nach Hertz, und weshalb die Lorentzsche Theorie für den Eichenwaldschen Versuch, bei dem alle Wirbelschichten an der Oberfläche des rotierenden Körpers null sind, eine von null verschiedene Wirkung angibt.

Zu demselben Resultat bezüglich des Unipolareffekts ist vor kurzem von ganz anderer Seite Hr. Jaumann gekommen.¹⁾ Dieser hat eine Theorie der Elektrodynamik bewegter Medien aufgestellt²⁾, in welcher er von der Kundtschen Erscheinung der optischen Doppelbrechung in deformierten Flüssigkeiten ausgeht. Nach seiner Theorie hat einzig und allein die Deformation des Mediums Einfluß auf die elektromagnetischen Erscheinungen, und alle elektrischen oder magnetischen Wirbel haben ihren Sitz nur in den deformierten Teilen des Mediums. Bei der unipolaren Induktion findet eine Deformation nur an der Oberfläche des Magnets statt, wo der bewegte Körper an das ruhende Medium grenzt und die Größe der Geschwindigkeit ein außerordentlich lebhaftes Gefälle aufweist. Nach Jaumann liegen daher die elektrischen Wirbel nur in dieser

1) G. Jaumann, Ann. d. Phys. **19**. p. 904 f. 1906.

2) l. c.; ferner Ber. d. Wien. Akad. **114**. Abt. II a. p. 1635; **115**. p. 337.

Deformationsschicht. In diesem Falle stimmt also auch die Jaumannsche Theorie mit der Hertzschen überein, und dies wird in allen jenen Fällen eintreten, wo ein Rotationskörper in einem axial-symmetrischen Felde rotiert. Hr. Jaumann faßt daher die Sache zu eng, wenn er glaubt, daß die Übereinstimmung seiner Theorie mit der Hertzschen sich auf jene Fälle beschränke, in denen „die Rotationsachse dem magnetischen Feldvektor parallel ist“. ¹⁾

Brünn, Physik. Institut d. Techn. Hochschule.
22. Febr. 1907.

---

1) l. c. p. 905.

(Eingegangen 23. Februar 1907.)