UNIVERSITÄT ULM

Universität Ulm, Abt. Finanzmathematik, D-89069 Ulm

Herrn
Prof. Dr. R. Hönl
Fachhochschule Furtwangen
Postfach 11 52
78120 Furtwangen

Abteilung Finanzmathematik
Prof. Dr. Hans-J. Runckel

Tel.: (0731) 50-23517
Telefax: (0731) 50-23648

21. November 2003

Betr.: Theorien von Herrn Professor Meyl

Bezug: Ihre Anfragen

Sehr geehrter Herr Kollege Hönl,

in den drei Bänden „Elektromagnetische Umweltverträglichkeit“ versucht Herr Professor Meyl anhand vieler Beispiele, die Existenz von elektrischen und magnetischen Longitudinalwellen plausibel zu machen. Diese drei Bände wollen keine streng wissenschaftliche Darstellung sein, sondern sollen die aufgeworfenen Fragen einer breiten Öffentlichkeit zur Diskussion stellen und sollen Anregung sein, andere Modellvorstellungen zur Erklärung physikalischer Phänomene zu entwickeln (wie z.B. ein neues Neutrino-Modell bzw. Potentialwirbel in Analogie zur Strömungslehre und Meteorologie).

In meiner Anlage 1 beziehe ich mich auf die mathematische Darstellung von Herrn Meyl in Band 3, Seiten 126 bis 134, die möglicherweise zu Mißverständnissen geführt hat.

In der Anlage 2 beziehe ich mich dann auf Seiten 113 bis 123 in Band 3 auf die mathematisch zwar nicht exakte aber durch formale Überlegungen gestützte Herleitung einer möglichen Schwingungsgleichung für Longitudinalwellen, die man zumindest zur Diskussion stellen sollte. Daß solche Fragen heute weltweit diskutiert werden, ersieht man u.a. aus der Anlage 5.

In den Anlagen 3–5 handelt es sich um Fotokopien aus drei Büchern, die im renommierten Wissenschaftsverlag „Scientific International“ erschienen sind. Hieraus wird ersichtlich, daß die in den Lehrbüchern üblicherweise dargestellte Maxwell-Theorie viele elektromagnetische Phänomene bis heute nicht zufriedenstellend beschreiben kann.

In der Anlage 3 wird in längeren Kapiteln mit einer Literaturliste von 258 bzw. 67 Originalarbeiten beschrieben, wie die heutigen Maxwell-Gleichungen gegenüber der Originalversion von Maxwell verändert wurden. Dort werden von renommierten Forschern viele elektromagnetische bis heute nicht erklärbare Phänomene behandelt und mögliche Verallgemeinerungen der klassischen Maxwell-Gleichungen vorgeschlagen. Dabei werden auch Wirbelmodelle (Vortex-Theory) und magnetische Monopole behandelt.

Auch Anlage 4 enthält viele Kapitel, die sich mit elektrotechnischer Grundlagenforschung bis hin zur Diskussion von magnetischen Monopolen befassen.

In Anlage 5 schließlich wird eine neue **verallgemeinerte elektromagnetische Theorie** vorgeschlagen, die u.a. bisher theoretisch nicht erklärbare Eigenschaften des Photons liefert. Diese Theorie liefert auch zwangsläufig die mögliche Existenz von elektrischen Longitudinalwellen, die in Anlage 5 in mehreren Paragraphen ausführlich behandelt wird.

Dies zeigt, daß es durchaus sinnvoll ist, neue mathematische Modelle für die physikalische „Realität“ zu entwerfen und zur Diskussion zu stellen. Beachtenswert ist auch in Anlage 5 das umfangreiche Literaturverzeichnis mit 100 Titeln. Dabei ist besonders auf die Arbeiten von J.P. Vigier, dem langjährigen Assistenten des Physik-Nobelpreisträgers Louis de Broglie, hinzuweisen.

Aus obigen Darlegungen ist ersichtlich, daß in der elektromagnetischen Theorie noch viele Fragen (einschließlich der Longitudinalwellen) offen sind und weltweit immer wieder neu diskutiert werden. Die experimentell-praktischen Untersuchungen von Herrn Kollegen Meyl passen daher sehr gut in diesen Themenkreis.

Mit freundlichen Grüßen

(Prof. Dr. Hans-J. Runckel)

5 Anlagen

Anlage 1

Über zwei elektromagnetische Grundgesetze.

In der folgenden Betrachtung bezeichnen große Buchstaben wie H, D, E, B, V Spaltenvektoren aus $\mathbb{R}^3$.

Ausgangspunkt sind die **beiden** elektromagnetischen Gesetze (mit Vektorkreuzprodukt " $\times$ ")

(1) $H = -V \times D_0 = -V \times \varepsilon E_0$ und

(2) $E = V \times B_0 = V \times \mu H_0$,

wobei in (1) das stationäre und homogene **elektrische Feld** E_0 und in (2) das stationäre und homogene **Magnetfeld** H_0 gegeben sind. $V \in \mathbb{R}^3$ sei ein konstanter Geschwindigkeitsvektor. In $D_0 = \varepsilon E_0$, $B_0 = \mu H_0$ sind ε, μ positive Konstanten mit $\varepsilon\mu = 1/c^2$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist. Die Formeln (1) und (2) findet man in [Grimsehl: Lehrbuch der Physik, Bd. 2, Elektrizitätslehre, 21. Aufl. 1988, B.G. Teubner, Leipzig] auf Seite 103 bzw. Seite 121.

In [Roland Wichard Pohl: Einführung in die Physik, 2. Bd., Elektrizitätslehre, 21. Aufl. 1975, Springer Verlag, Berlin] sind (1) **und** (2) **zusammen** auf Seite 130 dargestellt und auf Seite 177 wird die Zusammengehörigkeit von (1) **und** (2) betont. Beide Formeln lassen sich unabhängig voneinander experimentell nachweisen. Man kann auch zeigen, daß keine der Formeln (1) und (2) rein mathematisch aus der anderen hergeleitet werden kann. Sie gehören als eine Einheit zusammen (in den meisten Büchern steht nur (2)).

1. Sei nun $E_0 \in \mathbb{R}^3$ in (1) **vorgegeben** und ein magnetisch/elektrisches **Meßgerät** (M) bewege sich mit der konstanten Geschwindigkeit $V \perp E_0$ (V senkrecht zu E_0) durch das elektrische Feld E_0. Dann ensteht mit (1) ein Magnetfeld $H_1 := -V \times \varepsilon E_0$, von dem man annehmen kann, daß es statisch und homogen ist und daß sich (M) auch bezgl. H_1 mit der konstanten Geschwindigkeit $V \perp H_1$ (Eigenschaft von " $\times$ ") durch das Magnetfeld H_1 bewegt. Nun wende man (2) mit H_1 statt H_0 an! Dann liefert (2) mit $E_1 := V \times \mu H_1$ ein **zusätzliches** (statisches und homogenes) elektrisches Feld E_1 und (M) bewegt sich wieder mit der Geschwindigkeit $V \perp E_1$ durch das elektrische Feld E_1.

Durch alternierendes Einsetzen in (1) und (2) entstehen daher zwei Folgen von (statischen und homogenen) **magnetischen** und **elektrischen Zusatzfeldern**

$$(1,\mathrm{n}) \qquad H_n := -V \times \varepsilon E_{n-1} \quad , n \in \mathbb{N} \quad \text{und}$$

$$(2,\mathrm{n}) \qquad E_n := V \times \mu H_n \qquad , n \in \mathbb{N} \, .$$

Nach Vorgabe des elektrischen Feldes E_0 und des Geschwindigkeitsvektors $V \perp E_0$ entstehen durch diesen Algorithmus aus (1) **und** (2) die vektoriell addierten **Gesamtfelder**

$$E_{\text{ges}}(V) := \underline{E_0} + E_1 + E_2 + \dots \, , \; H_{\text{ges}}(V) := \underline{H_1} + H_2 + H_3 + \dots \, .$$

E_{ges} und H_{ges} sind also **nicht explizit** sondern **implizit** durch (1) **und** (2) über obigen Algorithmus **aus** $\boldsymbol{E_0}$ **hergeleitet** und offenbar von V abhängig.

Ganz analog entstehen nach **Vorgabe** eines statischen und homogenen **Magnetfeldes** $H_0 \in \mathbb{R}^3$ und eines konstanten Geschwindigkeitsvektors $V \perp H_0$ durch alternierendes Einsetzen in (1) **und** (2), beginnend mit (2), die vektoriell addierten **Gesamtfelder**

$$H_{\text{ges}}(V) := \underline{H_0} + H_1 + H_2 + \dots \, , \; E_{\text{ges}}(V) := \underline{E_1} + E_2 + E_3 + \dots \, .$$

Berechnung der Gesamtfelder in Vektorform

Für beliebige Vektoren $A, B, C \in \mathbb{R}^3$ gilt

$$(3) \quad A \times (B \times C) = (A \cdot C)B - (A \cdot B)C \in \mathbb{R}^3 \, ,$$

wobei $(A \cdot C), (A \cdot B) \in \mathbb{R}$ das Standardskalarprodukt ist mit $(A \cdot C) = 0$, wenn $A \perp C$.

Anwendung von (3).

Aus (1), (3), $V \perp E_0$ und $H_1 := -V \times D_0 = -V \times \varepsilon E_0$ folgt

$$V \times H_1 = V \times (-V \times D_0) = \underbrace{(V \cdot D_0)}_{=0}(-V) - (V \cdot (-V))D_0 = (V \cdot V)D_0 = \|V\|^2 D_0 \, ,$$

wobei $\|V\|$ die euklidische Länge des Vektors V ist. $D_0 = \varepsilon E_0$ und $E_1 := V \times \mu H_1$ liefert dann

$$E_1 = \|V\|^2 \varepsilon \, \mu E_0 \text{ und damit } V \perp E_1 \, .$$

Analog folgt aus (2,n), (1,n) mit (3) und $V \perp E_{n-1}$

$$E_n = V \times \mu H_n = V \times (-V \times \varepsilon\mu E_{n-1}) = \underbrace{(V \varepsilon\mu E_{n-1})}_{=0}(-V) - (V \cdot (-V))\, \varepsilon\mu E_{n-1} \,,$$

also $E_n = \|V\|^2 \, \varepsilon\mu E_{n-1}$ und damit auch $V \perp E_n$, oder $E_n = (\|V\|^2 \, \varepsilon\mu)^n E_0$ $\forall\, n \in I\!N$.

Analog folgt aus $(1, n+1)$, $(2, n)$ mit (3)

$$H_{n+1} = \|V\|^2 \, \varepsilon\mu H_n \quad \text{und damit} \quad V \perp H_n \quad \text{für alle} \quad n \in I\!N \,,$$

oder

$$H_{n+1} = (\|V\|^2 \, \varepsilon\mu)^n H_1 \quad \text{für alle} \quad n \in I\!N \,.$$

Nun benutzen wir die **geometrische Reihe**:

Für $z \in \mathbb{C}$, $z \neq 1$ gilt $\sum\limits_{n=0}^{k} z^n = \left(1 - z^{k+1}\right)/(1-z)$ und für $|z| < 1$ gilt $\lim\limits_{k \to \infty} z^k = 0$ und folglich

$$(4) \quad \lim_{k \to \infty} \sum_{n=0}^{k} z^n = \sum_{n=0}^{\infty} z^n = 1/(1-z) \quad \text{für} \quad |z| < 1 \,.$$

Mit $z := \|V\|^2 \varepsilon\mu < 1$ und $q := (1 - \|V\|^2 \varepsilon\mu)^{-1} = (1 - \|V\|^2/c^2)^{-1}$ folgt aus (4) für $\|V\| < c$:

$$(5) \quad \begin{cases} E_{\text{ges}}(V) = q\, E_0 & \text{und analog} \\ H_{\text{ges}}(V) = q\, H_1 = q(-V \times \varepsilon E_0) = -V \times \varepsilon E_{\text{ges}}(V) \,. \end{cases}$$

$E_{\text{ges}}(V)$ und $H_{\text{ges}}(V)$ hängen also explizit von E_0 und V ab und der Faktor q bewirkt, daß für $\|V\| < c$ aber $\|V\| \to c$ sowohl $\|E_{\text{ges}}(V)\|$ als auch $\|H_{\text{ges}}(V)\|$ unendlich groß werden.

Dies hat nichts mit der Relativitätstheorie zu tun, sondern nur mit den Formeln (1) **und** (2)! Diese sind **einzeln** offenbar nur für **kleine** $\|V\| < c$ gültig und experimentell bewiesen! Je größer $\|V\|$ ist, **umso mehr Zusatzfelder** H_n, E_n in $(1, n)$, $(2, n)$ müssen zu E_0 bw. H_1 addiert werden. Für $\|V\| \to 0$ gilt natürlich $E_{\text{ges}}(V) \to E_0$ und $H_{\text{ges}}(V) \to H_1$.

Benutzt man nun in (5) die **Kontraktionsformel von H.A. Lorentz**

$$\text{(LK)} \qquad 1 - \|V\|^2/c^2 = (\ell(V)/\ell(0))^2 \,,$$

wobei $\ell(V) > 0$ die Länge eines Stabes sei, der sich in Längsrichtung mit der Geschwindigkeit $V \perp E_0$ (zusammen mit (M)) bewegt, so folgt

$$(6) \quad \begin{cases} E_{\text{ges}}(V) = (\ell(0)/\ell(V))^2 \, E_0 & \text{oder} \\ (\ell(V))^2 E_{\text{ges}}(V) = (\ell(0))^2 \, E_0 & (\textbf{unabhängig} \text{ von } V\,)\,! \end{cases}$$

und

$$(7) \quad H_{\text{ges}}(V) = (\ell(0)/\ell(V))^2(-V \times \varepsilon E_0) = -V \times \varepsilon \, E_{\text{ges}}(V) \quad \text{oder}$$

$$(\ell(V))^2 H_{\text{ges}}(V) = (\ell(0))^2(-V \times \varepsilon E_0) \quad (\text{linear von } V \text{ abhängig}) \; .$$

2. Sei nun wieder **primär** das **Magnetfeld** $H_0 \in I\!R^3$ und $V \in I\!R^3$ mit $V \perp H_0$ vorgegeben. Dann folgt analog wie in (5) in Abschnitt 1 unter Vertauschung von E und H für $\|V\| < c$:

$$(8) \quad \begin{cases} H_{\text{ges}}(V) = qH_0 \\ E_{\text{ges}}(V) = q \, E_1 = q(V \times \mu H_0) = V \times \mu H_{\text{ges}}(V) \; . \end{cases}$$

Analog zu (6) und (7) folgt mit (LK)

$$(\ell(V))^2 H_{\text{ges}}(V) = (\ell(0))^2 H_0 \quad (\textbf{unabhängig} \text{ von } V\,!)$$
und
$$(\ell(V))^2 E_{\text{ges}}(V) = (\ell(0))^2 (V \times \mu H_0) \quad (\text{linear von } V \text{ abhängig}) \; .$$

3. Sind in (1) und (2) E_0 bzw. H_0 und V nicht konstant, sondern bezüglich Zeit und Raumkoordinaten stetig differenzierbar, so gilt obige Herleitung jeweils **lokal** und damit auch in diesem **allgemeinen** Fall.

Falls **nicht** $V \perp E_0$ gilt, so folgt aus (1) und (2) trotzdem $V \perp H_1$ **und** $V \perp E_1$ und damit $V \perp H_n$, $V \perp E_n$ $\forall \, n \in I\!N$. Eine analoge Betrachtung mit (3) und (4) in Abschnitt 1. liefert im Falle V **nicht** $\perp E_0$ statt (5) eine modifizierte explizite Formel für $E_{\text{ges}}(V)$ und $H_{\text{ges}}(V)$ für $\|V\| < c$:

$$(5)' \quad \begin{cases} E_{\text{ges}}(V) = q(E_0 - (V \cdot E_0)c^{-2}V) \;\; \text{und} \\ H_{\text{ges}}(V) = -V \times \varepsilon E_{\text{ges}} = -q(V \times \varepsilon E_0) \; , \;\; \text{da} \quad V \times V = O \in I\!R^3 \; . \end{cases}$$

Analog ergeben sich in 2. im Falle V **nicht** $\perp H_0$, statt (8) die modifizierten Formeln

$$(8)' \quad \begin{cases} H_{\text{ges}}(V) = q(H_0 - (V \cdot H_0)c^{-2}V) \ \text{ und} \\ E_{\text{ges}} = V \times \mu H_{\text{ges}} = q(V \times \mu H_0)\ , \quad \text{da} \quad V \times V = O \in \mathbb{R}^3\ . \end{cases}$$

Sind schließlich E_0 **und** H_0 **und** V **beliebig** gegeben, so gilt ganz allgemein für $\|V\| < c$:

$$E_{\text{ges}}(V) = q(E_0 - (V \cdot E_0)c^{-2}V + (V \times \mu H_0)) \ \text{ und}$$
$$H_{\text{ges}}(V) = q(H_0 - (V \cdot H_0)c^{-2}V - (V \times \varepsilon E_0))\ .$$

Anlage 2

Durch Anwendung des Vektoroperators "rot" auf $E = V \times B$ und $H = -V \times D$ ergeben sich Formeln, die mit den bekannten Maxwell-Gleichungen viel Ähnlichkeit haben. Für Herrn Meyl legt dies nahe, folgenden symmetrischen Ansatz für verallgemeinerte Maxwell-Gleichungen **zur Diskussion zu stellen:**

$$\begin{cases} \text{rot } E = -\dfrac{\partial B}{\partial t} - B/\tau_2 = -\mu \left(\dfrac{\partial H}{\partial t} + H/\tau_2 \right) \\ \text{rot } H = \dfrac{\partial D}{\partial t} + D/\tau_1 = \varepsilon \left(\dfrac{\partial E}{\partial t} + E/\tau_1 \right) \ , \end{cases}$$

wobei $D = \varepsilon E$, $B = \mu H$, $\tau_1 =$ Wirbelstrom-Zeitkonstante und $\tau_2 =$ Potentialwirbel-Zeitkonstante sind, $\varepsilon\mu = 1/c^2$.

Durch Anwendung von rot auf rot E und Einsetzen der rechten Seite von rot H folgt

$$-c^2 \text{rot rot } E = \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau_1}\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{\tau_2}\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{\tau_1\tau_2} E \ .$$

Analog folgt

$$(1) \quad -c^2 \text{rot rot } B = \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau_2}\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{1}{\tau_1}\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{1}{\tau_1\tau_2} B \ .$$

Sei hier **speziell** $1/\tau_1 = 0$.

Dann mache man die folgenden **physikalischen Annahmen**, die der Referent nicht beurteilen kann:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = (\text{grad } B)W \quad \text{und} \quad \frac{1}{\tau_2} B = -(\text{div } B)W$$

mit einem $W \in \mathbb{R}^3$. **Dann** folgt

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_2}\frac{\partial B}{\partial t} &= -(\text{grad } (\text{div } B)W)W \\ &= -\begin{pmatrix} \text{grad } (\text{div } B)W_1 \\ \text{grad } (\text{div } B)W_2 \\ \text{grad } (\text{div } B)W_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \\ W_3 \end{pmatrix} \quad \text{mit } W = \begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \\ W_3 \end{pmatrix} = \text{konstant} \ . \end{aligned}$$

Dies ergibt $\dfrac{1}{\tau_2}\dfrac{\partial B}{\partial t} = -\left[(\text{grad div } B)W\right] W$ mit dem Skalarprodukt

$(\text{grad div } B) \cdot W$. Wir machen die Annahme $W = \begin{pmatrix} W_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$. Dann folgt

$$\frac{1}{\tau_2}\frac{\partial B}{\partial t} = -\left(\left(\frac{\partial}{\partial x}\text{div } B\right) W_1\right)\begin{pmatrix} W_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = -W_1^2 \begin{pmatrix} (\text{grad div } B)_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

wobei $(\text{grad div } B)_1$ die erste Komponente des Zeilenvektors $\text{grad div } B$ ist.

Einsetzen in (1) ergibt

$$W_1^2 \begin{pmatrix} (\text{grad div } B)_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} - c^2 \text{rot rot } B = \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} .$$

Die **erste Komponente** dieser Vektorgleichung ist dann

$$W_1^2 (\text{grad div } B)_1 - c^2 (\text{rot rot } B)_1 = \left(\frac{\partial^2 B}{\partial t^2}\right)_1 .$$

Für $W_1 = c$ ergibt dies mit dem Laplace Operator

$$(\Delta B)_1 = \frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial^2 B}{\partial t^2}\right)_1 .$$

Analoges gilt für E statt B .

In anderen Vorschlägen zur Verallgemeinerung der Maxwell-Gleichungen mit dem Ziel, daraus die mögliche Existenz von Longitudinalwellen herzuleiten, siehe: Lehnert, Roy: Extended Electromagnetic Theory.