

1999

PD DR. RER. NAT. HABIL. GERT HILLEBRANDT

Klassische Elektrodynamik Kritik der Grundlagen

1. Edition
Neue Fassung
April 2013

II

Vorwort

Nach nunmehr fast 200 Jahren stellen wir fest, dass sich die Physik in einer Sackgasse befindet. Daher ist es an der Zeit die Entwicklungsgeschichte der Elektrodynamik genauer unter die Lupe zu nehmen und einige kritische Rückblicke darauf zu werfen. In den vergangenen 200 Jahren sind viele Wissenschaftler angefeindet und in den Ruin getrieben worden. Die Lobbyisten sind jedoch immer reicher und größer geworden. Leider hat sich bis heute nichts daran geändert. Da ich nicht einer ‚Glaubensgemeinschaft‘ Physik angehören möchte, lege ich meine Finger in die offenen Wunden, damit durch das ‚Schreien‘ vielleicht eine Art Erwachen herbeigeführt wird.

Durch das Internet sind wir heute in der Lage an Informationen zu kommen, die sonst im Verborgenen blieben. Hier zeigt sich insbesondere, dass Felder existieren, die in der Physik unbekannt sind und daher auch nicht untersucht werden wollen. Es ist ja alles bekannt! Darüber hinaus ist mit lokalen Energien, die jeder beziehen kann, kein Geld zu verdienen und keine gewollte Abhängigkeit zu erzielen. Gut, dass es schon einige Kommunen gibt, die sich durch Bürgerbeteiligung selbst mit Energie versorgen. Hier entgeht den „Versorgungsunternehmen“ und deren Vorständen ein „gutes Geschäft“.

Darüber hinaus werden durch Privatpersonen Anstrengungen zur „Freien Energiegewinnung“ mit großem Erfolg unternommen.

Jeder findet hierzu Hinweise unter dem Begriff „Freier Energie“. Ein guter Anfang.

Meine Intention des Artikels besteht nicht darin, frühere Diskussionen einiger Physiker aufzulisten, sondern darin, einige fundamentale Gesetze zu beleuchten, die essentiell für den Aufbau und der Stagnation der Physik sind. Mögliche Provokationen und Überspitzungen sind beabsichtigt. Nicht zuletzt deshalb, weil angestrengt nach »der Weltformel« gesucht wird, anstatt erst einmal das eigene Haus zu säubern, dann ergäbe sie sich von allein!

Selbstverständlich denken wir in Modellen und Systemen. Sie werden aus den Wirkungen kreiert, um ein möglichst leichtes Verständnis zu erlangen, mit deren Hilfe wir mathematische Formeln erstellen. Ein Modell oder System sollte aber auch mitteilen, wie groß der Fehler des Modells ist. Dies geschieht in fast allen Fällen nicht. So haben die Lernenden nur die Möglichkeit ein Axiom oder Gesetz ohne Fehler zu sehen. Ein fataler Irrtum.

Letzte Änderung: 05.04.2013

Gert Hillebrandt

IV



PD Dr. Gert Hillebrandt

studierte Elektrotechnik, Mathematik und Physik

UNIVERSITÄTEN: *JUSTUS – LIEBIG – UNIVERSITÄT GIESZEN*

RHEINISCHE FRIEDRICH–WILHELMS–UNIVERSITÄT BONN

TECHNISCHE UNIVERSITÄT CAROLO–WILHELMINA ZU BRAUNSCHWEIG

INHALTSVERZEICHNIS

| | | |
|-----|--|-----------|
| 1. | <i>BEMERKUNGEN ZU DER MISERE IN DER PHYSIK</i> | 1 |
| 2. | <i>ÜBER DIE EIGENSCHAFTEN EINES ELEKTRONS</i> | 6 |
| 3. | <i>AMPÈRE UND DIE DRIFTGESCHWINDIGKEIT VON ELEKTRONEN IN METALLEN</i> | 7 |
| 4. | <i>EIN EINFACHES MODELL ZUR BESTIMMUNG DER DRIFTGESCHWINDIGKEIT</i> | 9 |
| 5. | <i>DIE UNSINNIGKEIT DER BEGRÜNDUNG DES STROMES ANHAND DES ELEKTROSKOPS</i> | 11 |
| 6. | <i>KONSTRUKTION EINES NEUEN MODELLS</i> | 15 |
| 7. | <i>DAS DILEMMA DER MAXWELLSCHEN GLEICHUNGEN</i> | 17 |
| 8. | <i>DAS COULOMBSCHE GESETZ</i> | 19 |
| 9. | <i>DER KONDENSATOR, DAS UNBEKANNTE WESEN</i> | 23 |
| 10. | <i>DAS AMPÈRESCHES GESETZ</i> | 25 |
| 11. | <i>DAS GESETZ VON GRASSMANN-BIOT-SAVART</i> | 27 |
| 12. | <i>BEWEGTE FELDER</i> | 32 |
| 13. | <i>AUSBREITUNG DES EM-FELDES AUF EINER LEITUNG</i> | 39 |
| 14. | <i>ENERGIEÜBERTRAGUNG VIA LEITUNGEN (LECHER-LEITUNG)</i> | 40 |
| 15. | <i>DAS INDUKTIONSGESETZ</i> | 43 |
| | <i>DER GENERATOR (SCHÜLEREXPERIMENT)</i> | 52 |
| 16. | <i>DAS RELATIVITÄTSPRINZIP</i> | 54 |
| | <i>SKALARWELLEN IN DER ELEKTRODYNAMIK</i> | 58 |

Anhang

| | | |
|--|--|-----------|
| | <i>MAGNETFELD- UND POTENTIALFELDLINIEN EINES PERMANENTMAGNETEN</i> | 60 |
| | <i>TRANSVERSAL-, LONGITUDINAL- ODER SKALARWELLE</i> | 63 |
| | <i>TRANSVERSALWELLE</i> | 63 |
| | <i>LONGITUDINALWELLE</i> | 65 |
| | <i>BERECHNUNGEN MIT GRASSMANN-BIOT-SAVART</i> | 68 |
| | <i>DER GERADE LEITER</i> | 68 |
| | <i>DIE LEITERSCHLEIFE</i> | 69 |
| | <i>ROTATION EINER ARCHIMEDISCHEN FLACHSPULE (TESLA)</i> | 70 |

1. BEMERKUNGEN ZU DER MISERE IN DER PHYSIK

In der Physik werden freie, linienflüchtige, ortsgebundene, polare Vektoren, Pseudo-vektoren, auch axiale Vektoren genannt unterschieden. Nun denn, Vektoren dürfen addiert werden. Das lernen wir bereits in der linearen Algebra I. Folglich addieren wir freundlich und mit guter Laune drauflos. Freie Vektoren dürfen im ganzen Raum parallel verschoben werden. Linienflüchtige natürlich nur auf einer Linie! Um welchen Vektor handelt es sich bei der Addition eines freien und eines linienflüchtigen Vektors? Ist er nun ortsgebunden? Die Einheiten lege ich natürlich so fest, dass es klappt. Dieses führt zu weiteren Entgleisungen und Leckerbissen:

„[...] In dem Teilgebiet der Mathematik, das »Lineare Algebra« heißt, haben Vektoren eine etwas andere Bedeutung als in der Physik; wir beschäftigen uns hier jedoch nur mit physikalischen Vektoren und ihrer mathematischen Behandlung. Die mathematische Fassung der Begriffe ist natürlich richtig und die physikalische Auffassung schwammig. Dafür ist die physikalische Auffassung schnell zu begreifen und eigentlich wollen wir uns ja mit Physik beschäftigen. [...]“¹

„[...] Funktionsweise „Ein elektrischer Stromfluss durch einen Kondensator hindurch lädt eine der Elektroden positiv, die andere negativ auf. Allgemein ausgedrückt, wird die auf den Elektroden gebildete Ladung vom Kondensator gespeichert. [...]“²

Dies ist falsch! Es gibt kein Potentialgefälle im Kondensator. Das Messgerät zeigt keine Spannung an, auch wenn es auf dem Gerät steht!

Daher verstehen wir bis heute nicht, warum ein Blitz die Erde oder die Wolke erreicht.

„[...] , auch **Druckgradientkraft**, [...]“³ Also **Kraftdichtegradientkraft!**

Die Zitate können beliebig fortgesetzt werden. Nur wenige denken noch nach und überlegen, ob die Aussagen richtig oder vernünftig sind.

Das ist schlicht Volksverdummung! Aber wir nennen es Bildung! Möglicher Weise ist es auch politisch gewollt, solange dem schnöden Mammon gedient wird.⁴

Auswendig lernen, bzw. aus mehreren Büchern kumuliertes Wissen abschreiben, ist noch keine Bildung. Nachdenken! Merken, hier stimmt etwas nicht! Sich dagegen auflehnen! Argumentieren, diskutieren, weitere Untersuchungen anstellen und evtl. zu einem sinnvollen Ergebnis kommen oder die Frage offen halten. Das ist Bildung!

Die 200 Jahre alten Modelle sind längst überholt und fast alle wissen es, lehren jedoch immer noch die alten Fehler ohne es dem Studenten mitzuteilen.

Wenn man nicht widersprechen will, dann hält man lieber den Mund. Sonst: **„Gute Nacht Deutschland“! „Gute Nacht Welt“!**

Unter dem Begriff ‚Freie Energie‘ verbirgt sich die Energie, die jeder Person zur Verfügung steht und noch keinem Patent unterliegt. Ein Beispiel ist die Wärme der

¹ http://de.wikibooks.org/wiki/Lineare_Algebra_f%C3%BCr_Mechanik

² [https://de.wikipedia.org/wiki/Kondensator_\(Elektrotechnik\)](https://de.wikipedia.org/wiki/Kondensator_(Elektrotechnik))

³ <https://de.wikipedia.org/wiki/Gradientkraft>

⁴ <http://www.wissensmanufaktur.net/>

Sonne. Bezüglich der Freien Energie gibt es sehr viele, meist private Personen, die sehr aktiv tätig sind. Einige finden sich hier.⁵

Ich komme zur Elektrodynamik zurück. Fundamental sind in diesem Zusammenhang das **coulombsche** und das **weber-ampèresche** Gesetz, da sie keiner Dynamik unterliegen. Diese Gesetze bedürfen der Überarbeitung, wenn nicht sogar der Streichung. Sie sind aus dem **newtonschen Gesetz** abgeschrieben bzw. modifiziert worden. Alle drei Gesetze vermischen die Nah- und die Fernwirkungstheorie. Auf diesen Gesetzen und deren Folgerungen basiert im Prinzip die gesamte Elektrodynamik: Die Drude-Theorie, die Lecher-Leitungs-Theorie sowie die **elektromagnetische Induktion**, also insbesondere die **Gleichungen von Maxwell**, die aus ihrer ursprünglichen (ersten) Form (Quaternionen) leider zerstört wurden.

Im **coulombschen** Gesetz wird über **Elektronen** gesprochen, von denen wir nicht wissen, was sie sind, geschweige denn, wie sie aufgebaut sind. Daraus folgern Physiker influenzierte **Ladungselektronen**. Also aus etwas, was ich nicht kenne, wird nun etwas Neues kreiert, was ich kennen muss!

Im Gesetz von **Weber-Ampère**, die sich wieder an Coulomb orientiert haben, werden auf **Elektronen** im Leiter geschlossen, die sich mit einer **Driftgeschwindigkeit** bewegen. Gefolgert wird dies aus der chemischen Reaktion in flüssigen Leitern. Zur Fermi-Geschwindigkeit der **Elektronen** ist dies geradezu lächerlich.

Dass eine Batterie auch ein Kondensator ist und umgekehrt, wird natürlich verschwiegen.

Liegt ein Leiter an einem Potentialgefälle - ein äußerer Zwang wird auf den Leiter verübt - so stellen wir um den Leiter ein **magnetisches Feld H** fest. Nun wird behauptet, dass dieses Feld durch die driftenden Elektronen verursacht wird. Damit haben wir endlich **$H \sim I$** . Hierbei ist der Ladungsstrom **I** über die Anzahl der **Elektronen** festgelegt, die durch eine gedachte Querschnittsfläche strömen, wobei jedes **Elektron** eine wohlbestimmte Ladung und Masse trägt. Im Gesetz von **Graßmann-Biot-Savart** jedoch berechnen wir das magnetische Feld über alle strömenden Elektronen im Leiter. Diese **Widersprüche** übernehmen wir nun **ohne Kritik** in die **maxwellschen Gleichungen**, insbesondere ins **Induktionsgesetz**. Hier schließt sich der Kreis, da nun durch das **magnetische Feld** durch **$v \times B$ (Elektrisches Feld)** eine Kraft auf die Leitungselektronen (freie Valenzelektronen), und nur die, ausgeübt werden soll.

Zu meiner Studienzeit haben wir einmal ausgerechnet, bei welcher Frequenz Schluss mit dem Elektronenstrom sei. Wir haben dabei nicht mit der Phantasie der Physiker gerechnet, die nun einen Spin-Strom kreiert haben.

Ich glaube, sie wissen nicht, was sie tun! Falsches soll mit aller Macht gerettet werden. Dadurch wird es nicht plötzlich richtig! Die Mechanik wird auf Biegen und Brechen involviert. Die Galilei-Transformation wird durch die Lorentz-Transformation ersetzt, obwohl klar ist, dass es sich hier in beiden Fällen um ein lokales Gesetz handelt. Ich lehne die Relativitätstheorie ab, da sie in dieser Form unsinnig ist. Dies hat das auch Konsequenzen für die „Maxwell-Gleichungen“. Vgl. hierzu^{6,7} sowie: Die

⁵ <http://www.buch-der-synergie.de/>

⁶ <http://www.dinglinger-drg.de/kleine-polemik-zur-quantenm.html>

⁷ <http://www.ekkehard-friebe.de/Prospekt-RT-faellt-5.pdf>

Widerlegung der MAXWELL'schen Elektrodynamik mit Hilfe des Unvollständigkeitsatzes von Kurt GÖDEL⁸

Ein Elektron, das in ein Potentialwall eintritt, lässt sofort ein anderes Elektron auf der anderen Seite austreten; und das mit Überlichtgeschwindigkeit, wenn die Strecke zugrunde gelegt wird. Setzt man jedoch das elektrische Feld voraus, dass das Ensemble der Felder der bereits vorhandenen Elektronen stört, so ist dies nichts Außergewöhnliches, hatte schon Hertz ausgerechnet.

Was aber ist nun ein Elektron?

**Ein Elektron ist eine atmende »Kleinsche Flasche«
oder dreidimensional eine atmende »Möbius-Schnecke«.**

Mir bleibt daher nur zu sagen: Die E-Dynamik und auch die Quantenmechanik rechnet stets mit Formeln idealisierter Systeme, die nicht der Wirklichkeit entsprechen.

Die Gleichung $E = mc^2$ ist in der Atom- und Kernphysik richtig, wenn durch einen physikalischen Vorgang, z.B. Paarvernichtung, Strahlung erzeugt wird oder umgekehrt, wobei dabei nicht klar, was wirklich geschieht.

Die Minkowski-Metrik $ds^2 = d(ct)^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$ stammt übrigens aus der Theorie der Quaternionen. Ist $q = q_0 + q_1i + q_2j + q_3k$ eine Quaternion, so gilt $\text{Re}(q^2) = q_0^2 - q_1^2 - q_2^2 - q_3^2$. Der Übergang zu einem Produkt ist nun einfach. Wir setzen $q = q_0 + q_1i + q_2j + q_3k = q_0 + (q_1 + q_2 + q_3)i$, also $i = j = k$ mit $i^2 = j^2 = k^2 = -1$.

Selbst heute finden wir noch Bezeichnungen für einen Vierervektor mit $q = q_0 + q_1i + q_2j + q_3k$, wobei i, j, k die Einheitsvektoren der drei reellen Achsen bedeuten.

Glücklicherweise wurden nun magnetische Monopole entdeckt^{9,10,11}, so dass wir zu einer symmetrischen Darstellung kommen, obwohl sie eigentlich überflüssig ist. Insbesondere ist hierdurch das Relativprinzip ad Absurdum geführt. Ich gehe am Schluss kurz darauf ein. Wenn es uns gelänge die Fehler zu beheben, so wären wir in der Entwicklung ein großes Stück weiter.

Neuerdings tut sich etwas: Kontaktelektrizität birgt Überraschungen¹²

Wozu benötigen wir überhaupt eine Wechselspannung?

Manchmal wird behauptet, dass Wechselspannung der Gleichspannung vorzuziehen sei, weil die »Elektronen« bei Gleichstrom einen weiteren Weg zurücklegen als bei Wechselstrom; deshalb wäre der Widerstand bei Gleichstrom größer.

Jugendliche, die sich via Internet und Fernsehsendungen bilden wollen, glauben diesen Unsinn natürlich.

⁸ <http://www.ekkehard-friebe.de/Goedel94.htm>

⁹ http://www.pro-physik.de/details/news/1112445/Magnetische_Monopole_im_Spineis_gesichtet.html

¹⁰ http://www.pro-physik.de/details/news/1112349/Magnetische_Monopole_im_Spineis_gemessen.html

¹¹ http://www.pro-physik.de/details/news/1111471/Magnetische_Monopole_in_Bewegung.html

¹² <http://www.pro-physik.de/details/news/prophy14175news/news.html?laid=14175>

Fakt ist: Die Wechselspannung wird nur dazu benötigt, um sie auf Kleinst- wie auch Höchstspannungen transformieren zu können. Kleinstspannungen werden z.B. zum Betreiben von elektronischen Schaltungen und zum Laden von Akkumulatoren benötigt. Mit Höchstspannung kann viel Energie über große Strecken transportiert werden. Der **Energiestrom** $P = UI$ ist das **Produkt** aus **Spannung** und **Stromstärke**, besser wäre $S = E \times H$. Wegen $U = RI$ und $R = \rho \cdot \frac{\ell}{A}$, wobei R der Widerstand, ρ der spezifische Widerstand, ℓ die Leiterlänge sowie A die Querschnittsfläche des Leiters sind, wäre das Potentialgefälle längs des Leiters bei einer kleinen Querschnittsfläche und großer Stromstärke sehr groß. Bei einer nahezu verlustfreien Leistungsübertragung von 1kW über 4km müsste der Leiter einen Durchmesser von ca. 30 cm haben! Daher muss die Stromstärke so klein wie eben möglich bleiben. Bei gleichem **Energiestrom** $P = UI$ erfordert dies eine sehr große Spannung. Hier wäre es sogar besser die Höchstspannung wieder gleichzurichten, um sie dann möglichst verlustfrei über weite Strecken übertragen zu können.¹³ Kosten spielen hierbei eine gewichtige Rolle. Natürlich gäbe es darüber hinaus auch noch andere Möglichkeiten, auf die ich hier noch nicht eingehen kann. Natürlich kann auch pulsierender Gleichstrom transformiert werden. Hierbei wären sogar die „Verluste“ kleiner, da der Fluss in eine Richtung flösse.

Noch eine Bemerkung zu dem Urknall:

In dem Nichts, in dem nichts existiert, also auch kein Raum, macht es Bum und es entsteht die Raumzeit mit ihren verschiedenen Metriken! Ach ja, das Quantenmeer bzw. der DIRAC-See war natürlich schon immer da. Nur der Äther nicht.

Das ist **die leere Menge, die sich selbst als Element enthält**.

So entsteht „Moderne Physik“!

Physik gehorcht der Mathematik. Ich denke, Mathematik beschreibt Physik.

Übrigens, der Raum breitet sich mit Überlichtgeschwindigkeit aus. Dann ist aber dunkle Materie nichts anderes als von sich überlichtschnell ausbreitenden Sternen und Galaxien abstrahlendes Licht, das uns deshalb nicht erreicht.

Etwas über Materie erfährt der Leser hier.¹⁴

Natürlich gibt es auch keine „Schwarzen Löcher“!

Abschließend noch etwas Tröstliches! Es geht doch! Wer sucht, der findet!^{15,16}

Ich zeige nun an einfachen Beispielen, dass hier der Hase im Pfeffer liegt.

¹³ <http://www.faz.net/aktuell/wirtschaft/unternehmen/hgue-leitungen-im-gleichstrom-durch-europa-1592873.html>

¹⁴ <http://www.youtube.com/watch?v=eEZfFj7vuDs>

¹⁵ Frankel, Theodore: THE GEOMETRY OF PHYSICS, 3rd ed., 2012, Cambridge

¹⁶ http://www.thp.uni-koeln.de/Documents/zirnbauer_eddy_ss1998.pdf

2. ÜBER DIE EIGENSCHAFTEN EINES ELEKTRONS

Tragen wir zusammen, was Chemiker und Physiker über ein Elektron heute sagen.

Chemie

- In Metallen bilden einige Valenzelektronen ein Elektronengas (metallische Bindung).
- Die Ladung eines Elektrons beträgt _____ $e = -1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$.
- Der Atomdurchmesser Kupfer beträgt _____ $d_{\text{Atom}} = 2,6 \cdot 10^{-10} \text{ m}$.

Physik

- Die thermische Geschwindigkeit beträgt für Metalle _____ $v_{th} \approx 0,5 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}} - 1,6 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.
- Der Radius des schwingenden Elektrons beträgt¹⁷ _____ $r_e \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ m}$.
- Der Radius des „ruhenden“ Elektronenkerns beträgt¹⁵ _____ $R_G = 4,6339128 \cdot 10^{-56} \text{ m}$.
- Jedes Elektron besitzt unter der Zwangsbedingung des angeschlossenen Potentialgefälles (Spannung) eine Driftgeschwindigkeit.
- Jedes Elektron besitzt um sich herum ein **elektrisches Feld** (Wechselwirkung im **E-Feld**).
- Ein bewegtes Elektron besitzt (**zusätzlich**) ein **magnetisches Feld** (Wechselwirkung im **B-Feld**).
- Ein Elektron rotiert um eine Achse (Spin).

Hieraus ergeben sich folgende Fragen über ein Elektron.

- ❖ Welche Rolle spielt der ruhende Elektronenkern? Ist er positiv?
- ❖ Ist ein Elektron wie ein „Stabmagnet“ aufgebaut?
- ❖ Ist das Magnetfeld konzentrisch um seine Rotationsachse, falls eine existiert?
- ❖ Besitzt ein Elektron sogar ein **elektromagnetisches Feld**? Ist der magnetische Anteil des Feldes in der Ruhe nicht wahrnehmbar, da es sich eliminiert?
- ❖ Sind Eigenschaften der Elektronen also von der Geschwindigkeit abhängig?
- ❖ Treten die Erscheinungen nur bei Wechselwirkungen mit anderen Feldern auf?
- ❖ Woher weiß ein Elektron, dass es in ein magnetisches Feld eintritt?
- ❖ Wer hat das magnetische Feld bewegter Elektronen mit Hilfe von Hall-Generatoren gemessen?
- ❖ Woher bekommt ein Elektron seine Energie, um ständig ein elektrisches Feld abzustrahlen?

An dieser Stelle bleiben viele Fragen offen. Weitere Fragen werden aber noch hinzukommen.

Abschließend sei noch bemerkt, dass die bekannten Eigenschaften eines Elektrons, von dem wir nicht wissen wie dieses „Teilchen“ aufgebaut und beschaffen ist, durch Untersuchungen mit einem Fadenstrahlrohr, durch Kathodenstrahlen und Kondensatoren sowie geistige Konstrukte zugeordnet wurden. Die ersten Untersuchungen fanden zwischen 1820 – 1940 statt. Verbesserungen folgten. Da die Messungen meist auf magnetische Felder beruhen, ist hier äußerste Vorsicht geboten.

¹⁷ Electron, Universe, and the Large Numbers Between, Manfred Geilhaupt and John Wilcoxon,

<http://hestia.hs-niederrhein.de/~physik07//>

3. AMPÈRE UND DIE DRIFTGESCHWINDIGKEIT VON ELEKTRONEN IN METALLEN

Zunächst einmal stellt sich die Frage, wie sich ein bewegtes freies Elektron im Metall verhält?

Im Metallgitter bilden die Valenzschalen Schläuche, in denen sich die Leitungselektronen (freie Valenzelektronen) mit der thermischen Geschwindigkeit (Fermi-Geschwindigkeit) von $v_{th} \approx 1,6 \cdot 10^6 \frac{m}{s}$ (Kupfer) bewegen, um das Metall zusammenzuhalten, wie die Chemie sagt.⁴ Manchmal wird noch genauer zwischen thermischer und Fermi-Geschwindigkeit unterschieden. ($v_{th} \approx 10^6 \frac{m}{s}$ und $v_F \approx 1,6 \cdot 10^6 \frac{m}{s}$) Für die nachfolgenden Überlegungen ist das von untergeordneter Rolle.¹⁸

Jedes Elektron, das in das Metall eintritt, nimmt sofort diese Geschwindigkeit an. Ohne zusätzliche äußere Bedingung - das Metall (der Leiter) bleibt sich selbst überlassen und kein anderes Feld ist vorhanden - stellt sich sofort eine Gleichverteilung der Elektronen ein. Hierauf komme ich später noch einmal zurück. **Was unklar bleibt ist folgende Frage: Woher bezieht das Elektron seine Energie um ständig zu strahlen und Stöße mit anderen Elektronen und Ionen durchzuführen, die Schwingungsenergie freisetzen? Erinnerung: Kleinsche Flasche!**

Ich komme nun zur Driftgeschwindigkeit der Elektronen. Sie beträgt ca. $v_D \approx 10^{-3} \frac{m}{s}$.¹⁹

Diese „verdanken“ wir **André-Marie Ampère** (Physiker und Mathematiker), der die Nahwirkungstheorie ablehnte und so die Elektrodynamik meines Erachtens negativ bestimmte. Ampère zeigte sich sehr erbost über **Oersteds** Bemerkungen zu den Wirbelfeldern, lehnte er doch die Wirbelfelder von **Descartes** kategorisch ab. So stellte er die Hypothese der Driftgeschwindigkeit auf, die zu dieser Zeit große Zustimmung fand. Seine Fernwirkungstheorie bestimmt daher noch heute die gesamte Elektrodynamik. Erst **Seebeck** führte die von Oersted begonnene Fernwirkungstheorie von 1820 bis 1823 fort, **Seebeck-Effekt** (1822). Da er die Thermoelektrizität nicht mit Hilfe des Magnetfeldes beschreiben konnte und keinen Zusammenhang zum elektrischen Feld sah, war er gezwungen sich der Driftstromhypothese zu bedienen. Diese wurde später jedoch stark bekämpft, da sich zu viele Unstimmigkeiten ergaben. Damit war aber zu dieser Zeit der Driftstromfluss leider nicht mehr zu eliminieren. Weitere Experimente sollten den Driftstrom stützen.

Zur Richtigkeit dieser Theorie wurden insbesondere zwei Experimente herangezogen.

M. Faraday, 1821; Barlow: *Rotation eines Rades in Quecksilber, bei der durch einen Magneten durch die Lorentzkraft Elektronen abgelenkt werden,*

H. A. Rowland, 1876: *mit schnellen Elektronen in Luft,*

für das Verhalten des langsamen Elektronendriftstroms im Leiter geschlossen.

Fälschlicherweise wird manchmal behauptet, dass der Driftstrom, also die elektrische Stromstärke, direkt gemessen werden kann. Der Driftstrom ist aber reine Theorie, also nur im Kopf vorhanden. Gemessen wird immer indirekt: Ein Magnetfeld um den Leiter, die Verlängerung der Erwärmung oder über ein Potentialgefälle.

¹⁸ http://www.uni-leipzig.de/~mqf/poeppl/praes_ED_kap_3_4.pdf

¹⁹ <http://www.elektroniktutor.de/grundlg/geschw.html>

8

Betrachten wir zum Abschluss die Wärmeleitung. Hier strömt die Entropie von der hohen zur tiefen Temperatur in einem Leiter. Stellen wir in der einfachsten Form die elektrische Leitung der Thermoleitung gegenüber.

Bezeichnungen

| | Elektrodynamik | Thermodynamik |
|----------------------|--|--|
| Potential | φ | T |
| Potentialgefälle | U_{el} | U_{th} |
| Ursache | Ladungen | Ladungen |
| Stromdichte | J_Q | J_S |
| Spannung | $U_{el} = d\varphi$ | $U_{th} = dT$ |
| Strom | $I_Q = \frac{dQ}{dt}$ | $I_S = \frac{dS}{dt}$ |
| Leitfähigkeit | $L = \sigma_Q \cdot \frac{A}{\Delta x}$ | $L = \sigma_S \cdot \frac{A}{\Delta x}$ |
| Energieleitfähigkeit | $\lambda_Q = \varphi \cdot \sigma_Q$ | $\lambda_S = T_0 \cdot \sigma_S$ |
| Stromdichte | $J_Q = \sigma_Q \cdot \frac{U_{el}}{dx}$ | $J_S = \sigma_S \cdot \frac{U_{th}}{dx}$ |
| Definition | $I_Q = \sigma_Q \cdot U_Q$ | $I_S = \sigma_S \cdot U_{th}$ |
| Energiestrom | $\dot{E} = P_{el} = \varphi \cdot I_Q$ | $\dot{E} = P_{th} = T \cdot I_S$ |

Wie wir sehen, genügen beide Modelle denselben Gleichungen, wenn wir das Potential und die Temperatur sowie die Ladungen und die Entropie austauschen.

Der Seebeck-Effekt beschreibt die elektrische Spannung zwischen zwei Punkten eines elektrischen Leiters, die unterschiedliche Temperaturen aufweisen.

Es gilt in guter erster Näherung: $U_{el} = \alpha \cdot U_{th}$. Hierbei ist α **der Seebeck-Koeffizient**.

Begründet wird der Seebeck-Effekt durch folgendes Modell:

Die Elektronen am heißen Ende besitzen eine höhere Bewegungsenergie als die Elektronen am kalten Ende des Leiters. Dadurch ist die Elektronendichte am „kalten“ Ende größer als am „heißen“ Ende. Es kommt zu einem Elektronenstromfluss vom „kalten“ Ende zum „heißen“ Ende. **Leider ist diese Schlussfolgerung falsch!**

Richtig ist, dass bei Verwendung von verschiedenen Metallen die thermischen Geschwindigkeiten und die Elektronendichte in beiden Metallen unterschiedlich sind. Dadurch bildet sich bei Kontakt der beiden ein elektrisches Feld außerhalb aus, das sich mit Lichtgeschwindigkeit zu den Enden ausbreitet und dort wieder reflektiert wird. Nur dadurch kann ein Potentialgefälle (die Thermospannung) an den Enden gemessen werden. Es gibt aber kein Elektronengefälle, wie manchmal behauptet wird.

Fazit:

Der Unterschied zwischen elektrischer und thermischer Übertragung besteht darin, dass die elektrische Übertragung **auf** und die thermische Übertragung **in** dem Leiter stattfindet.

Beachte in diesem Zusammenhang auch^{20,21}

²⁰ <http://www.ivorcatt.co.uk/x0359b.htm>

²¹ <http://www.ivorcatt.co.uk/9658.jpg>

4. EIN EINFACHES MODELL ZUR BESTIMMUNG DER DRIFTGESCHWINDIGKEIT

Zur Berechnung nehmen wir eine Kupferleiterquerschnittsfläche von $A_L = 0,75 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ und eine Stromstärke von $I = 10^{-1} \text{ A}$ an. Ferner nehmen wir weiter an, dass alle Atome dicht beieinander in der Querschnittsfläche des Kupferleiters liegen.

Die Querschnittsfläche eines Atoms beträgt $A_{Atom} = 1,3^2 \cdot 10^{-20} \cdot \pi \text{ m}^2$.

Folglich gibt es

$$n = \frac{A_L}{A_{Atom}} = \frac{0,75 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2}{1,3^2 \cdot 10^{-20} \cdot \pi \text{ m}^2} = 4,44 \cdot 10^{13}$$

Atome im Zylinder mit der Grundfläche A_L und der Höhe des Atomdurchmessers d_{Atom} . Der genauere Wert ist $n = 10^9$. Pro Atom gibt es ca. 1,5 freie Elektronen. Das macht $1,5 \cdot n = 6,6568 \cdot 10^{13}$ Elektronen.

Driftet nun der Strom mit der Stärke I , so müssen diese $6,6568 \cdot 10^{13} \cdot 8,475 \cdot 10^{13}$ Elektronen durch die Grundfläche des Zylinders strömen. Dann sind die Elektronen der nächsten Atomschicht nachgerückt.

Die Ladung der im Zylinder vorhandenen Elektronen beträgt

$$\Delta Q = -6,6568 \cdot 10^{13} \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As} = -1,0664 \cdot 10^{-5} \text{ As}.$$

Das Minuszeichen lasse ich im Folgenden weg, da es für die Überlegungen irrelevant ist. Mit $I = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$ folgt $\Delta t = \frac{\Delta Q}{I}$. Die Zeit Δt , in der die Ladung ΔQ durch die Grundfläche geströmt ist, beträgt

$$\Delta t = \frac{\Delta Q}{I} = \frac{1,0664 \cdot 10^{-5} \text{ As}}{10^{-1} \text{ A}} = 1,0664 \cdot 10^{-4} \text{ s}.$$

In dieser Zeit haben die Elektronen im Mittel die Strecke $\Delta s = d_{Atom}$ des Atomdurchmessers zurückgelegt. Hieraus erhalten wir die Elektronendriftgeschwindigkeit

$$v = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{1,3 \cdot 10^{-10} \text{ m}}{1,0664 \cdot 10^{-4} \text{ s}} = 1,2190 \cdot 10^{-6} \frac{\text{m}}{\text{s}}.$$

Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist wie das Anhauchen einer Kanonenkugel, die gerade vorbeifliegt. Relativ zur thermischen Geschwindigkeit also $6 \frac{2}{3} \cdot 10^{-13}$.

Allgemein haben wir, wenn wir rückwärts einsetzen und ξ_{Atom} für die mittlere Anzahl der freien Elektronen pro Atom setzen

$$v = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{d_{Atom} \cdot I}{\Delta Q} = \frac{2 \cdot r_{Atom} \cdot I}{\xi_{Atom} \cdot n \cdot e} = \frac{2 \cdot r_{Atom} \cdot I \cdot A_{Atom}}{\xi_{Atom} \cdot A_L \cdot e} = \frac{2 \cdot I \cdot r_{Atom}^3 \cdot \pi}{\xi_{Atom} \cdot A_L \cdot e} = \frac{I}{A_L} \cdot \frac{2 \cdot r_{Atom}^3 \cdot \pi}{\xi_{Atom} \cdot e}.$$

Die mittlere Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Metall kann nun mit $J = \frac{I}{A_L}$ allgemein berechnet werden.

$$v = J \cdot \frac{2 \cdot r_{Atom}^3 \cdot \pi}{\xi_{Atom} \cdot e}$$

10

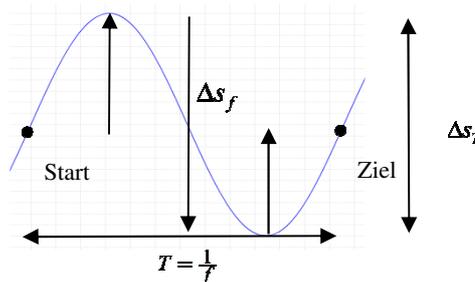
Vergleichen wir mit $v = \frac{J}{\rho}$, wobei ρ die Elektronendichte pro Volumen ist, so finden wir

$\rho = \frac{\xi_{Atom}}{2 \cdot r_{Atom}^3 \cdot \pi} e$. Mit $\rho = \frac{\Delta Q}{\Delta V}$ und $\Delta V = \pi r^2 \cdot 2r = 2 \cdot \pi r^3$ als Zylinder natürlich die Gleichung

$$\Delta Q = \rho \Delta V = \frac{\xi_{Atom}}{2 \cdot r_{Atom}^3 \cdot \pi} e \cdot 2 \cdot \pi r_{Atom}^3 = \xi_{Atom} \cdot e \text{ Ladungen pro Atom.}$$

Die bisherigen Betrachtungen beruhen natürlich auf Gleichspannung. Die Anzahl der Atome, die im Mittel in einer Sekunde passiert werden, beträgt ca. 7365 Atome.

Betrachten wir nun die Elektronendriftgeschwindigkeit unter Wechselspannung mit der Frequenz f . Ein Wechsel ist folglich ein Weg Δs_f hin und wieder zurück.



Bei einem Wechsel in der Zeit T wird die Strecke Δs_f zweimal zurückgelegt. Nun ist $\Delta s = v \cdot \Delta t$. Also wird in der Zeit T die Strecke $\Delta s_T = v \cdot T$ zurückgelegt. Folglich erhalten wir $\Delta s_T = 2\Delta s_f$. Endlich folgt durch Einsetzen $\Delta s_f = \frac{v}{2f} = J \cdot \frac{r_{Atom}^3 \cdot \pi}{\xi_{Atom} \cdot e \cdot f}$. Also ohne Berücksichtigung der Trägheit

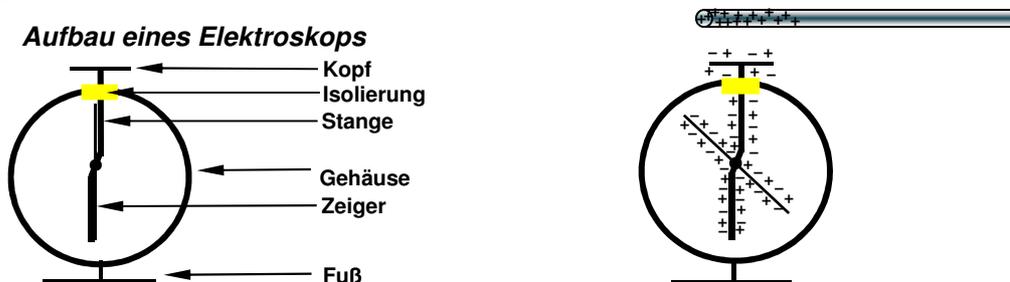
$$\Delta s_f = J \cdot \frac{r_{Atom}^3 \cdot \pi}{\xi_{Atom} \cdot e \cdot f}$$

Mit der Trägheit des Elektrons ist die Strecke bedeutend kürzer.

Bei einer Frequenz von 50Hz und den obigen Daten driftet ein Elektron die Strecke $\Delta s_{50\text{Hz}} = 9,575 \cdot 10^{-9}$ m. Bei 50kHz ist das nur noch die Strecke $\Delta s_{50\text{kHz}} = 9,575 \cdot 10^{-12}$ m. Hier liegen wir bereits in der Größenordnung des Atomdurchmessers. Gehen wir zu $f = 50\text{Mhz}$ über, so liegen wir in der Größenordnung des Atomkerns, also $\Delta s_{50\text{MHz}} = 9,575 \cdot 10^{-15}$ m. Der Durchmesser eines Elektrons beträgt etwa $4 \cdot 10^{-13}$ m. Bei einer Taktfrequenz eines modernen Computers von $f = 5\text{GHz}$ driftet nichts mehr (**Jetzt „spinnt“ es nur noch!**).

5. DIE UNSINNIGKEIT DER BEGRÜNDUNG DES ELEKTRISCHEN STROMES ANHAND DES ELEKTROSKOPS

Physiker behaupten oft, dass der elektrische Strom mit Hilfe des Elektroskops zu begründen sei. Dies ist natürlich schlicht falsch. Führen wir einen Versuch durch.



Kopf, Stange und Zeiger sind metallisch leitend untereinander verbunden. Durch eine Isolierung sind sie vom Gehäuse und Fuß leitend getrennt.

Ein durch Reiben mit einem Wolltuch positiv aufgeladener Glasstab wird in die Nähe des Kopfes, an verschiedenen Stellen der Stange und des Zeigers gebracht, aber nicht berührt. Danach wird der Stab wieder entfernt.

Beobachtung:

Bei Annäherung mit einem positiv geladenen Stab gibt es einen heftigen Ausschlag des Zeigers. Dieser verschwindet wieder, wenn der Stab entfernt wird. Die Größe des Zeigerausschlages ist unabhängig von der Geschwindigkeit mit der dieser Stab über den Kopf des Elektroskops geführt wird.

Genauer gilt: In einem Abstand von etwa 40cm reagiert der Zeiger des Elektroskops. Der Reaktionsradius ist folglich 40cm.

Da keine Berührung eintritt, muss sich um den stark geriebenen Stab etwas Unsichtbares befinden. Der Physiker nennt dieses Unsichtbare ein **Elektrisches Feld**, in Zeichen **E**, genauer ein **Elektrostatisches Feld**. Statisch heißt, dass es sich an einer festen Stelle des nichtmetallischen Raumes während der Zeit nicht ändert.

Es wird nun behauptet, dass dieser Ausschlag durch die Verschiebung von Elektronen entsteht. Diese Elektronen **sitzen an der Oberfläche des Metalls** und nur dort. Gerne werden sie als kleine Minuszeichen gekennzeichnet.

Dem aufmerksamen Leser wird nun aber nicht entgangen sein, dass die thermische Geschwindigkeit der Leitungselektronen im Metall (Kupfer) ungefähr $v_{th} \approx 1,6 \cdot 10^6 \frac{m}{s}$ beträgt. Wo soll sich folglich ein Elektron an der Oberfläche an einer Stelle befinden? So kann es also wohl nicht gemeint sein.

Möglicherweise ist aber nur eine Beeinflussung der zufällig an der Oberfläche des Metalls vorbeirasenden Elektronen gemeint. Diese werden dann irgendwie auf dieser Oberfläche festgehalten und gesammelt. Dann kommt es aber zu einem Stromfluss mit einer Oberflächendriftgeschwindigkeit. Da ein geriebener Stab unter Hochspannung steht, läge der Stromfluss bei ca. $10^{-12} A$, ein solcher wird jedoch nicht beobachtet.

Vielleicht liegt es auch daran, dass man sich seit 1880 keine Gedanken mehr gemacht hat, was im Metall wirklich geschieht. Auffällig ist, dass den Metallionen überhaupt keine Aufmerksamkeit zukommt (vgl. Seite 13 und 15 unten).

Schaut man sich Flüssigkeiten an, so besteht z. B. ein Wassermolekül aus einem **Dipol**. Dieses kann durch ein **elektrisches Feld** beeinflusst werden, da ein **Dipol** ein eigenes **E-**

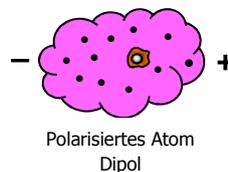
12

Feld besitzt. Eine andere Möglichkeit ist die Verschiebung von Elektronen um den Kern relativ zum Kern in ihren Orbitalen. Das Atom ist dann **polarisiert**. Es bildet nun ein **Dipol**.

Nehmen wir nun einmal an, dass Leitungselektronen nur für das Zusammenhalten eines Metalls zuständig sind. Dann käme den Metallionen eine Aufgabe zu.

Bauen wir ein neues Modell auf.

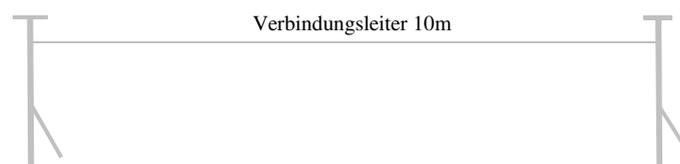
Eine mögliche Erklärung wäre nun eine **Polarisierung** der positiven Metallionen durch die Zwangsbedingung des angelegten äußeren elektrischen Feldes, welches sich auf der Oberfläche ausbreitet. Hierdurch entsteht eine Verschiebung der Elektronen in ihren Orbitalen. Die Ionen bilden **Dipole**. Diese Dipole bewirken ein eigenständiges elektrisches Feld auf der Oberfläche des Metalls und dieses Feld setzt sich nach Innen fort, indem es weitere Ionen polarisiert.



Hierbei handelt es sich um eine sehr vereinfachte Darstellung ohne Orbitale. Mit Orbitalen wäre sehr schnell klar, warum Elektronen nur zwischen gewissen Orbitalen wechseln können. Durch die Polarisation werden im Stab und Zeiger gleichsinnige elektrische Felder erzeugt, die sich abstoßen. Der Zeiger schlägt aus. Die Polarisation ist am Elektroskop durch die \pm - Zeichen dargestellt.

Ein weiteres Experiment ergibt sich mit einem zweiten Elektroskop. Wir verbinden die Köpfe beider Elektroskope durch eine (10m lange) metallische Leitung. Ein in die Nähe der Köpfe oder des Leiters gebrachter geladener Stab lässt beide Elektroskope ausschlagen. Auch hier verschwindet der Ausschlag nach Entfernen des Stabes. Berühren wir einen der Köpfe oder den Leiter mit dem geladenen Stab, so bleibt der Ausschlag beider Elektroskope bestehen. Das E -Feld ist nun ständig vorhanden. Eine mögliche Erklärung wäre, dass sich nun einige Elektronen wieder mehr an einem Ion aufhalten und dadurch das E -Feld aufrecht halten.

Wenn Elektronen in das Metall eingelagert werden, dann unterscheiden sich die Elektronen von den bereits vorhandenen nicht mehr, nehmen also die Fermi-Geschwindigkeit an und sind gleichmäßig im Metall verteilt. Das Metall ist nun nicht mehr nach außen elektrisch neutral, da die Elektronendichte größer ist als im neutralen Zustand. Ein elektrisches Feld ist die Folge und kann gemessen werden.



Eine herkömmliche Erklärung, die auf der Fernwirkungstheorie beruht, findet man überall im Internet. Ich erläutere sie hier kurz, da ich darum gebeten wurde.

Damit die herkömmliche Theorie aufrechterhalten werden kann, wird behauptet, dass kurzfristig ein elektrisches Feld im Leiter aufgebaut wird. Diese Behauptung ist hier nicht anwendbar, da keine äußere Spannungsquelle angeschlossen ist. Folglich wird Newton herangezogen. Es gilt ja der Impulssatz. Bei Annäherung eines negativ geladenen Stabes werden Leitungselektronen abgestoßen und aufgrund des Impulssatzes stößt nun ein Elektron das andere an, da sie alle negativ geladen sind und sich natürlich gleichgeladene Teilchen abstoßen. Nach dem Impulssatz stoßen sich nun alle Elektronen ab und setzen sich in eine Richtung fort. Es entsteht ein Potentialgefälle. Hier kann sofort durch Messung gezeigt werden, dass dies nicht der Fall ist. Eine weitere Überlegung zeigt aber sofort diese Unsinnigkeit der Behauptung. Bringen wir über beide Köpfe entgegengesetzt geladene Stäbe ohne Berührung an, so zeigt sich kein Ausschlag. Die gegensinnig sich ausbreitenden E -Felder längs der Leitungen löschen sich aus. Betrachten wir nun einen positiv geladenen Stab. Was geschieht dann in den Elektroskopen und in der Leitung? Die negativ geladenen Elektronen würden nun zum positiv geladenen Stab „gesaugt“. Der Impulssatz versagt hier völlig!

Laden oder Entladen wir nun das Metall durch Berührung mit einem geladenen Stab. Die Elektronen im Elektroskop und in den Leitungen verteilen sich durch die thermische Geschwindigkeit sofort gleichmäßig im Leiter und nehmen die thermische Geschwindigkeit des jeweiligen Leiters an. In verschiedenen Metallen kann die „Sättigung“ unterschiedlich sein.

Bringt man nun einen anders geladenen Stab in die Nähe eines der Köpfe oder der Verbindungsleitung, so gehen **beide** Zeigerausschläge zurück. Halten wir den geladenen Stab parallel zum Verbindungsleiter, so beobachten wir eine starke Anziehung des Leiters. Bei rechtwinkliger Annäherung ist die Anziehung schwach. Bei dem anders geladenen Stab beobachten wir auch eine Anziehung. Dieser Versuch kann mit beliebig vielen Elektroskopen durchgeführt werden. Die Beobachtungen bleiben gleich.

Die Erklärung eines hohen und niedrigen Potentials ist damit endgültig ad Absurdum geführt.

Hätten wir nach Berührung des Elektroskops mit einem negativ geladenen Stab ein hohes Potential, so müsste nach Berührung mit einem positiv geladenen Stab des anderen Elektroskops ein niedriges Potential entstehen. Diese unterschiedlichen Potentiale müssten sich durch einen Elektronendriftstrom ausgleichen. Das ist aber nicht der Fall, wie wir eben beschrieben haben!

Ein weiteres Gegenargument ist der **Oersted-Versuch**, der von Ampère und etwas später von Weber tiefgründiger physikalisch weiter untersucht wurde. Zwei gleichsinnig stromdurchflossene Leiter ziehen sich an. Dieses soll aber auf der gerichteten Ladungsbewegung der Elektronen beruhen, also deren Driftgeschwindigkeit und nicht deren Magnetfeld wie ich Eingangs bereits ausgeführt habe. Da sich nach dem Modell der Physiker die Elektronen in den Kopf des Elektroskops bewegen, müsste sich aber wieder ein Potentialgefälle einstellen.

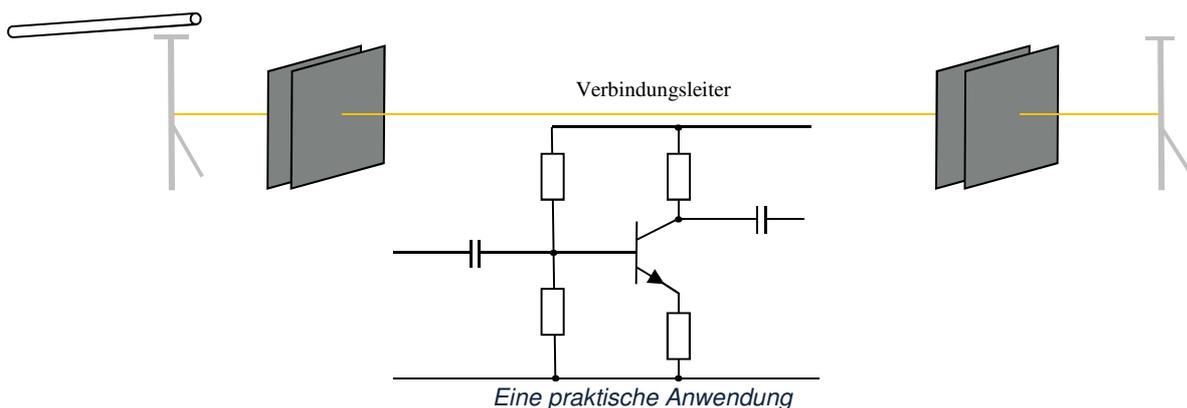
Der umgebende Raum (Luft) enthält doch eine hohe Konzentration von Ionen (saubere Luft zum Atmen). Folglich müsste sich die geladene Anordnung relativ schnell entladen, was nicht geschieht. Auch nicht durch eine w^- - oder w^+ -Reaktion (elektromagnetische schwache Kraft, Weakon).

In diesem statischen Modell kann also der elektrische Strom nicht erklärt werden. Was bleibt ist die Ausbreitung eines elektrischen Feldes bzw. einer longitudinalen elektrische Welle außerhalb (auf der Oberfläche) des metallischen Leiters. Die Ausbreitung geschieht mit Lichtgeschwindigkeit. Ein Signal kann daher nur außerhalb des Leiters übertragen werden. Das (graue, weiße) Rauschen wird teilweise durch die thermische Geschwindigkeit der Elektronen verursacht. Damit haben Ingenieure zu kämpfen. Zur Übertragung genügt ein Leiter.

Haben wir es mit Nichtleitern zu tun, z. B. PVC, so ist es hier anders. Aber auch nicht so wie wir es uns 2000 Jahre vorgestellt haben. Auf solchen Oberflächen bilden sich positive und negative Bereiche aus, zwischen denen sich elektrische Felder ausbilden.²² Vergleichbar mit den Sonnenflecken zwischen denen sich magnetische Felder ausbilden.

Der obige Versuch kann auch dahingehend modifiziert werden, Kondensatorplatten auf beiden Seiten dazwischen zu schalten. Die Ergebnisse bleiben wie oben beschrieben bestehen. Lädt man die äußere Platte, so kann der Abstand variiert werden. Der Abstand ist dann proportional zum Ausschlag des am anderen Ende aufgestellten Elektroskops. Messen wir dort die Ladung, so ist auch die proportional.

Nun stellt sich die Frage, was misst denn ein Ladungsmesser wirklich? Ladungen sicher nicht!



Später werden wir noch ein weiteres elektrisches Feld kennenlernen.

Zusammenfassung und Ausblick

Metallatome werden durch ein elektrisches Feld polarisiert. Die Überlagerung aller Einzelfelder ergibt ein starkes elektrisches Feld. Da sie in der Stange und im Zeiger gleichsinnig sind, stoßen sie sich ab. Möglicherweise können durch die Polarisation der Metallionen Leitungselektronen (**Ladungen**) beeinflusst werden. Eine **Driftgeschwindigkeit der Elektronen existiert jedoch nicht.**

An dieser Betrachtungsweise ändert sich auch nichts, wenn über die magnetischen und elektrischen Kräfte argumentiert wird. Hier bedarf es einer Überarbeitung der Modelle!

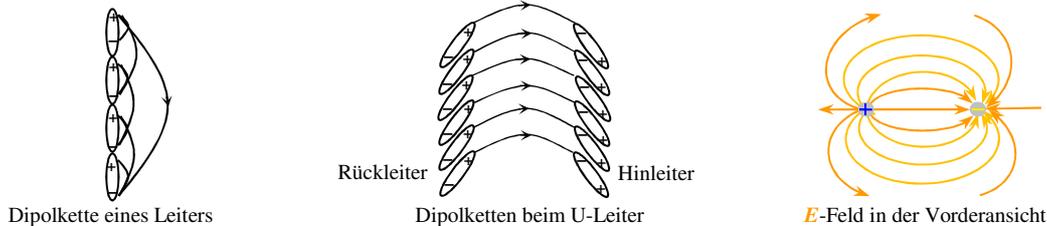
²² Kontaktelektrizität birgt Überraschungen: Auf Plastikoberflächen entstehen komplizierte Ladungsmuster.

<http://www.pro-physik.de/details/news/prophy14175news/news.html?laid=14175>

6. KONSTRUKTION EINES NEUEN MODELLS

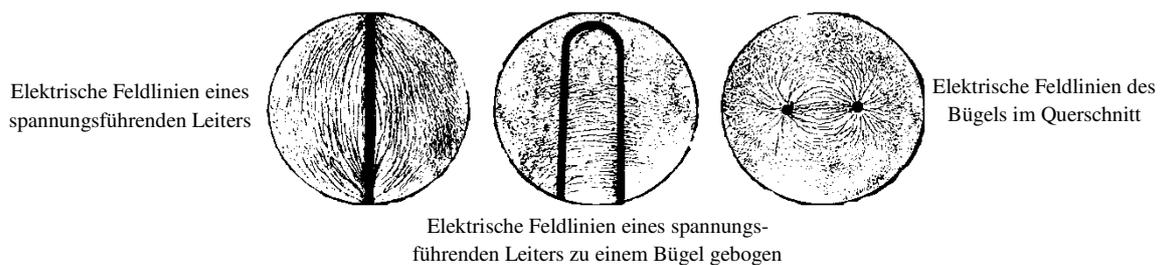
In diesem Abschnitt setzen wir eine Spannungsquelle, also einen äußeren Zwang auf das System voraus. Das hier auftretende elektrische Feld²³ ist ein dynamisches Feld^{24,25} und unterscheidet sich von dem statischen Feld erheblich. Dieses Feld wird in der Literatur mit \dot{A} bezeichnet. Im niedrigen Frequenzbereich heißt das Feld auch quasistationär, da hier nur kleine Strahlungen und Resonanzen jedoch keine stehenden Wellen auf Leitungen auftreten. Nur der Induktionsfall ist von Interesse. Bei Gleichspannung (kein Schaltvorgang) wird ein „statisches“ Feld auf der Leiteroberfläche generiert. Durch die Akzeptanz, der - wenn auch noch so kleinen - Polarisierungen der (positiven) Ionen kann das elektrische Feld zwischen den Leitern erklärt werden. Dieses E -Feld wird nun **gleichzeitig** von Plus- und Minuspol in Richtung des elektrischen Gerätes gestartet, das sich von der Oberfläche des Leiters nach Innen fortsetzt. Ein E -Feld im Leiter kann nicht gleichzeitig in die Gegenrichtung aufgebaut werden, da es das bereits vorhandene E -Feld auslöscht. Die in den polarisierten Metallionen beschleunigten Elektronen verursachen ein Magnetfeld.

Bilder im Modell



Zunächst stellt der aufmerksame Leser natürlich die Frage, ob das elektrische Feld so dargestellt werden kann. Die folgenden Bilder²⁶ zeigen, dass das neue Modell das elektrische Feld um den Leiter ganz natürlich wiedergibt.

Die eingespeiste Spannung beträgt zwischen 20 und 40 kV.



Damit kein Kurzschluss entsteht, ist hier graphitiertes Papier verwendet worden.

In unserem Modell (Dipolkette eines Leiters) überlagern sich die **elektrischen Dipolfelder** als Einzelfelder zu einem neuen **elektrischen Gesamtfeld**. Wird nun der Leiter zu einem U gebogen, so wechselwirken die beiden gegenüberstehenden Dipolketten des U-Leiters (Kondensator). Die Oberflächendipole drehen sich zueinander. Im dritten Bild ist der Querschnitt als Dipol zu sehen. Sie zeigen sich nur dann, wenn ein **äußeres**

²³ http://www.leifiphysik.de/web_ph09_g8/grundwissen/01e_feldlinien/01e_feldlinien.htm

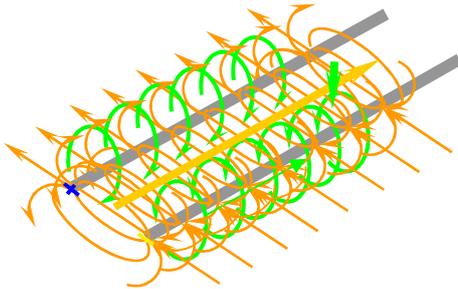
²⁴ <https://www.youtube.com/watch?v=W5-ftyWofDM&feature=related>

²⁵ <https://www.youtube.com/watch?v=4CCTRpsE6MQ&feature=relmfu>

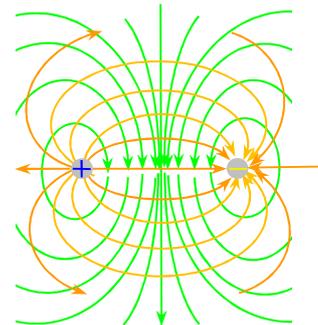
²⁶ *Bergmann-Schäfer, von H. Gobrecht Lehrbuch der Experimentalphysik, Band II, Elektrizität und Magnetismus, 6. Auflage; de Gruyter 1971*

Potentialgefälle angeschlossen wird oder wenn ein **äußeres elektrisches Feld** in der Nähe des Leiters erscheint.

Wodurch nun das Magnetfeld erzeugt wird, muss noch genau geklärt werden. Möglicherweise durch die zusätzliche Beschleunigung der Elektronen in ihren Orbitalen, denn durch die Polarisation der Ionen beschleunigen die Elektronen um den Kern. Andererseits werden auch die Leitungselektronen beeinflusst. Das elektromagnetische Feld wird daher im Modell als ein **EM-Impuls** auf und zwischen beiden Leitern in Richtung des elektrischen Gerätes dargestellt. Es gilt natürlich $E \perp H$.



Ausbreitung des **EM**-Feldes nach dem Einschaltvorgang



EM-Feld in der Vorderansicht

Beschreibbar ist die Ausbreitung des **EM**-Impulses mit dem Poynting-Vektor²⁷ $S = E \times H$. Nun wissen wir auch, dass dieser ‚Impuls‘ an der Lampe wie ein Signal reflektiert wird. Darauf gehe ich hier aber noch nicht ein. Eine weiterführende Analyse befindet sich bei Ivor Catt²⁸ auf der Seite Universität. Auf Feinheiten in den Interpretationen von Formeln komme ich später zurück.

In diesem Zusammenhang ist die magnetische Feldstärke um einen stromdurchflossenen Leiter interessant. Es gilt doch: $H \sim I$! Zur Stromstärke tragen aber nur die Elektronen bei, die sich durch eine gedachte Fläche bewegen. Wenn nun das Superpositionsprinzip Gültigkeit hat und jedes bewegte Elektron ein Magnetfeld generiert, warum löschen sich alle anderen Felder aus, egal welche Form der Leiter hat?

Fazit: Unser Modell beschreibt folglich den Sachverhalt richtig!

Ich empfehle auch folgende Links.^{29,30}

Nachträglich soll der Begriff „Elektrischer Leiter“ genau definiert werden.

Elemente des Periodensystems oder Legierungen dieser Elemente, die sowohl ein elektrisches Feld auf ihrer Oberfläche generieren wie auch transportieren können, heißen elektrische Leiter.

Beispiele sind alle Metalle und Graphit.

Verbindungen der Elemente des Periodensystems, die Ionen enthalten oder Ionen bilden können (flüssig oder gasförmig), heißen dielektrischen Leiter.

Beispiele bilden die Säuren und Basen, also auch Batterien. Das elektrische Feld, falls existent, befindet sich hier in dem Objekt und bildet insgesamt einen Kondensator.

Einen Teilchenstrahl (auch Plasma) heißt partielles Teilchenfeld. Es ist partial selbstleitend.

²⁷ https://en.wikipedia.org/wiki/John_Henry_Poynting

²⁸ <http://www.ivorcatt.co.uk/x0620.htm>

²⁹ <http://www.ivorcatt.org/x111.pdf>

³⁰ <http://www.ivorcatt.org/x121.pdf>

7. DAS DILEMMA DER MAXWELLSCHEN GLEICHUNGEN

Maxwell übertrug seine Forschungen aus der Strömungslehre für Flüssigkeiten unter der Kenntnis der Ergebnisse von Graßmann-Biot-Savart, Ampère sowie Faraday und stellte seine Gleichungen auf. Da er nicht verstand was im Kondensator vorging, führte er den Verschiebungsstrom ein. Außerdem nahm er eine Driftgeschwindigkeit der Elektronen mit (0,5 % der) Lichtgeschwindigkeit an. Soweit Maxwell!

Was beschreibt die maxwellsche Theorie?³¹ (Sie ist bis heute nicht korrigiert worden.)

1. Die maxwellsche Theorie beschreibt zusammenfassend und folgerichtig die elektrischen und magnetischen (elektrodynamischen) Grundgesetze.
2. Die maxwellsche Theorie erweist sich als **phänomenologische Theorie**. Sie beschreibt die elektrischen und magnetischen Eigenschaften eines Mediums mit Hilfe dreier Größen. Dies sind die relative Dielektrizität ϵ_r , die relative Permeabilität μ_r und die spezifische Leitfähigkeit σ . Hierbei wird nicht auf die Eigenschaft des Mediums noch seiner inneren Struktur eingegangen, sondern nur auf die Felder, die von ihnen hervorgerufen werden.
3. Die maxwellsche Theorie ist eine **makroskopische Theorie**. Sie betrachtet **Felder**, die von makroskopischen Ladungen und Strömen herrühren. Für das Volumen V , das die Ladungen und Ströme enthält, gilt selbstverständlich $V \gg V_M$. Hierbei ist V_M das Volumen eines Atoms oder Moleküls. Genauer sei $r \gg d$, wobei r der Abstand des zu betrachteten Punktes zu den Ladungen und Strömen sowie d der mittlere Durchmesser eines Atoms oder Moleküls ist. Darüber hinaus soll die Zeit T , in der Änderungen der Felder stattfinden, wesentlich größer sein als die Zeit T_M , in der mikroskopische Änderungen stattfinden, also $T \gg T_M$.
4. In der maxwellschen Theorie werden **Mittelwerte der Feldgrößen** betrachtet. Die makroskopischen Ladungen und Ströme werden über alle mikroskopische Ladungen und Ströme gemittelt. Für diese Mittelwertbildung gilt insbesondere der Punkt 3.
5. Die maxwellsche Theorie ist eine **Nahwirkungstheorie**. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist die Lichtgeschwindigkeit. Sie ist auf elektromagnetische Wellen, insbesondere hertzische Wellen abgestimmt.

Vergleiche Sie auch folgende Links.^{32,33}

Was auch gerne vergessen wird! Jede Messung ist mit einem Fehler behaftet. Führt man Gleichungen ein, so stellen sie eine Näherung dar, damit praktisches Arbeiten erst möglich wird. Werden nun aus Gleichungen neue Gleichungen entwickelt, so pflanzt sich der Fehler fort. Deshalb müssen die neuen Gleichungen auf ihren physikalischen Gehalt durch eine neue Messung überprüft werden. Dies allein genügt jedoch nicht, denn die Interpretation des Geschehens der Natur bedarf auch einer Verifikation. Stimmt es mit dem angelegten Modell überein? Ist das nicht der Fall, so ist das Modell zu verwerfen und nach einem geeigneten neuen Modell zu suchen. Leider ist das bis heute nicht geschehen und so sind wir seit 1820 immer noch auf der Suche nach der Wahrheit. Natürlich kann mir hier vorgeworfen werden, dass wir ja die Elektrochromodynamik haben. Aber leider gibt es auch hier einige Ungereimtheiten.

Kommen wir zurück und betrachten ein einfaches Beispiel.

³¹ Jaworski, B. M. und Detlaf, A. A.; deutsch Cap, F.; *Physik griffbereit*, Seite 482, Vieweg, 1972

³² <http://www.ekkehard-friebe.de/Gesetz-2.htm>

³³ <http://www.ivorcatt.org/ic3804.htm>

Ein Läufer rennt geradlinig an dem Ursprung des KOS vorbei. Ein einfacher Bewegungsvorgang wird jeder sagen. Betrachte ich jedoch die Bewegung bzgl. des Ursprunges des KOS, so ist es der Drehimpuls. Wir „Sehen“ etwas, was wir sehen wollen. Statt „Sehen“ können wir auch „Messen“ sagen.

2009 wurden endlich magnetische Monopole entdeckt.³⁴ Das Gesetz $d_x \mathbf{B}_t = 0$ bzw. $\text{div } \mathbf{B}_t = \nabla \cdot \mathbf{B}_t = 0$ ist durch $d_x \mathbf{B}_t = \rho^m$ zu ersetzen. Es muss jetzt alles überarbeitet werden. Für die Divergenz des Poynting-Vektors berechnen wir nun in isotropen Medien

$$\begin{aligned} -d_x \mathbf{S}_t &= -d_x (\mathbf{E}_t \wedge \mathbf{H}_t) \\ &= -d_x \mathbf{E}_t \wedge \mathbf{H}_t + \mathbf{E}_t \wedge d_x \mathbf{H}_t \\ &= (\dot{\mathbf{B}}_t + d_x \iota_v \mathbf{B}_t + \iota_v \rho^m) \wedge \mathbf{H}_t + \mathbf{E}_t \wedge (\dot{\mathbf{D}}_t + d_x \iota_v \mathbf{D}_t + \iota_v \rho^e) \\ &= \dot{\mathbf{B}}_t \wedge \mathbf{H}_t + d_x \iota_v \mathbf{B}_t \wedge \mathbf{H}_t + \iota_v \rho^m \wedge \mathbf{H}_t + \mathbf{E}_t \wedge \dot{\mathbf{D}}_t + \mathbf{E}_t \wedge d_x \iota_v \mathbf{D}_t + \mathbf{E}_t \wedge \iota_v \rho^e \\ &= \dot{\mathbf{B}}_t \wedge \mathbf{H}_t + \mathbf{E}_t \wedge \dot{\mathbf{D}}_t + \mathbf{E}_t \wedge \iota_v \rho^e + \iota_v \rho^m \wedge \mathbf{H}_t + d_x \iota_v \mathbf{B}_t \wedge \mathbf{H}_t + \mathbf{E}_t \wedge d_x \iota_v \mathbf{D}_t \\ &= \dot{\mathbf{B}}_t \wedge \mathbf{H}_t + \mathbf{E}_t \wedge \dot{\mathbf{D}}_t + \mathbf{E}_t \wedge \mathbf{j}_t^e + \mathbf{j}_t^m \wedge \mathbf{H}_t + d_x \mathbf{E}_t^F \wedge \mathbf{H}_t + \mathbf{E}_t \wedge d_x \mathbf{H}_t^M. \end{aligned}$$

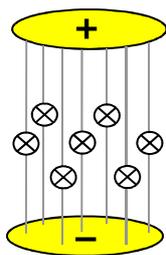
Hierbei bedeuten \mathbf{E}_t^F die **faradaysche** elektrische Feldstärke und \mathbf{H}_t^M die **maxwellsche** magnetische Feldstärke. \mathbf{j}_t^m kann als **magnetische Stromdichte** interpretiert werden.

Der Skinneffekt

Der direkte Nachweis des Skinneffekts beruht auf folgendem Versuch.

Ein Leiter wird in viele kleine Leiter aufgespalten. In der Mitte eines jeden der konzentrischen Leiter ist eine Glühlampe geschaltet. Wird eine hochfrequente Spannung angelegt, so leuchtet die mittlere Lampe nicht. Bei einer Gleichspannung leuchten alle Lampen.

Dieser Versuch hat natürlich einen Haken. Er zeigt nichts.



Alle Felder haben dieselbe Richtung, unabhängig von der angelegten Spannung. Das **E**- und das **H**-Feldes. Das **H**-Feld der mittleren Lampe wird von den äußeren Lampen geschwächt. Die **E**-Felder stoßen sich ab. Der Grund für das Nichtleuchten der mittleren Lampe ist meines Erachtens anderswo zu suchen. Die von den äußeren Lampen abgestrahlten **EM**-Wellen, insbesondere der **E**-Anteil, stört die Polarisierung der Ionen der mittleren Leitung durch die Laufzeitverzögerung. Das **E**-Feld wird dadurch annulliert. Beharrt man auf dem magnetischen Feld, so wird im inneren Leiter eine Induktionsspannung hervorgerufen, die die angelegte Spannung annulliert.

In meinem Modell tritt der Skinneffekt dadurch auf, dass die Polarisierung von außen nach innen durch das angeschlossene E-Feld gebildet wird. Bei höheren Frequenzen können die Elektronen in der Hülle dem äußeren Feld nicht mehr folgen. Insbesondere sind die nach innen liegenden Ionen noch in der Dipolbildung, wenn die äußeren sich schon in die entgegengesetzte Richtung bilden.

³⁴ http://www.pro-physik.de/details/news/1112445/Magnetische_Monopole_im_Spineis_gesichtet.html

8. DAS COULOMBSCHE GESETZ

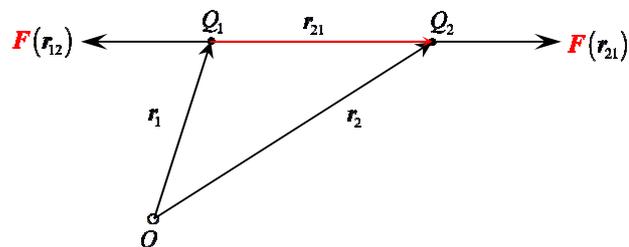
Ein geriebener Stab (z. B. Plexiglas) besitzt um sich herum ein **elektrisches Feld**. Eine Wirkung zeigt sich nur dann, wenn ein Gegenstand ins **elektrische Feld** gebracht wird. Daraus wird theoretisch geschlossen, dass es immer vorhanden ist. Es ist ein **elektrostatisches Feld**.

Das **coulombsche Gesetz** gibt die **Kraft** an, mit der sich zwei **punktförmige** Ladungen Q_1 und Q_2 im Abstand r anziehen bzw. abstoßen. Man beachte, dass es sich um **Punktladungen** handeln soll.

Demzufolge gilt das coulombsche Gesetz nicht, wenn die Ladungen nicht punktförmig sind! Ferner baut es auf dem newtonschen Kraftbegriff auf. Es ist daher nur von theoretischer Natur!

Das coulombsche Gesetz lautet

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}_{21}) := \frac{Q_2 Q_1}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{\mathbf{r}_{21}}{\|\mathbf{r}_{21}\|}, \quad r = \|\mathbf{r}_{21}\| = \|\mathbf{r}_{12}\|.$$



Hierbei ist O der Standort des Beobachters.

Betrachten wir das **elektrische Feld** und seine Definition einmal genauer.

Dieses ist natürlich ein **relatives Gesetz**. Machen wir daraus ein absolutes Gesetz! Wir schreiben

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}_{21}) = \frac{Q_2 Q_1}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{\mathbf{r}_{21}}{\|\mathbf{r}_{21}\|} = Q_2 \left\{ \frac{Q_1}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{\mathbf{r}_{21}}{\|\mathbf{r}_{21}\|} \right\} = Q_2 \mathbf{E}(\mathbf{r}_{21})$$

und **definieren neu**

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) := \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{\mathbf{r}}{\|\mathbf{r}\|}$$

als die **elektrische Feldstärke E** der **Punktladung Q** im Abstand r .

Q ist nun allein auf weiter Flur, hat damit kein elektrisches Feld. Damit ist das elektrische Feld, wie in $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ definiert, radialsymmetrisch. Insbesondere handelt es sich um eine longitudinale Schwingung, die von der Ladung ausgeht. Vorausgesetzt, es gilt die Superposition! Woher das Elektron seine Energie bezieht bleibt im Verborgenen. Im coulombschen Gesetz besitzt weder Q_1 noch Q_2 ein elektrisches Feld. Wieso dann $\mathbf{E}(\mathbf{r}_{21})$?

Eine Ladung versetzt nun den umgebenden Raum in einen „**Spannungszustand**“!

Diese Definition gibt insbesondere einen Zusammenhang zwischen der **Fernwirkungstheorie (Ladung) Q** und der **Nahwirkungstheorie (Feld) E** an.

Bemerkung:

Schauen wir noch einmal hin und bringen beide elektrischen Felder ein, so kann dieses Gesetz wie folgt geschrieben werden. Es bleibt aber ein „Fernwirkungsgesetz“!

$$\begin{aligned} \mathbf{F}(\mathbf{r}_{21}) &= \frac{Q_2 Q_1}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{\mathbf{r}_{21}}{\|\mathbf{r}_{21}\|} \\ &= -4\pi\epsilon_0 r^2 \frac{\mathbf{r}_{21}}{\|\mathbf{r}_{21}\|} \left\{ \frac{Q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{\mathbf{r}_{12}}{\|\mathbf{r}_{12}\|} \right\} \bullet \left\{ \frac{Q_1}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{\mathbf{r}_{21}}{\|\mathbf{r}_{21}\|} \right\} \\ &= -8\pi r^2 \cdot \frac{\mathbf{r}_{21}}{\|\mathbf{r}_{21}\|} \cdot \frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}(\mathbf{r}_{12}) \bullet \mathbf{E}(\mathbf{r}_{21}) \end{aligned}$$

Die Abhängigkeit der Kraft ist nun als Skalarprodukt der elektrischen Felder in Richtung $\mathbf{r}_{21}/\|\mathbf{r}_{21}\|$ definiert. Da jede Gleichung auf die newtonschen Gleichungen zurückgeführt wird, ist hier schon das Quadrat der Feldstärke in der Energiegleichung zu erkennen. Dazu sei $Q_1 = Q_2$, dann geht mit ϵ_r als Dielektrizitätszahl wegen $\mathbf{r}_{12} = -\mathbf{r}_{21}$ die obige Gleichung über in

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}_{21}) = 8\pi r^2 \cdot \frac{\mathbf{r}_{21}}{\|\mathbf{r}_{21}\|} \cdot \epsilon_r \cdot \frac{\epsilon_0}{2} (\mathbf{E}(\mathbf{r}_{21}))^2.$$

Bemerkung Ende!

Wir definieren wieder neu. Eine Testladung q erfährt im elektrischen Feld \mathbf{E} von Q die Kraft \mathbf{F} der Größe

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E}.$$

Dazu wird im coulombschen Gesetz $Q_1 = Q$, $Q_2 = q$ gesetzt.

Von Punktladungen ist nun keine Rede mehr. Die Abstandsvektoren werden freundlich weggelassen.

Insbesondere wird hier auch klar, da \mathbf{E} durch eine alternierende Differentialform (pfaßsche Form) dargestellt wird, dass die Kraft \mathbf{F} auch eine pfaßsche Form ist.

Diese letzte Definition soll eine Messvorschrift und damit eine allgemeine Definition der elektrischen Feldstärke \mathbf{E} liefern.

$$\mathbf{E} := \frac{1}{q} \mathbf{F}$$

Natürlich erfüllt das coulombschen Gesetz *actio ist gleich reactio*, da auch das newtonsche Gesetz fehlerhaft ist. Dazu wird aber eine Testladung Q benötigt. Erst dann gilt $\mathbf{F}(\mathbf{r}_{12}) = -\mathbf{F}(\mathbf{r}_{21})$. Dieses ist ein universelles Gesetz und gilt überall, also auch ohne Gravitation. Bei der Messung ist einiges zu beachten.

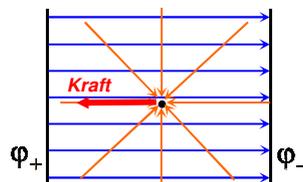
Keine anderen Ladungen befinden sich in der Nähe und es können auch keine influenzierenden Ladungen entstehen. Die Testladung q soll folgende Bedingung erfüllen:

1. q besitzt kein elektrisches Feld!
2. $\mathbf{E} = \lim_{\substack{q \rightarrow 0 \\ \rho \rightarrow 0}} \frac{\mathbf{F}}{q}.$

Dies soll ausdrücken, dass der Radius ρ des Probekörpers, der in ein vorhandenes Feld zur Messung gebracht wird und die Ladung q so klein sein sollen, dass keine Wechselwirkung mit dem vorhandenen Feld entsteht. Also ein gedankliches, nicht wirkliches Hineinbringen des Probekörpers. Daher sollte besser von **virtueller Ladung** statt **Testladung** gesprochen werden. **Leider wird die erste Bedingung nie formuliert! Sonst wäre klar, dass hier unsauber gearbeitet wird.**

Interessant ist darüber hinaus, dass dieses **Gesetz nicht anwendbar** ist, wenn zwei metallische Kugeln sich gegenüberstehen und nur eine geladen ist. Der Versuch zeigt immer eine Anziehung, also eine Kraft an. Nach dem coulombschen Gesetz ist die Kraft aber 0N. Über „influzierende“ Ladungen gibt es kein Gesetz. Auch der Trick mit einer anschließenden Trennung in zwei Kugelhälften liefert keine Aussage, da schließlich nun drei Ladungsträger in Wechselwirkung stehen. **Vgl. auch 4.**

Betrachten wir zum Beispiel ein Elektron in einem elektrischen Feld eines Plattenkondensators.



Die verschiedenen Farben sind nur zur Deutlichmachung gezeichnet und stellen die Richtungen der beiden unabhängigen elektrischen Felder dar. Das Elektron wird zur positiven Platte beschleunigt, da sich Felder mit gleicher Richtung verstärken und Felder mit entgegengesetzter Richtung schwächen. Das resultierende Feld hat natürlich völlig neue Richtungen. Elektrische und magnetische Felder sind dual zueinander, wie wir später sehen werden. Die Kraft ist mit -1 zu multiplizieren, transversale Orientierung.

Ein weiteres Paradoxon

Zunächst laden wir eine Kugel mit einem Radius r_1 durch eine Hochspannung auf. Die geladene Kugel bringen wir in Kontakt mit einer weiteren Kugel mit einem Radius r_2 . Beide Kugeln haben nun gleiches Potential φ . Folglich gilt

$$\frac{Q_1}{C_1} = \varphi = \frac{Q_2}{C_2}.$$

Die Kapazität einer Kugel mit einem Radius r ist bekanntlich $C = 4\pi\epsilon_0 r$. Setzen wir ein, so folgt

$$\frac{Q_1}{4\pi\epsilon_0 r_1} = \frac{Q_2}{4\pi\epsilon_0 r_2} \Leftrightarrow \frac{Q_1}{r_1} = \frac{Q_2}{r_2} \Leftrightarrow \frac{Q_1}{Q_2} = \frac{r_1}{r_2}. \quad (\#)$$

Andererseits bringen wir nun eine virtuelle Ladung q , sagen wir ein Elektron, so in das Feld einer jeden Kugel, dass beide Kräfte gleich groß sind. Dann folgt mit dem coulombschen Gesetz die Gleichung

$$\frac{Q_1 q}{4\pi\epsilon_0 (r_1 + a_1)^2} = \frac{Q_2 q}{4\pi\epsilon_0 (r_2 + a_2)^2} \Leftrightarrow \frac{Q_1}{(r_1 + a_1)^2} = \frac{Q_2}{(r_2 + a_2)^2} \Leftrightarrow \frac{Q_1}{Q_2} = \frac{(r_1 + a_1)^2}{(r_2 + a_2)^2}.$$

Die Abstände a_1 und a_2 können nun beliebig klein gemacht werden. Seien also $a_1 \ll r_1$ und $a_2 \ll r_2$. Wir finden mit dieser Näherung

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \quad (\#\#)$$

da nun die Abstände a_1 und a_2 vernachlässigt werden können. Insgesamt haben wir mit (#) und (\#\#)

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{Q_1}{Q_2} = \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2.$$

Das coulombsche Gesetz ist folglich zu modifizieren, wenn nicht sogar zu verwerfen. Insbesondere trifft dies auch auf das Gravitationsgesetz zu!

Eine mögliche Änderung wäre $F = kE(r)^2$. Die Felder üben Kräfte aus.

Vergleiche³⁵

Somit komme ich zu folgendem Schluss. Niemand hat ein Interesse die wahren Zusammenhänge zu finden. Der Ingenieur nicht, da er anders denkt und seine eigenen Vorstellungen aufbaut. Der Physiker nicht, da er lieber an einer Weltformel bastelt oder dunkle Materie untersucht, die auf falschen Grundlagen aufbauen. In manchen Fällen wächst das Potential aufgrund des Logarithmus' auch mit dem Abstand.

Woher ein Elektron seine Energie bekommt, um zu schwingen, also ein elektrisches Feld abzustrahlen, bleibt im Verborgenen. Ferner geht die Energie in einer Kugelschale mit wachsendem Abstand verloren.³⁶ Also geht es ohne Äther oder Raumenergie, etc. nicht, wie Einstein später auch sagte.

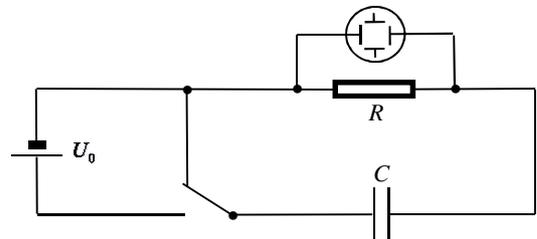
³⁵ <http://www.ekkehard-friebe.de/WiW-1984.htm>

³⁶ Claus W. Turtur: Zwei Paradoxa zur Existenz elektrischer Ladung. Fachhochschule Braunschweig-Wolfenbüttel, 17.10.07

9. DER KONDENSATOR, DAS UNBEKANNTE WESEN

Betrachten wir einen Plattenkondensator, also zwei gegenüberstehende metallische Platten, der über einen Schalter mit einer Gleichspannungsquelle verbunden wird. Obwohl der Stromkreis unterbrochen ist, beobachten wir einen Ladungsstromfluss nach Schließen des Schalters.

Zunächst wird der Schalter umgelegt, so dass die Spannungsquelle angeschlossen ist. Die Leiter sind in diesem Augenblick als Äquipotentialflächen zu betrachten, da sich das elektrische Feld mit Lichtgeschwindigkeit auf der Oberfläche der Leiter ausbreitet.



Die am Kondensator anstehende Spannung baut nun ein Elektrisches Feld zwischen den Platten auf. Dafür ist am Anfang viel Energie nötig, die im Laufe der Zeit abnimmt. Folglich wird der Kondensator als kurzgeschlossen betrachtet, so dass der Ladestrom $I = \frac{U_0}{R}$ im Augenblick des Einschaltens fließt.

Stellen wir die Energiebilanz auf. Der Energieerhaltungssatz liefert

$$E_C(t) + E_R(t) + E_{Batt}(t) = 0.$$

Durch Differenzieren erhalten wir den Energiestrom. Beachte, dass in der Spannungsquelle der Energiestrom in die umgekehrte Richtung strömt (aktive Quelle). Also

$$\begin{aligned} \dot{E}_C(t) + \dot{E}_R(t) + \dot{E}_{Batt}(t) = 0 &\Leftrightarrow CU_C(t)\dot{U}_C(t) + U_R(t)I_R(t) - U_0I_R(t) = 0 \\ &\Leftrightarrow CU_C(t)\dot{U}_C(t) + \frac{1}{R}U_R(t)U_R(t) - \frac{1}{R}U_0U_R(t) = 0 \\ &\Leftrightarrow U_C(t)\dot{U}_C(t) + \frac{1}{CR}U_R(t)(U_R(t) - U_0) = 0. \end{aligned}$$

Nun gilt aber nach Kirchhoff (Maschenregel) $U_0 = U_C(t) + U_R(t)$. Eliminieren wir $U_R(t)$, so folgt

$$U_C(t)\dot{U}_C(t) + \frac{1}{CR}(U_C(t) - U_0)U_C(t) = 0 \Leftrightarrow \left(\dot{U}_C(t) + \frac{1}{RC}(U_C(t) - U_0)\right)U_C(t) = 0.$$

Die Klammer muss für alle Zeiten verschwinden, da sonst $U_C(t) \neq \text{konst.}$ Folglich gilt $\dot{U}_C(t) + \frac{1}{RC}(U_C(t) - U_0) = 0$. Wir erhalten eine inhomogene DGL 1. Ordnung

$$\dot{U}_C(t) + \frac{1}{RC}U_C(t) = \frac{1}{RC}U_0,$$

mit der Lösung $U_C(t) = U_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right)$. Soweit die Theorie.

Nachbetrachtung

Die Annahme, dass der Kondensator einen Kurzschluss im Augenblick des Einschaltens darstellt, ist natürlich nicht gerechtfertigt. Begründet wird er durch einen sogenannten

‚Verschiebungsstrom‘, der in Ermangelung des Verstehens eingeführt wurde und noch heute durch die Physikvorlesungen und Physikbücher geistert und dort sein Unwesen treibt. Da ein Ladungsstrom niemals direkt gemessen werden kann, ist auch die DGL des Energiestroms nur von theoretischer Bedeutung, da er von dem Ladungsstrom ‚getragen‘ wird. Selbst bei einem Kondensator ohne Dielektrikum in Vakuum beobachten wir einen solchen Ladevorgang. Möglicherweise findet eine Wechselwirkung mit dem Raum statt, die leider bis heute noch nicht erforscht ist. Normalerweise sollte der Kondensator ‚sofort‘ die Spannung U_0 und damit das volle elektrische Feld tragen, da sich das elektrische Feld längs (also außerhalb) der Leitung mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet. Da am offenen Kondensator das sich ausbreitende E -Feld reflektiert wird und somit immer hin und herläuft bis der Kondensator geladen ist, kann das E -Feld als Ursache und das Magnetfeld H um den Leiter, das wir als elektrischen Strom interpretieren, als Folge des elektrischen Feldes angesehen werden. In der Energiebilanz des Ladens und Entladens wird grundsätzlich die Energie $\frac{1}{2}CU_0^2$ im Widerstand in Wärme verbrannt.

Bekannt ist dieser Sachzusammenhang schon seit 1976.^{37,38,39,40}

*Jedoch: Dieses E -Feld ist kein statisches Feld, sondern ein erzwungenes dynamisches E -Feld. Es ist das \dot{A} -Feld. **Wir haben es hier mit zwei unterschiedlichen Feldern zu tun.***

Äquipotentialflächen gibt es folglich nur in der Elektrostatik. Der Kondensator ist dann geladen. Ich verweise in diesem Zusammenhang auch auf folgenden Link.

Freie Energie "Kalter Strom" Präsentation⁴¹

Abschließende Bemerkung

Ein Kondensator ist folglich kein Ladungsspeicher, sondern ein Feldspeicher. Bei der Entladung des Feldes mit nahe Lichtgeschwindigkeit quantisiert das Feld schlagartig den umgebenden Raum und Lichtquanten werden erzeugt.

In der Atmosphäre (Troposphäre) wird zusätzlich ein Plasmastrom erzeugt, wobei auch Kerne spalten, fusionieren und Sekundärstrahlen auftreten können. Evtl. transmutieren auch Elemente.

Auch im folgenden Video geht der gute Herr von der Geschwindigkeit nahe c aus, wenigstens aber von der Fermi-Geschwindigkeit aus! Das tat auch Maxwell! **Der Stromkreis ist nicht geschlossen.** Folglich fließt auch **kein Strom!**⁴²

³⁷ <http://www.ivorcatt.org/x111.pdf>

³⁸ <http://www.ivorcatt.com/411.htm>

³⁹ <http://www.ivorcatt.co.uk/965.htm>

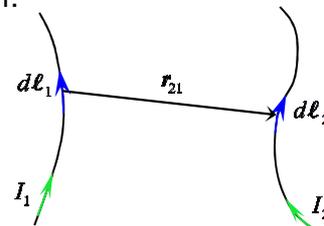
⁴⁰ <http://www.ivorcatt.org/x121.pdf>

⁴¹ http://www.youtube.com/watch?v=wAtqPL_maeg&playnext=1&list=PL105ED658C661891E

10. DAS AMPÈRESCHE GESETZ

Das ampèresche Gesetz sagt etwas über die Kräfte zweier benachbarter stromdurchflossener Leiter aus. Richtiger sollte es das Gesetz von **Ampère-Weber** heißen. Die mathematische Schreibweise lautet in moderner Form:

$$d^{(2)}\mathbf{F}_2 = \frac{\mu_0}{4\pi r^2} \frac{I_2 d\ell_2 \times (I_1 d\ell_1 \times \mathbf{r}_{21})}{\|\mathbf{r}_{21}\|}, \text{ mit } r := \|\mathbf{r}_{21}\|.$$

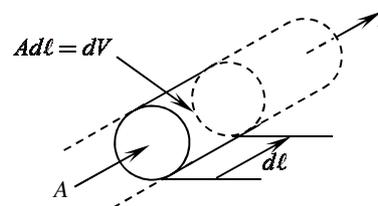


$d^{(2)}\mathbf{F}_2$ ist die Kraft auf das Stromelement 2. $d^{(2)}\mathbf{F}_1$ ergibt sich durch Vertauschen der Indices. $d^{(2)}$ statt d soll andeuten, dass die Kraft klein von 2. Ordnung, also eine Näherung ist. Mithin ist die Kraft proportional zum Radiusvektor. Da hier wieder Pseudovektoren auftreten, ist Vorsicht geboten! $d^{(2)}\mathbf{F}_2$ beschreibt eigentlich ein Volumenelement mit einem differentiellen Flächenelement.

$$d^{(2)}\mathbf{F}_2 \sim \frac{\mathbf{r}_{21}}{\|\mathbf{r}_{21}\|}$$

Nun substituieren wir $I d\ell = j dV$ sowie $\mathbf{j} = \rho \mathbf{v}$ und erhalten $I d\ell = \rho dV \mathbf{v}$. Setzen wir ein.

$$d^{(2)}\mathbf{F}_2 = \frac{\mu_0}{4\pi r^2} \frac{\rho_2 dV_2 \mathbf{v}_2 \times (\rho_1 dV_1 \mathbf{v}_1 \times \mathbf{r}_{21})}{\|\mathbf{r}_{21}\|}, \text{ mit } r := \|\mathbf{r}_{21}\|$$



Der große **Nachteil** des Gesetzes ist die **Nichtnachprüfbarkeit**. Zum anderen **gilt nicht mehr actio gleich reactio**. Berechnet man die Kraft über die gesamten Leiterlängen, so ist das 3. newtonsche Gesetz für die einfachen bekannten Leiter erfüllt. Mit Mittelwertbildung scheint es also erfüllt zu sein. Das ist aber auch nicht erstaunlich.

Mit dem Zusammenhang $dQ = \rho dV$ und $\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} = c^2$ folgt

$$\begin{aligned} d^{(2)}\mathbf{F}_2 &= \frac{\mu_0}{4\pi r^2} \frac{dQ_2 \mathbf{v}_2 \times (dQ_1 \mathbf{v}_1 \times \mathbf{r}_{21})}{\|\mathbf{r}_{21}\|} \\ &= \frac{1}{4\pi \epsilon_0 r^2 c^2} \frac{dQ_2 \mathbf{v}_2 \times (dQ_1 \mathbf{v}_1 \times \mathbf{r}_{21})}{\|\mathbf{r}_{21}\|} \\ &= \frac{1}{4\pi \epsilon_0 r^2} \frac{dQ_2 \frac{\mathbf{v}_2}{c} \times (dQ_1 \frac{\mathbf{v}_1}{c} \times \mathbf{r}_{21})}{\|\mathbf{r}_{21}\|}. \end{aligned}$$

Vergleichen wir mit dem coulombschen Gesetz. Im stationären Fall ist $dQ = Q$, also

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}_{21}) = \frac{1}{4\pi \epsilon_0 r^2} \frac{dQ_2 \cdot dQ_1 \cdot \mathbf{r}_{21}}{\|\mathbf{r}_{21}\|}$$

⁴² <http://www.youtube.com/watch?hl=en&v=dup7lSm0z1c&gl=US>

Für $v_1 = v_2 = c$ sind beide Gesetze identisch. Es scheint daher μ_0 oder ε_0 geschwindigkeitsabhängig, also keine Konstante zu sein. Hier wurde wahrscheinlich geschlammt.

Auch sollte **die Kraft klein von 2. Ordnung** sein. Der **Trick** des Mathematikers Ampère bestand daher einfach darin, den Elektronen eine Driftgeschwindigkeit v zu verpassen und das coulombsche Gesetz mittel Mathematik dahingehend zu modifizieren bzw. zu manipulieren, dass die Richtungen der Bewegungen mit Hilfe des Kreuzproduktes stimmen. Eine geniale Leistung! Da Ampère Wirbelfelder ablehnte, war ihm sicher das magnetische Wirbelfeld H nach Graßmann-Biot-Savart auch suspekt.

Die ursprüngliche Gleichung von Ampère-Weber ist hier schon modifiziert angepasst worden.

Wenn schon etwas mit dem coulombschen Gesetz nicht stimmt, dann stimmt auch etwas mit dem ampèreschen Gesetz nicht. Zeigen doch beide, dass die Kraft proportional zum Quadrat der Feldstärke ist.

An dieser Stelle möchte ich noch einen anderen Aspekt einbringen, um dann in der späteren Rückschau aus einem anderen Blickwinkel die beiden Gesetze möglicherweise zu reformieren.

Schreiben wir das ampèresche Gesetz um, so sehen wir darin das Gesetz von **Graßmann-Biot-Savart**.

$$d^{(2)}\mathbf{F}_2 = I_2 d\boldsymbol{\ell}_2 \times \underbrace{\frac{\mu_0}{4\pi r^2} \frac{I_1 d\boldsymbol{\ell}_1 \times \mathbf{r}_{21}}{\|\mathbf{r}_{21}\|}}_{\text{Graßmann-Biot-Savart}}$$

11. DAS GESETZ VON GRASSMANN-BIOT-SAVART

Es lautet in der ursprünglichen (schon moderneren) Form

$$\mathbf{H}_i(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \oint_L \left(\frac{i(t)}{r^2} d\ell \times \frac{\mathbf{r}}{\|\mathbf{r}\|} \right),$$

wobei hier die elektrische Stromstärke i als die Ursache der magnetischen Feldstärke anzusehen ist und gilt nur für den geschlossenen Stromkreis. Dieses Gesetz muss aber noch Nebenbedingungen erfüllen.

1. Auf der Oberfläche des Leiters ist \mathbf{H}_i an jeder Stelle maximal gleich groß.
2. Das Integral über den Rand der Querschnittsfläche des Leiters muss $i(t)$ ergeben.

Hier ist sofort anzumerken, dass der Leiter unendlich dünn ist. Es gibt einen solchen Leiter nicht, folglich auch keine Ober- und Querschnittsfläche.

Schauen wir uns das Differential an. Wir finden

$$d\mathbf{H}_i(x, y, z) = \frac{i(t)}{4\pi r^2} d\ell \times \frac{\mathbf{r}}{\|\mathbf{r}\|}.$$

Diese Beschreibung bedarf einer Interpretation. Gesucht ist die magnetische Feldstärke in einem Punkt (x, y, z) des dreidimensionalen Raumes, also $d\mathbf{H}_i(x, y, z)$. Der Einheitsvektor $\frac{\mathbf{r}}{\|\mathbf{r}\|}$ zeigt von einem Punkt des Leiters L_ℓ auf den zu messenden Punkt P . Das Kreuzprodukt, als Vektor interpretiert, dient zur Beschreibung der Richtung des \mathbf{H}_i -Feldes. Dieses Kreuzprodukt stellt eine alternierende vektorwertige Bilinearform dar κ .

Wir wollen den Satz von Grassmann-Biot-Savart genauer betrachten. Es ist natürlich unnötig über eine geschlossene Leiterschleife zu integrieren.

Formulieren wir das Gesetz um und interpretieren es neu.

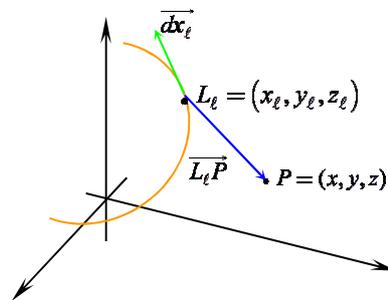
Grassmann-Biot-Savart

Es sei $L_\ell = (x_\ell, y_\ell, z_\ell)$ ein Punkt des Leiters, $P = (x, y, z)$ ein beliebiger Raumpunkt in dem \mathbf{H}_i berechnet wird.

Mit $\overrightarrow{dx_\ell} = \begin{pmatrix} dx_\ell \\ dy_\ell \\ dz_\ell \end{pmatrix}$ und $\overrightarrow{L_\ell P} = \begin{pmatrix} x - x_\ell \\ y - y_\ell \\ z - z_\ell \end{pmatrix}$ sowie der

vektorwertigen alternierenden Bilinearform κ , definiert durch

$$\kappa(\overrightarrow{dx_\ell}, \overrightarrow{L_\ell P}) = \begin{pmatrix} (z - z_\ell)dy_\ell - (y - y_\ell)dz_\ell \\ (x - x_\ell)dz_\ell - (z - z_\ell)dx_\ell \\ (y - y_\ell)dx_\ell - (x - x_\ell)dy_\ell \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -(z - z_\ell) \\ y - y_\ell \end{pmatrix} dx_\ell + \begin{pmatrix} z - z_\ell \\ 0 \\ -(x - x_\ell) \end{pmatrix} dy_\ell + \begin{pmatrix} -(y - y_\ell) \\ x - x_\ell \\ 0 \end{pmatrix} dz_\ell$$



und der Länge des Abstandes der Punkte L_ℓ und P

$$\|\overline{L_\ell P}\| = \sqrt{(x - x_\ell)^2 + (y - y_\ell)^2 + (z - z_\ell)^2}$$

lautet das Gesetz von **Grassmann-Biot-Savart** für ein Leiterstück L :

Die **magnetische Feldstärke** \mathbf{H}_t berechnet sich im Punkt $P = (x, y, z)$ durch

$$\mathbf{H}_t(x, y, z) = \frac{i(t)}{4\pi} \int_L \frac{1}{\|\overline{L_\ell P}\|^3} \kappa(\overline{dx_\ell}, \overline{L_\ell P}).$$

Das tiefgestellte t weist darauf hin, dass die Differentialform zwar die Zeit enthält, aber nur vom Raum abhängt. Wichtig hierbei wäre, dass von jedem Punkt des Leiters eine magnetische Elementarwelle im Sinne von Huygens ausgeht. **Das ist jedoch nicht der Fall, da der Radius des Leiters nicht eingeht.**

Beachte: $\kappa(\overline{dx_\ell}, \overline{L_\ell P}) = -\kappa(\overline{PL_\ell}, \overline{dx_\ell})!$

Die vektorwertige Differentialform vom Grad eins in $\overline{dx_\ell}$ lautet entsprechend

$$d\mathbf{H}_t(x, y, z) = \frac{i(t)}{4\pi} \frac{1}{\|\overline{L_\ell P}\|^3} \kappa(\overline{dx_\ell}, \overline{L_\ell P}).$$

Der „Vektor“ $\overline{dx_\ell}$ bekommt einen Sinn, wenn eine Parameterdarstellung

$$\eta: \begin{cases} [a, b] & \rightarrow & \mathbb{R}^3 \\ s & \mapsto & \eta(s) := (\eta_1(s), \eta_2(s), \eta_3(s)) \end{cases}$$

des Leiters gewählt wird. Wir erhalten

$$\boldsymbol{\eta}^*(\overline{dx_\ell})(s) = d\boldsymbol{\eta}(s) = \begin{pmatrix} \eta'_1(s) ds \\ \eta'_2(s) ds \\ \eta'_3(s) ds \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \eta'_1(s) \\ \eta'_2(s) \\ \eta'_3(s) \end{pmatrix} ds.$$

Der Vektor

$$\begin{pmatrix} \eta'_1(s) \\ \eta'_2(s) \\ \eta'_3(s) \end{pmatrix}$$

ist der Tangentialvektor des Leiters in der Parameterdarstellung. Es ist dann

$$\boldsymbol{\eta}^* \kappa(\overline{dx_\ell}, \overline{L_\ell P}) = \left[\begin{pmatrix} 0 \\ -(z - \eta_3(s)) \\ y - \eta_2(s) \end{pmatrix} \eta'_1(s) + \begin{pmatrix} z - \eta_3(s) \\ 0 \\ -(x - \eta_1(s)) \end{pmatrix} \eta'_2(s) + \begin{pmatrix} -(y - \eta_2(s)) \\ x - \eta_1(s) \\ 0 \end{pmatrix} \eta'_3(s) \right] ds.$$

Ferner

$$\|\boldsymbol{\eta}^*(\overline{L_\ell P})\| = \sqrt{(x - \eta_1(s))^2 + (y - \eta_2(s))^2 + (z - \eta_3(s))^2}.$$

Betrachten wir für den Augenblick das \mathbf{H}_t -Feld als zeitunabhängig. Bringen wir nun ein Eisenstaubkörnchen in das \mathbf{H}_t -Feld, so wird dieses magnetisiert und eine Kraft auf das Körnchen ausgeübt. Wird dies an die Stelle $P = (x, y, z)$ gebracht, so finden wir

$$d\mathbf{F}(x, y, z) = \frac{\mu I}{4\pi} \frac{d}{\|\overline{L_t P}\|^3} \kappa(\overline{dx}_t, \overline{L_t P}).$$

Hierbei hat das \mathbf{H}_t -Feld d des Staubkörnchens die gleiche Richtung wie das äußere Feld. Im ampèreschen Gesetz können wir folglich schreiben

$$d^{(2)}\mathbf{F}_2 = I_2 d\ell_2 \times \mu d\mathbf{H}_{t,1}.$$

Die hochgestellte $\{2\}$ gibt die quadratische Ordnung der Kraft an, **wäre also eine alternierende 2-Form!** Andererseits wissen wir, dass auch der zweite Leiter ein Magnetfeld $\mathbf{H}_{t,2}$ in seiner Umgebung besitzt. Also gilt auch

$$d^{(2)}\mathbf{F}_1 = \mu d\mathbf{H}_{t,2} \times I_1 d\ell_1.$$

Selbstverständlich kann hier **keine Symmetrie** vorliegen, geschweige denn actio gleich reactio erfüllt sein. Integrieren wir über ℓ_1 , so erhalten wir

$$d\mathbf{F}_2 = I_2 d\ell_2 \times \mu \mathbf{H}_1.$$

Dies ist die Kraft, die nach dem ampèreschen Gesetz durch das \mathbf{H}_t -Feld auf das Leiterstückchen $d\ell_2$ ausgeübt wird. Entsprechend

$$d\mathbf{F}_1 = \mu \mathbf{H}_2 \times I_1 d\ell_1.$$

Betrachten wir nun die beiden Magnetfelder genauer. Nehmen wir dazu der Einfachheit halber geradlinige Leiter an und dass beide Magnetfelder in der Ebene zwischen den Leitern gleiche Richtungen haben. Zwischen den Leitern haben wir einen erhöhten Magnetdruck, während wir in der Verbindungsebene außerhalb der Leiter einen verminderten Magnetdruck feststellen. Die Leiter entfernen sich voneinander.

Deshalb ist anzunehmen, dass über das gesamte resultierende Feld und nicht nur über ein Feld und eine Leiterlänge integriert werden muss.

1. Beispiel: Zwei Leiter der Länge ℓ liegen parallel in der Ebene $x=0$ und werden antiparallel vom Strom $i(t)$ durchflossen. Es ist $L_1 : (0, 0, s); 0 \leq s \leq \ell$ und $L_2 : (0, y_0, s); 0 \leq s \leq \ell, y_0 \neq 0$. Dann gilt für die \mathbf{H} -Felder nach Graßmann-Biot-Savart

$$\mathbf{H}_1(x, y, z; t) = \frac{i(t)}{4\pi(x^2 + y^2)} \left(\frac{\ell - z}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z - \ell)^2}} + \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right) \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix}$$

und

$$\mathbf{H}_2(x, y, z; t) = \frac{i(t)}{4\pi(x^2 + (y - y_0)^2)} \left(\frac{\ell - z}{\sqrt{x^2 + (y - y_0)^2 + (z - \ell)^2}} + \frac{z}{\sqrt{x^2 + (y - y_0)^2 + z^2}} \right) \begin{pmatrix} y - y_0 \\ -x \\ 0 \end{pmatrix}$$

Es sei

$$\mathbf{H}(x, y, z; t) = \mathbf{H}_1(x, y, z; t) + \mathbf{H}_2(x, y, z; t).$$

Dann ist

$$\mathbf{F} = k \cdot \mathbf{H}$$

mit einer noch zu bestimmenden Proportionalitätskonstanten k . Die Einheit ist $[k] = 1 \text{ kg A}^{-1} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$.

Die Kraft \mathbf{F} ist entweder wie in diesem Fall in Richtung abnehmender Feldstärke gerichtet. Also zum Zentrum des singulären Punktes hin, oder vom Zentrum der maximalen Feldstärke weg in Richtung abnehmender Feldstärke gerichtet. Der zweite Fall ergibt sich bei parallelem Stromfluss. Hier ist ein Richtungsvektor mit -1 zu multiplizieren.

Im ersten Fall ergibt sich ein Maximum in $x = 0 \wedge y = \frac{1}{2} y_0 \wedge z = \frac{1}{2} \ell$ zu

$$\mathbf{H}\left(0, \frac{1}{2} y_0, \frac{1}{2} \ell; t\right) = \frac{i(t)}{\pi y_0^2} \frac{2\ell}{\sqrt{y_0^2 + \ell^2}} \begin{pmatrix} -y_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Im zweiten Fall ergibt sich ein Minimum in $x = 0 \wedge y = \frac{1}{2} y_0 \wedge z = \frac{1}{2} \ell$ zu

$$\mathbf{H}\left(0, \frac{1}{2} y_0, \frac{1}{2} \ell; t\right) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Da wir zwei starre Stromleiter haben, bewegen sie sich parallel voneinander weg oder aufeinander zu. Getrieben werden sie aber durch die Wechselwirkung der \mathbf{H} -Felder und nicht durch die Leiter selbst.

Ich möchte noch ein zweites Beispiel bringen.

2. Beispiel: Ein stromdurchflossener Leiter in der 3. Achse des Koordinatensystems befindet sich in einem Magnetfeld eines Permanentmagneten zwischen zwei Polen im Abstand von 5 cm. Das \mathbf{H}_p -Feld sei beschrieben durch

$$\mathbf{H}_p(x, y, z) = (ay^2 + b) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad a > 0, \quad b > 0, \quad -2,5 \text{ cm} < y < 2,5 \text{ cm}.$$

Das \mathbf{H}_L -Feld des Leiters ($0 \leq z \leq \ell$) sei

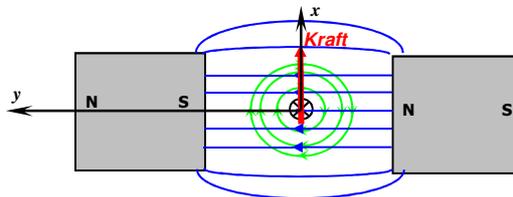
$$\mathbf{H}_L(x, y, z) = \frac{I}{4\pi(x^2 + y^2)} \left(\frac{\ell - z}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z - \ell)^2}} + \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right) \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix}, \quad I = 1 \text{ A}.$$

Die Superposition bringt

$$\mathbf{H}(x, y, z) = \mathbf{H}_P(x, y, z) + \mathbf{H}_L(x, y, z).$$

Die Bewegungs- und Krafrichtung ist folglich durch den Vektor $(1 \ 0 \ 0)^t$ gegeben, da die Richtung durch die Ebene $y=0$ des \mathbf{H}_P -Feldes und durch Vektoren $(x \ y \ 0)^t$ senkrecht zum Leiter bestimmt ist.

Konkret setzen wir $b = 7,9577 \frac{\text{A}}{\text{m}}$. Dann ist mit $I = 1 \text{ A}$ und $\ell = 1 \text{ m}$:
 $\mathbf{H}(-0,01 \text{ m}, 0, 0) = 0 \frac{\text{A}}{\text{m}}$.



Das resultierende Feld ist hier natürlich nicht dargestellt.

Wir erkennen jetzt sehr deutlich die Dualität zwischen dem elektrischen und magnetischen Feld. Im elektrischen Feld wirkt die Kraft in Richtung der Verstärkung. Im magnetischen Feld dagegen in Richtung der Schwächung. Wir haben es hier folglich mit einem Kraftfluss von den Maxima zu den Minima zu tun. Insbesondere können auch Drehungen entstehen.

Dieser Ansatz der **Superposition** kann auch auf \mathbf{E} -Felder und Gravitationsfelder verwendet werden. Es ist demzufolge **die Summe und nicht das Produkt der Felder** im **coulombschen** und **ampèreschen** Gesetz zu verwenden. Für das **coulombsche Feld** gelte dann $\mathbf{F} = k \cdot \mathbf{E}$, mit noch einer zu bestimmenden Proportionalitätskonstanten k . Die Einheit ist $[k] = 1 \text{ kg V}^{-1} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$. Entsprechend ergibt für das **newtonsche Kraftgesetz** mit dem richtungslosen Gravitationsfeld \mathbf{M} die Gleichung $\mathbf{F} = k \cdot \mathbf{M}$, wobei die Einheit $[k] = 1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ wäre. Hier könnte jeweils das Quadrat der Lichtgeschwindigkeit stehen.

Erst das Einbringen eines Körpers in ein vorhandenes Feld ruft eine Wechselwirkung hervor. Dies kann dadurch entstehen, dass der Körper bereits ein eigenes Feld besitzt oder der Körper ein eigenes Feld durch das vorhandene Feld erzeugt. Dadurch wäre im **coulombschen** Gesetz auch der Fall enthalten, dass ein Körper eine Ladung trägt, der andere aber nicht. Entsprechend ist die Wechselwirkung eines Stoffes im Magnetfeld zu betrachten, insbesondere im **ampèreschen** Gesetz. Der Energieverlust in einer Zylinderschale mit wachsendem Abstand ist auch hier vorhanden!

Das **coulombsche** und das **ampèresche** sowie das **newtonsche Kraft-Gesetz** sind zu streichen!

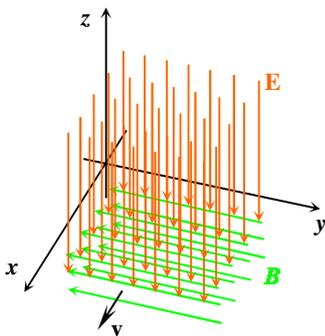
Wir wollen nun das elektrische und das magnetische Feld in der Bewegung betrachten.

12. BEWEGTE FELDER

Im Folgenden betrachten wir **elektrische** und **magnetische Felder**. Hier wird untersucht, wie sie unter Bewegung transformieren. Dabei wird vorausgesetzt, dass irgendein Objekt diese Felder generiert. Ich beziehe mich bei der Berechnung der Einfachheit halber auf ein kartesisches Koordinatensystem mit den Einheitsvektoren \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 und \mathbf{e}_3 . Ich beschränke mich hier auf konkrete Beispiele, die deutlich machen, wie die Transformation wirkt. Die berechneten Felder beziehen sich immer auf die bewegten Koordinatensysteme. Soll das ruhende Koordinatensystem mit einbezogen werden, so sind 6 Koordinaten notwendig, d.h. die Stelle an der sich der Ursprung des bewegten Koordinatensystems befindet. Besser wäre es sogar, das begleitende Dreibein zur Beschreibung heranzuziehen. Dies soll hier aber nicht geschehen, da die Darstellung schwieriger ist. Der Anfänger wäre total überfordert. Der Anfänger stelle sich immer vor, dass \overrightarrow{OP} der Abstandsvektor zum Punkt ist, in dem das Feld berechnet wird. Ich gehe davon aus, dass beide Felder, \mathbf{E} und $\dot{\mathbf{A}}$, gleiche Darstellungen haben.

11.1. BEWEGTE MAGNETISCHE FELDER

1. EIN HOMOGENES FELD WIRD BEWEGT



Es sei $\mathbf{B}(x, y, z) = -B\mathbf{e}_2$ und $\mathbf{v}(x, y, z) = v\mathbf{e}_1$. Die homogene Magnetfelddichte besitzt eine Richtung in negativer y -Achse, die Bewegung ist in positiver x -Achse. Die Transformation wird durch $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ beschrieben. Dazu rechne ich erst das zugehörige Flächenelement aus. Es ist

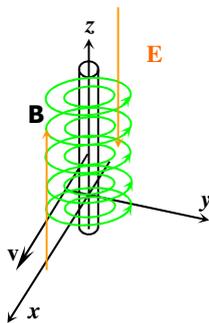
$$*(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = v\mathbf{e}_1 \times (-B)\mathbf{e}_2 = -vB(\mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2).$$

Dem Flächenelement $\mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2$ wird der Vektor \mathbf{e}_3 zugeordnet. Diese Zuordnung ist durch die positive Orientierung des Vektorraumes durch die Physiker definiert. Es gilt folglich

$$\mathbf{v} \times \mathbf{B} = -vB\mathbf{e}_3.$$

Die Einheit der bewegten Magnetfelddichte ist $1 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot 1 \frac{\text{Vs}}{\text{m}^2} = 1 \frac{\text{V}}{\text{m}}$, also die Einheit eines elektrischen Feldes. Somit erhalten wir $\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{v} \times \mathbf{B} = -vB\mathbf{e}_3$. Insbesondere steht das elektrische Feld senkrecht auf der Magnetfelddichte. Hier sollte Vorsicht walten. Der Beobachter „sieht“ als Außenstehender ein elektrisches Feld, die Magnetfelddichte „sieht“ er nicht. Er kann nur aus der Ruhe der Bewegung wissen, dass hier eine Magnetfelddichte bewegt wird. Befindet sich ein ruhender Leiter der Länge $\ell = \ell_1\mathbf{e}_1 + \ell_2\mathbf{e}_2 + \ell_3\mathbf{e}_3$ in der bewegten Magnetfelddichte, so wird durch das elektrische Feld die Spannung $u_{\text{ind}} = -\mathbf{E}(x, y, z) \cdot \ell = vB\ell_3\mathbf{e}_3^2$ induziert. Hierbei wird das natürliche Skalarprodukt verwendet, wobei $\mathbf{e}_3^2 = 1$ den Richtungsanteil beschreibt. Hier ist zu beachten, dass die Induktionsspannung auf die Bewegungsrichtung des Leiters festgelegt ist.

2. EIN STROMDURCHFLOSSENER LEITER WIRD BEWEGT



Die Magnetfeldstärke um einen zylindrischen stromdurchflossenen Leiter wird im Abstand $\mathbf{r} = x\mathbf{e}_1 + y\mathbf{e}_2 + z\mathbf{e}_3$ durch $\mathbf{B}(x, y, z) = \mu_0 \cdot \frac{I}{2r\pi} (-y\mathbf{e}_1 + x\mathbf{e}_2)$ beschrieben, wobei μ_0 die Permeabilität mit der Einheit $[\mu_0] = 1 \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$ ist. Der Leiter ruht im Koordinatensystem in der z-Achse und die technische Stromrichtung ist durch die Richtung der positiven z-Achse definiert. Die Richtung und Stärke der Magnetfeldstärke wird meist durch Feldlinien dargestellt.

In einer Schnittzeichnung sind es konzentrische Kreise, die in Richtung positiver z-Achse rechtsherum drehen. Der Leiter wird nun in die positive Richtung der x-Achse mit der Geschwindigkeit \mathbf{v} bewegt, also $\mathbf{v}(x, y, z) = v\mathbf{e}_1$. Es folgt

$$*(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = v\mathbf{e}_1 \times \left(\mu_0 \cdot \frac{I}{2r\pi} (-y\mathbf{e}_1 + x\mathbf{e}_2) \right) = \mu_0 \cdot \frac{I}{2r\pi} vx(\mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2),$$

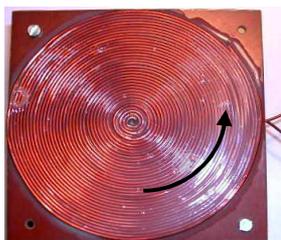
mit der Einheit einer elektrischen Feldstärke. Durch die positive Orientierung wird dem Flächenelement $\mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2$ wieder \mathbf{e}_3 zugeordnet. Also

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \mu_0 \cdot \frac{I}{2r\pi} vx\mathbf{e}_3.$$

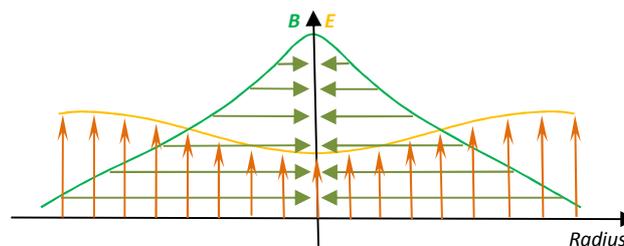
Der bewegte Leiter besitzt nun von außen betrachtet ein elektrisches Feld. Das reale \mathbf{E} -Feld ist schwierig darzustellen. In der Ebene $x=0$ ist die \mathbf{E} -Feldstärke null. In Bezug auf die Bewegungsrichtung ist das \mathbf{E} -Feld vor dem Leiter positiv und hinter dem Leiter negativ.

Nach Graßmann-Biot-Savart ist die Magnetfeldstärke natürlich etwas fassförmig.

3. ROTATION EINER ARCHIMEDISCHEN FLACHSPULE (TESLA)



Quelle: C. Monstein

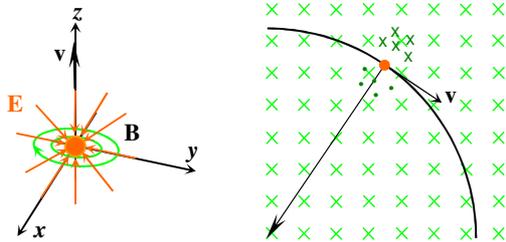


Verlauf des rotationssymmetrischen B- und E-Feldes bei Gleichstrom über dem Radius

Bei dieser Spule ist die Richtung des \mathbf{B} -Feldes auf der einen Seite zum ‚Mittelpunkt‘, auf der anderen Seite vom ‚Mittelpunkt‘ weg gerichtet. Wird nun eine solche Spule um den ‚Mittelpunkt‘ in Rotation versetzt, so ergibt sich folgende \mathbf{E} -Feldstärke-Verteilung, die nach oben gerichtet ist. Bei einer Stromstärke von 100 A und einer Drehung mit der Frequenz von $f = 50 \frac{1}{\text{s}}$, müsste die elektrische Feldstärke messbar sein! Viel Erfolg dabei! Messen Sie auch die ionisierte Luft! Bringen Sie eine zweite Spule in Gegenrotation an, so dass die \mathbf{E} -Felder unterhalb der unteren und oberhalb der oberen Spule in die gleiche Richtung zeigen. Variieren Sie! Verändern Sie auch die Spulen zu Kegeln mit verschiedenen Winkeln und wiederholen Sie Ihre Untersuchungen. Viel Spaß beim Experimentieren und Messen!

11.2. BEWEGTE ELEKTRISCHE FELDER

1. DAS BEWEGTE ELEKTRON



Das im Ursprung ruhende Elektron wird durch

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \frac{-e}{4\pi\epsilon_0 r^3} (x\mathbf{e}_1 + y\mathbf{e}_2 + z\mathbf{e}_3)$$

beschrieben. Mit $\mathbf{v}(x, y, z) = v\mathbf{e}_3$ folgt

$$\begin{aligned} *(\mathbf{v} \times \mathbf{E}) &= v\mathbf{e}_3 \times \left(\frac{-e}{4\pi\epsilon_0 r^3} (x\mathbf{e}_1 + y\mathbf{e}_2 + z\mathbf{e}_3) \right) \\ &= -\frac{ev}{4\pi\epsilon_0 r^3} (x\mathbf{e}_3 \times \mathbf{e}_1 + y\mathbf{e}_3 \times \mathbf{e}_2) \\ &= -\frac{ev}{4\pi\epsilon_0 r^3} (x\mathbf{e}_3 \times \mathbf{e}_1 - y\mathbf{e}_2 \times \mathbf{e}_3). \end{aligned}$$

Nun transformieren wir und erhalten

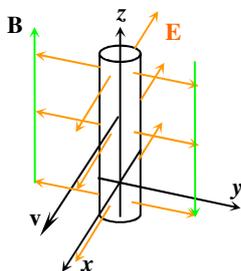
$$\mathbf{v} \times \mathbf{E} = \frac{ev}{4\pi\epsilon_0 r^3} (-x\mathbf{e}_2 + y\mathbf{e}_1) = \frac{ev}{4\pi\epsilon_0 r^3} (y\mathbf{e}_1 - x\mathbf{e}_2).$$

Durch die Multiplikation mit der Permittivität ϵ_0 , $[\epsilon_0] = 1 \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$ und der Permeabilität μ_0 bekommen wir eine Magnetfeldstärke

$$\mathbf{B}(x, y, z) = \mu_0 \frac{ev}{4\pi r^3} (y\mathbf{e}_1 - x\mathbf{e}_2).$$

Natürlich steht die magnetische Flussdichte senkrecht auf dem elektrischen Feld. Der Vergleich mit dem stromdurchflossenen Leiter zeigt eine Übereinstimmung mit der Richtung der Magnetfeldstärke. Befindet sich das Elektron in einem magnetischen Feld, so wird es in Richtung der geringeren Feldstärke abgelenkt. Für das Proton hat das \mathbf{B} -Feld die entgegengesetzte Richtung. Da keine Tangentialbeschleunigung vorhanden ist, zeigt der Beschleunigungsvektor an jeder Stelle auf einen gemeinsamen Punkt. Dies ist der Mittelpunkt eines Kreises.

2. DER BEWEGTE GELADENE LEITER



Der geladene Leiter befinde sich in der z-Achse. Das elektrische Feld sei vereinfacht durch $\mathbf{E}(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 r l} (x\mathbf{e}_1 + y\mathbf{e}_2)$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ dargestellt. Er werde in Richtung der x-Achse mit der Geschwindigkeit $\mathbf{v}(x, y, z) = v\mathbf{e}_1$ bewegt. Wir erhalten

$$\begin{aligned} *(\mathbf{v} \times \mathbf{E}) &= v\mathbf{e}_1 \times \left(\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r l} (x\mathbf{e}_1 + y\mathbf{e}_2) \right) \\ &= \frac{Qv}{4\pi\epsilon_0 r l} y(\mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2). \end{aligned}$$

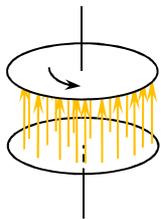
Nach Transformation endlich

$$\mathbf{v} \times \mathbf{E} = \frac{Qv}{4\pi\epsilon_0 r l} y\mathbf{e}_3 = \frac{Qv}{4\pi\epsilon_0 l} \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \mathbf{e}_3.$$

Die Magnetfeldstärke ist folglich $\mathbf{B}(x, y, z) = \mu_0 \frac{Qv}{4\pi r l} y\mathbf{e}_3$.

Ich habe hier nur zwei Richtungen der magnetischen Feldstärke eingezeichnet.

3. DER ROTIERENDE KONDENSATOR



Zum Abschluss möchte ich noch den rotierenden Kondensator anführen.

Der Kondensator wird mit 100kV geladen. Dann wird er mit $f = 200\frac{1}{s}$ konstant rotiert. Das B_t -Feld wird gemessen. Mit $E = 100\text{kV}\mathbf{e}_3$ und

$$\mathbf{v} = 40\pi \frac{\text{m}}{\text{s}} (-\sin(2\pi ft)\mathbf{e}_2 + \cos(2\pi ft)\mathbf{e}_1)$$

erhalten wir

$$*(\mathbf{v} \times \mathbf{E}) = 40\pi \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot 100\text{kV} (-\sin(2\pi ft)\mathbf{e}_2 + \cos(2\pi ft)\mathbf{e}_1) \times \mathbf{e}_3 \Leftrightarrow$$

$$\mathbf{v} \times \mathbf{E} = 4\pi \text{MV} \frac{\text{m}}{\text{s}} (-\sin(2\pi ft)\mathbf{e}_1 - \cos(2\pi ft)\mathbf{e}_2).$$

Folglich ist $B_t = -4\pi\mu_0\varepsilon_0 \text{MV} \frac{\text{m}}{\text{s}} (\sin(2\pi ft)\mathbf{e}_1 + \cos(2\pi ft)\mathbf{e}_2)$. Dieses B_t -Feld müsste messbar sein, wenn die Theorie stimmt. Viel Freude dabei, da es sehr schwach ist.

Interessanter ist die Gegenrotation der beiden Platten, da jetzt das Feld verdrillt wird. Die Magnetfelder haben dann unterschiedliche Richtung.

Selbstverständlich können magnetische und elektrische Beispiele ausgetauscht werden.

Haben wir ein Bündel von Elektronen (Protonen oder Ionen), die nebeneinander in die gleiche Richtung fliegen, so bilden sie Cluster, da sich die Magnetfelder zwischen ihnen aufheben (vgl. 11.2.1.) und aufgrund des Energieerhaltungssatzes das elektrische Feld schwächt.

Natürlich erzeugt ein Proton ein Magnetfeld in die entgegengesetzte Richtung eines Elektrons.

Wenden wir unsere Überlegung auf das Gravitationsfeld an, so erscheint ein weiteres Feld, das in der Physik aber nicht auftaucht.

4. Bewegte Planeten

Das im Ursprung ruhende Gravitationsfeld wird durch $\mathbf{G}(x, y, z) = -\gamma \frac{M}{r^3} (x\mathbf{e}_1 + y\mathbf{e}_2 + z\mathbf{e}_3)$ beschrieben. Der Einfachheit halber bewege sich dieses Feld auf einer Kreisbahn. Dazu verschieben wir den Planeten auf die Kreisbahn $\mathbf{R}(t) = R(\cos \frac{v}{R}t\mathbf{e}_1 + \sin \frac{v}{R}t\mathbf{e}_2)$. Dann bewegt sich der Planet mit der Geschwindigkeit $\mathbf{v}(t) = -v(\sin \frac{v}{R}t\mathbf{e}_1 - \cos \frac{v}{R}t\mathbf{e}_2)$. Das Gravitationsfeld bezüglich des Ursprungs wird nun durch

$$\mathbf{G}(x, y, z) = -\gamma \frac{M}{\|\mathbf{x} - \mathbf{R}(t)\|^3} \left(\left(x - R \cos\left(\frac{v}{R}t\right) \right) \mathbf{e}_1 + \left(y - R \sin\left(\frac{v}{R}t\right) \right) \mathbf{e}_2 + z\mathbf{e}_3 \right)$$

beschrieben. Hierbei ist \mathbf{x} der Vektor, der auf den Punkt (x, y, z) zeigt (Ortsvektor).

Für das bewegte Gravitationsfeld folgt

$$\begin{aligned} *(\mathbf{v} \times \mathbf{G})(x, y, z, t) &= v\gamma \frac{M}{\|\mathbf{x} - \mathbf{R}(t)\|^3} \left(\sin\left(\frac{v}{R}t\right) \mathbf{e}_1 - \cos\left(\frac{v}{R}t\right) \mathbf{e}_2 \right) \times \left((x - R \cos\left(\frac{v}{R}t\right)) \mathbf{e}_1 + (y - R \sin\left(\frac{v}{R}t\right)) \mathbf{e}_2 + z \mathbf{e}_3 \right) \\ &= v\gamma \frac{M}{\|\mathbf{x} - \mathbf{R}(t)\|^3} \left((x \cos\left(\frac{v}{R}t\right) + y \sin\left(\frac{v}{R}t\right) - R) \mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2 - z \left(\cos\left(\frac{v}{R}t\right) \mathbf{e}_2 \times \mathbf{e}_3 + \sin\left(\frac{v}{R}t\right) \mathbf{e}_3 \times \mathbf{e}_1 \right) \right). \end{aligned}$$

Das neue bewegte Gravitationsfeld Γ ist folglich

$$\Gamma(x, y, z, t) = -v\gamma \frac{M}{\|\mathbf{x} - \mathbf{R}(t)\|^3} \left(z \left(\cos\left(\frac{v}{R}t\right) \mathbf{e}_1 + \sin\left(\frac{v}{R}t\right) \mathbf{e}_2 \right) + \left(R - x \cos\left(\frac{v}{R}t\right) - y \sin\left(\frac{v}{R}t\right) \right) \mathbf{e}_3 \right).$$

Offen bleibt, um was für ein Feld es sich hier handelt und ob es überhaupt existiert.

Abschließende Bemerkung

Es handelt sich hier um reine Mathematik. Wie schon bemerkt: Es sollten physikalische Messungen durchgeführt werden, um diese Ergebnisse zu überprüfen. **Hierbei ist natürlich zu beachten, dass ich immer nur das messe, was ich auch messen will!**^{43,44}

Leider habe ich bis heute keine derartigen Untersuchungen gefunden. **Es gibt folglich solche Messungen nicht! Die hier beschriebenen Transformationen der Felder entspringen also der Phantasie der Physiker!** Alle Formeln beruhen auf den newtonschen Axiomen und, obwohl Coulomb in der Dynamik nicht anwendbar ist, auf dem coulombschen Gesetz. Hier ist folglich noch ein richtiges Fundament zu erarbeiten. Zum Induktionsgesetz will ich noch bemerken, dass bei der Bewegung des Leiters allen Elektronen ein Magnetfeld zugeschrieben werden kann. Für den ruhenden Leiter im äußeren Magnetfeld existiert im Mittel über alle Elektronen das resultierende Magnetfeld im Leiter nicht. Wird der Leiter bewegt, so werden die freien Elektronen zusätzlich aus ihrer Bahn lokal auf Kreisbahnen gelenkt. Die gebundenen Elektronen werden in ihren Orbitalen verschoben, also polarisiert. Mit anderen Worten: Die Leitungselektronen tragen nichts zur Induktionsspannung bei.

In der modernen Fassung werden alternierende Differentialformen (kurz Formen) verwendet, die sofort auf Mannigfaltigkeiten übertragen werden können und von allgemeinsten Darstellung sind. **Ein Vorteil! Einsformen stellen Vektoren dar, Zweiformen Pseudovektoren und Dreiformen Pseudoskalare. Hier kann nichts vermischt werden, denkt der Laie jedenfalls. Es gibt aber noch den Stern-Operator oder auch die Verjüngung, wie wir schon in der Anwendung gesehen haben.**

Daher deuten Physiker $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E}$ und $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ als Zweiform, also

$$\mathbf{B}(x, y, z) = B_1 dy \wedge dz + B_2 dz \wedge dx + B_3 dx \wedge dy$$

und

$$\mathbf{D}(x, y, z) = D_1 dy \wedge dz + D_2 dz \wedge dx + D_3 dx \wedge dy.$$

Das Kreuzprodukt wird durch die Verjüngung $\mathbf{E} = -\iota_{\mathbf{v}}(\mathbf{B})$ und $\mathbf{H} = \iota_{\mathbf{v}}(\mathbf{D})$ dargestellt.

Zu beachten ist die Definition der Bewegungsrichtung. Relativ bewegte Objekte haben unterschiedliche Vorzeichen.

⁴³ <http://www.alte-messtechnik.de/technik/technik.php>

⁴⁴ <http://www.alte-messtechnik.de/technik/elektrostatisch.php>

Wird ein Koordinatensystem mit der konstanten Geschwindigkeit v_0 bewegt, so tauschen in gewissen Fällen magnetische und elektrische Felder nach der Theorie ihre Rollen. Für das Induktionsgesetz

$$-d_{\mathbf{x}}\mathbf{E}_t = \dot{\mathbf{B}}_t + d_{\mathbf{x}}\iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{B}_t + \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}d_{\mathbf{x}}\mathbf{B}_t,$$

wobei $d_{\mathbf{x}}\mathbf{B}_t = \rho_{mag}$ die magnetische Dichte, $\iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{B}_t = \mathbf{E}_t^B$ die Induktion der Bewegung und $\dot{\mathbf{B}}_t = d_{\mathbf{x}}\mathbf{E}_t^R$ die Induktion der Ruhe bedeuten. Entsprechend haben wir in Analogie für die bewegten elektrischen Felder

$$d_{\mathbf{x}}\mathbf{H}_t = \dot{\mathbf{D}}_t + d_{\mathbf{x}}\iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{D}_t + \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}d_{\mathbf{x}}\mathbf{D}_t,$$

wobei $d_{\mathbf{x}}\mathbf{D}_t = \rho_e$ die elektrische Dichte, $\iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{D}_t = \mathbf{H}_t^B$ der Strom der Bewegung und $\dot{\mathbf{D}}_t = d_{\mathbf{x}}\mathbf{H}_t^R$ der Strom der Ruhe bedeuten, was diese auch immer sein mögen.

Unter diesen Aspekten sollten die Ansätze der Magnetohydrodynamik ausgebaut werden!

Der Leser fragt sich natürlich jetzt, warum dies wichtig ist. Die Gleichungen der Magnetohydrodynamik sind Galilei-invariant. Wir werden daher die maxwellschen Gleichungen unter der Galilei-Transformation betrachten und fragen, ob dies überhaupt und wann dies überhaupt sinnvoll ist. Siehe Relativitätsprinzip Seite 51.

Weitere Bemerkungen

Mit dem **Wellenwiderstand** Z_w gelten die Gleichungen $\mathbf{E}_t = Z_w\mathbf{H}_t$ und $\mathbf{B}_t = Z_w^{-1}\mathbf{D}_t$. Entsprechend ergeben sich die Gleichungen $\dot{\mathbf{E}}_t = Z_w\dot{\mathbf{H}}_t$ und $\dot{\mathbf{B}}_t = Z_w^{-1}\dot{\mathbf{D}}_t$. Integrieren wir $\dot{\mathbf{E}}_t$ über eine Länge, so erhalten wir ein **bewegtes elektrisches Feld**. Wir sollten daher nur bei der Gleichung $\mathbf{E}_t = Z_w\mathbf{H}_t$ bleiben, wobei \mathbf{H}_t als Folge von \mathbf{E}_t angesehen werden sollte. Sie stehen aber in keiner Wechselwirkung miteinander. Die Einheiten sind anzupassen.

Schauen wir genauer hin, so finden wir auch hier **zwei elektrische Felder**, die zunächst einmal nichts miteinander zu tun haben.

1. Das Feld \mathbf{E}_t (statisch) sowie
2. das alte Feld $\dot{\mathbf{A}}_t$ (dynamisch).

So schrieb es schon Maxwell!

Natürlich ist $\iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{B}_t = \dot{\mathbf{A}}_t$. Der Leiter generiert $\dot{\mathbf{A}}_t$.

Betrachten wir dazu ein nicht zu einfaches Beispiel.

Ein hängender Kupferleiter habe die Funktion $0,4\text{m} \cdot \cosh \frac{y}{m}$. Er werde um seine Aufhängepunkte $0,4 \cdot \cosh(-0,2)\text{m}$ und $0,4 \cdot \cosh(0,2)\text{m}$ im homogenen konstanten

Magnetfeld mit der magnetischen Flussdichte $\mathbf{B} = -0,1\text{T } dx \wedge dy$ gedreht (vgl. Seil-springen). Berechne die im wirksamen Leiter induzierte Spannung.

Lösung:

Wir beschreiben die Lage im Raum:

$$x = 0,4 \text{ m} \cdot \left(\cosh 0,2 - \cosh \frac{y}{\text{m}} \right) \text{ mit } y \in [-0,2 \text{ m}; 0,2 \text{ m}].$$

Die Ausgangslage sei

$$\left(0,4 \text{ m} \cdot \left(\cosh 0,2 - \cosh \frac{y}{\text{m}} \right); y; 0 \right) \text{ mit } y \in [-0,2 \text{ m}; 0,2 \text{ m}].$$

Dann beschreibt sich die Kreisbewegung durch

$$g_t(x; y; z) = \left(0,4 \text{ m} \cdot \left(\cosh 0,2 - \cosh \frac{y}{\text{m}} \right) \cos \omega t; y; 0,4 \text{ m} \cdot \left(\cosh 0,2 - \cosh \frac{y}{\text{m}} \right) \sin \omega t \right).$$

Also

$$\dot{\mathbf{g}}_t = -0,4 \text{ m} \cdot \omega \cdot \left(\cosh 0,2 - \cosh \frac{y}{\text{m}} \right) \sin \omega t \frac{\partial}{\partial x} + 0,4 \text{ m} \cdot \omega \cdot \left(\cosh 0,2 - \cosh \frac{y}{\text{m}} \right) \cos \omega t \frac{\partial}{\partial z}.$$

Wir berechnen

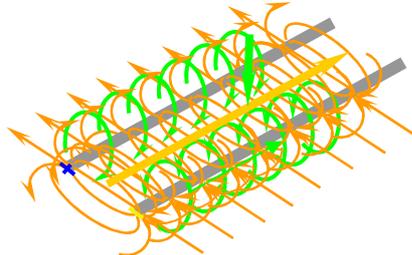
$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{A}}_t &= \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t} \mathbf{B} = 0,4 \cdot 0,1 \omega \left(\cosh 0,2 - \cosh \frac{y}{\text{m}} \right) \cdot \sin(\omega t) dy \frac{\text{Vs}}{\text{m}}, \\ u_{\text{ind}}(t) &= - \int_{-0,2 \text{ m}}^{0,2 \text{ m}} \dot{\mathbf{A}}_t \\ &= - \int_{-0,2 \text{ m}}^{0,2 \text{ m}} 0,04 \cdot \omega \cdot \left(\cosh 0,2 - \cosh \frac{y}{\text{m}} \right) \cdot \sin(\omega t) dy \frac{\text{Vs}}{\text{m}} \\ &= - 0,08 \cdot \omega \cdot (0,2 \cdot \cosh 0,2 - \sinh 0,2) \cdot \sin(\omega t) \text{ Vs}. \end{aligned}$$

Die berechnete Induktionsspannung beträgt in diesem Fall

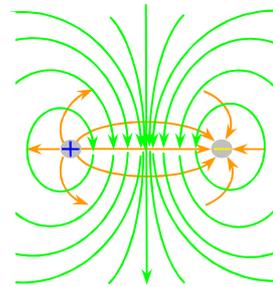
$$u_{\text{ind}}(t) = -0,08 \cdot \omega \cdot (0,2 \cdot \cosh 0,2 - \sinh 0,2) \cdot \sin(\omega t) \text{ Vs}.$$

13. AUSBREITUNG DES EM-FELDES AUF EINER LEITUNG

Beide Felder, das elektrische Feld E und das magnetische Feld H sind messbar. Das gemeinsame Feld heißt **EM-Feld**.



Ausbreitung des **EM-Feldes**
nach dem Einschaltvorgang



EM-Feld in der Vorderansicht

Die Richtungen der beiden Felder sind per Definitionem gegeben. Daher gibt es keinen ausgezeichneten Leiter. Beide sind gleichberechtigt. Stellen wir uns vor, dass beide Leiter durch einen Doppelschalter an eine Spannungsquelle angeschlossen sind.

Schließen wir den Schalter, so bewegt sich ein Impuls über beide Leitungen. Dies geschieht gleichzeitig auf beiden Leitungen in demselben Abstand zum Schalter. Durch das Potentialgefälle der Spannungsquelle wird zuerst das **E-Feld** aufgebaut. Dies geschieht durch Polarisation der positiven Metallionen. Durch diese Polarisation entstehen Dipole in entgegengesetzter Richtung auf beiden Leitungen. Sie richten sich zur anderen Leitung aus, dass zwischen den Leitungen ein **E-Feld** entsteht. Dies äußert sich als **E-Dipol-Feld im Querschnitt** der Leitungen. Durch die Polarisation eines positiven Metallions zu einem **E-Dipol**, hat dieses eine Abweichung der eigentlichen Bewegung eines um den Kern sich bewegenden Elektrons zur Folge. Dies ergibt eine zusätzliche Beschleunigung der Elektronen, was sich durch ein magnetisches **H-Feld** zeigt. Da die **E-Dipole** auf beiden Leitungen entgegengesetzt sind, messen wir auf beiden Leitungen auch eine verschiedene Richtung der **H-Felder**. Dies ist nur eine relative Beobachtung, da ein gerader Leiter zu einem parallelen Leiter gebogen ist. Vergleiche dazu das mittlere Bild Seite 14.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des **EM-Feldes** auf der Leitung liegt in der Nähe der Lichtgeschwindigkeit (Hertz ermittelte $320\,000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$). Dies hängt natürlich von den verwendeten Materialien ab. Sie beträgt aus der heutigen Sicht $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}$. Der

Wellenwiderstand des **EM-Feldes** ist definiert durch $E = Z_w H$. ($U = ZI$) Er beträgt $Z_w = 120\pi \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \Omega$. In Luft ist $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi \Omega$. Es ist daher nicht verwunderlich, dass die zu übertragende Energie näherungsweise durch den Poynting-Vektor $S = E \times H$ in Analogie zu $P = u \cdot i$ berechnet wird. Z_w ist ein Tensor 2. Stufe und kann als Matrix geschrieben werden. Heaviside schlug deshalb S als Ursache und den Leiter als Medium der Übertragung vor. Dem stimme ich voll zu!

Nehmen wir also an, dass ein Elektronendriftstrom stattfindet. Folglich würde ein Potentialgefälle im Elektroskop induziert. Nun fragt sich der geneigte Leser, wodurch im Metall eine Spannung induziert wird?

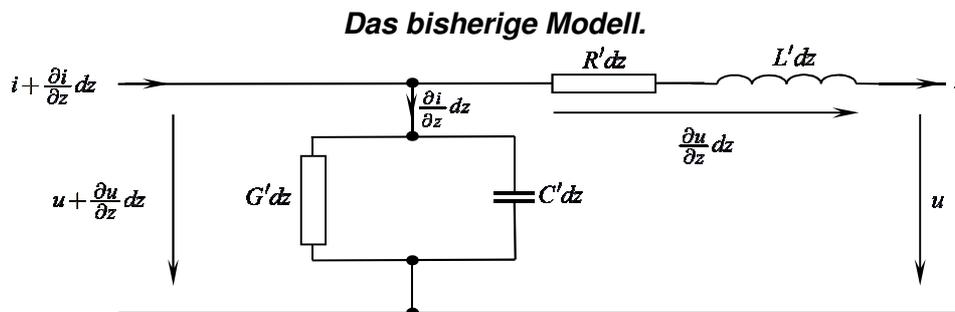
14. ENERGIEÜBERTRAGUNG VIA LEITUNGEN (LECHER-LEITUNG)

Schon in der Primarstufe lernen die Schüler einiges über den elektrischen Strom. Nach Definition ist ein elektrischer Strom in metallischen Leitern die Bewegung kleiner negativer Teilchen von dem Eingang zum Ausgang des Leiters. Über die thermische Geschwindigkeit der Elektronen erfährt der Schüler nichts. Für ihn gibt es nur die Driftgeschwindigkeit der Elektronen.

Was geschieht nun wirklich? Durch das elektrische Feld werden die Atome polarisiert, zumindest an der Oberfläche des Metalls. Dadurch entsteht ein gleichsinniges elektrisches Feld längs des Metalls, im Zeiger und Halter. Dadurch stößt sich der Zeiger vom Halter ab.

Wenn wir akzeptieren, dass durch Einschalten eines Stromkreises längs des Leiters durch die Polarisierung ein elektrisches Feld vorhanden ist und durch das Potentialgefälle längs des Leiters aufrecht erhalten bleibt, kann die Energieübertragung längs eines Leiters erklärt werden. Dies wird auch dadurch deutlich, wenn wir zu hochfrequenten „Strömen“ übergehen. Hier wird gesagt, dass wir ein völlig neues Modell benötigen, weil das alte Modell dies nicht mehr erklärt. Als Beispiel nehmen wir Signale von 1 kHz. Die Bewegungslänge eines freien Elektrons ist jetzt ca. 10^{-12} m bei 10^{-3} A. Es bewegt sich folglich nicht mehr! Der Physiker spricht vom Skineneffekt. Die Energieübertragung wird nun durch den Poynting-Vektor beschrieben. Selbst im Quantenbereich ist die Bewegung null. Es muss folglich ein Modell geben, das alle Frequenzbereiche beschreibt.

Wie muss die **Lecher-Leitung** modifiziert werden, damit alle Leitungsmechanismen genau beschrieben werden?



Mit der Maschen- und Knotenregel finden wir

$$\frac{\partial u}{\partial z} = R' \cdot i + L' \frac{\partial i}{\partial t} \quad \text{und} \quad \frac{\partial i}{\partial z} = G' \cdot u + C' \frac{\partial u}{\partial t}.$$

Dieses Modell basiert auf bewegte Elektronen als Ladungsstrom.

Ein elektrisches Feld wird vom hohen Potential oben zum niedrigen Potential unten gezeichnet. Es wird durch den Kapazitätsbelag (Kapazität pro Länge) C' in Querrichtung gekennzeichnet. Dieses wäre aber nur möglich, wenn die „rückfließenden“ Elektronen Ladung verloren hätten. Dies ist aber nicht der Fall.

Der Isolationsverlust wird durch den Ableitungsbelag (Leitwert pro Länge) G' in Querrichtung gekennzeichnet. Entsprechend wird der Widerstandsbelag (Widerstand pro Länge) mit R' in Längsrichtung ins Schaltbild eingetragen. Ferner der Induktivitätsbelag (Induktivität pro Länge) mit L' in Längsrichtung im Schaltbild vermerkt.

Alle Beläge hängen natürlich von der Frequenz ab.

Mit dem konstanten Wellenleitungswiderstand Z_L , also $u(z, t) = Z_L \cdot i(z, t)$, erhalten wir

$$\left(Z_L^2 \cdot C' - L'\right) \frac{\partial i}{\partial t} + \left(Z_L^2 \cdot G' - R'\right) i = 0 \text{ und } \left(Z_L^2 \cdot C'_q - L'\right) \frac{\partial i}{\partial z} + Z_L (G' \cdot L' - R' \cdot C') i = 0$$

mit der Lösung

$$i(t; z) = A \cdot e^{-\frac{1}{Z_L C'_q - L'} \left[\left(Z_L^2 G' - R' \right) t + Z_L (L' G' - R' C') z \right]}$$

Hierbei steht A für die Amplitude! Auf reelle und komplexe Lösungen gehe ich später ein!

Schauen wir an dieser Stelle noch genauer hin: **Egal, welches Signal (Impuls, Rechteck, Dreieck, Trapez, etc.) ich auf die Leitung präge, die Antwort (Lösung der DGL.) ist schon bekannt!**

Kombiniert man beide Gleichungen durch Differenzieren, so folgen die Wellengleichungen.

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} &= R' \cdot G' \cdot u + (R' \cdot C' + L' \cdot G') \frac{\partial u}{\partial t} + L' \cdot C' \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 i}{\partial z^2} &= R' \cdot G' \cdot i + (R' \cdot C' + L' \cdot G') \frac{\partial i}{\partial t} + L' \cdot C' \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} \end{aligned}$$

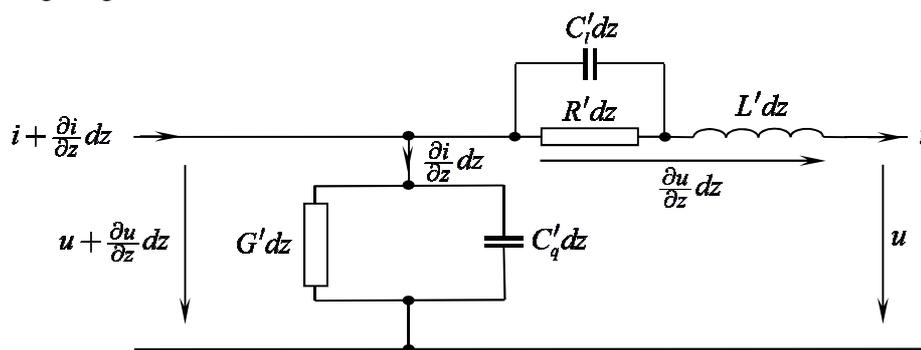
Nun ist es aber so, dass der Kapazitätsbelag in Längsrichtung dabei vernachlässigt wird.

Begründung: Er ist sehr klein und kann daher vernachlässigt werden.

Vernachlässigt man ihn nicht, so erhalten wir auch nicht die Wellengleichung.

Dieses Modell ist folglich falsch! Jeder weiß es, aber jeder benutzt es.

Suchen wir ein Modell, das alle anderen Modelle ablöst und die Ursachen richtig beschreibt. Dazu fügen wir einen Längskondensator parallel zum Widerstand ein. Dieser ist wichtig, da ein elektrisches Längsfeld existiert. Er kann auch über Widerstand und Spule eingefügt werden.



Wir erhalten den Zusammenhang $u \cdot \left(\frac{1}{R'} + C'_l \frac{\partial}{\partial t} \right) = i$ (Operatorengleichung) und damit

$$\left(\frac{1}{R'} + C'_l \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial u}{\partial z} = \left(1 + \frac{L'}{R'} \frac{\partial}{\partial t} - C'_l L' \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) i \Leftrightarrow \left(1 + R' C'_l \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial u}{\partial z} = \left(R' + L' \frac{\partial}{\partial t} - R' C'_l L' \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) i$$

Insgesamt also

$$\frac{\partial u}{\partial z} - R' i - L' \frac{\partial i}{\partial t} = -R' C'_l \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + L' \frac{\partial i}{\partial t} \right) \text{ und } \frac{\partial i}{\partial z} = G' \cdot u + C'_q \frac{\partial u}{\partial t}$$

Kombinieren wir diese Gleichungen, so erhalten wir

$$\begin{aligned} \left(1 + R' C_l' \frac{\partial}{\partial t}\right) \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} &= \left(R' + L' \frac{\partial}{\partial t} - R' C_l' L' \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \left(G' + C_q' \frac{\partial}{\partial t}\right) u \\ \left(1 + R' C_l' \frac{\partial}{\partial t}\right) \frac{\partial^2 i}{\partial z^2} &= \left(R' + L' \frac{\partial}{\partial t} - R' C_l' L' \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \left(G' + C_q' \frac{\partial}{\partial t}\right) i. \end{aligned}$$

Diese Gleichungen sind wesentlich komplizierter als die Wellengleichungen. Die Lösung ist auch **keine** Sinuswelle! Darüber hinaus muss die tatsächliche Ursache für das elektrische Querfeld gefunden und richtig beschrieben werden.

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \left[R' G' u + (R' C_q' + L' G') \frac{\partial u}{\partial t} + L' C_q' \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right] = -R' C_l' \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + L' G' \frac{\partial u}{\partial t} + L' C_q' \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right]$$

Setzen wir den Zusammenhang $u(z, t) = Z_L \cdot i(z, t)$ voraus, so erhalten wir

$$Z_L \frac{\partial}{\partial z} \left(i + R' C_l' \frac{\partial i}{\partial t} \right) = R' i + L' \frac{\partial i}{\partial t} - R' C_l' L' \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} \quad \text{und} \quad \frac{\partial i}{\partial z} = Z_L \cdot \left(G' \cdot i + C_q' \frac{\partial i}{\partial t} \right).$$

Folglich ist

$$R' C_l' \left(Z_L^2 C_q' + L' \right) \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} + \left(Z_L^2 \cdot C_q' + Z_L^2 R' C_l' G' - L' \right) \frac{\partial i}{\partial t} + \left(Z_L^2 \cdot G' - R' \right) i = 0.$$

Setzen wir zur Abkürzung $a \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} + b \frac{\partial i}{\partial t} + c \cdot i = 0$ und $D := \frac{\partial}{\partial t}$, so folgt mit Hilfe des chinesischen Restsatzes oder Moduln über Hauptidealringe (Vektorraum als $K[X]$ -Modul). Hier $K[D]$!

$$\begin{aligned} a \cdot D^2 i + b \cdot D i + c \cdot i = 0 &\Rightarrow \left(D^2 + \frac{b}{a} \cdot D + \frac{c}{a} \right) i = 0 \\ \Leftrightarrow \left(D + \frac{1}{2a} \left[b - \sqrt{b^2 - 4ac} \right] \right) \left(D + \frac{1}{2a} \left[b + \sqrt{b^2 - 4ac} \right] \right) i &= 0. \end{aligned}$$

Hieraus bekommen wir zwei linear unabhängige Lösungen

$$i_1(t; z) = A_1 \cdot e^{-\frac{1}{2a} \left(b - \sqrt{b^2 - 4ac} \right) t + Z_L \left[G' - \frac{C_q'}{2a} \left[b - \sqrt{b^2 - 4ac} \right] \right] z}$$

und

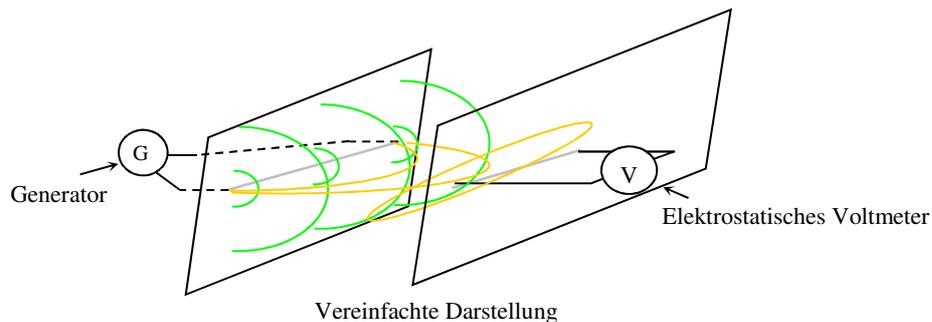
$$i_2(t; z) = A_2 \cdot e^{-\frac{1}{2a} \left(b + \sqrt{b^2 - 4ac} \right) t + Z_L \left[G' - \frac{C_q'}{2a} \left[b + \sqrt{b^2 - 4ac} \right] \right] z}.$$

Die verborgene Botschaft in MAXWELL's Gleichungen⁴⁵

⁴⁵ In: <http://www.ekkehard-friebe.de/Catt-85a.htm>

15. DAS INDUKTIONSGESETZ

Leider beginnen die meisten Einführungen mit Leiterschleifen oder Spulen. Damit wir das Induktionsgesetz richtig verstehen können, beginne ich mit einem einfachen Leiter, der an eine Wechselspannung angeschlossen ist. Der Versuch ist so aufgebaut, dass dem Generatorleiter der Länge a ein Induktionsleiter der variablen Länge b gegenübersteht. Es ist darauf zu achten, dass keine **EM**-Reflexion von den isolierenden Wänden ausgeht (Keilwand).



Im Generatorleiter werden nun die Ionen im Rhythmus der Frequenz polarisiert (E -Feld). Diese Polarisierung hat nun ein H -Feld zur Folge. Diese Zeitverzögerung wird durch die Induktivität L des Leiters beschrieben, die von der Frequenz abhängig ist. Natürlich sollte auch die Kapazität C des Leiters nicht fehlen, sollte sie auch noch so klein sein. Beschreiben wir das bewegte Feld mit einem tiefgestellten b , das Feld des ruhenden Leiters mit einem tiefgestellten i für Induktion. Beobachtet wird eine Induktionsspannung, wenn das H_b -Feld den Induktionsleiter erreicht, also auch bei einer Gleichspannung des Generators oder einer Batterie (Spannungsimpuls).

Gehen wir von der mathematischen Tatsache aus, dass sich ein bewegtes E -Feld als H -Feld ($\varepsilon_0 \mathbf{E} \times \mathbf{v}$) und ein bewegtes H -Feld als E -Feld ($\mathbf{v} \times \mu_0 \mathbf{H}$) im ruhenden Empfängerleiter zeigt.

Die Phasenverschiebung der Induktionsspannung kann wie folgt beschrieben werden.

Das bewegte H_b -Feld, das der ruhende Leiter als E -Feld wahrnimmt, bewirkt eine Polarisierung im ruhenden Leiter und baut ein eigenes E_i -Feld auf. Dies kann elektrostatisch als Induktionsspannung gemessen werden. Diese Polarisierung hat ein H_i -Feld des ruhenden Leiters zur Folge. Das bewegte E_b -Feld, das der ruhende Leiter als H -Feld erkennt, bewirkt zusammen mit dem H_i -Feld des ruhenden Leiters eine Gegeninduktivität L_{ib} (lensche Regel). Soweit die herkömmliche Theorie.

Bilanzieren wir.

Die zu übertragende Energie wird durch den Poynting-Vektor (Energiestromdichte) $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}_i$ in Analogie zu $\mathbf{P} = \mathbf{u} \cdot \mathbf{i}$ berechnet. Nehmen wir daher $u(t) = u_{\max} \cdot \sin \omega t$ und folglich $i(t) = i_{\max} \cdot \sin \omega t$ an (ohmscher Leiter, niedrige Frequenz), wobei der Widerstand des Leiters $R(\omega)$ natürlich von der Frequenz abhängt. Das weiß jeder Ingenieur, aber offenbar nicht jeder Physiker.

Beide Felder, so glauben wir, nehmen nach Graßmann-Biot-Savart in guter **Näherung** (**aber nicht genau**) mit $\frac{1}{r}$ ab. Sie tauschen am Induktionsleiter ihre Rollen, da H_b um $\frac{\pi}{2}$ gegen E_i gedreht ist. Dies liefert die Phasenverschiebung. Die Induktionsspannung ist folglich $u_{\text{ind}} = k \cdot \frac{1}{r} \cdot \cos(\omega t + \varphi)$, besser wäre sogar

$$u_{\text{ind}} = k(\omega) \cdot \frac{a}{r} e^{-br} \cdot \cos(\omega t + \varphi)$$

wobei $k(\omega)$ eine von der Frequenz sowie a und b von der Stärke des H_b -Feldes und der Größe der Induktionsspannung abhängige, noch zu identifizierende Variablen sind. Die Einheit von $k(\omega)$ ist folglich $[k(\omega)] = 1 \text{Vm}$. Der Winkel φ entsteht durch die Laufzeitverzögerung von dem Sender zu dem Empfänger. Die Integration ist folglich über die Leiterlänge im Abstand r durchzuführen. $\ln(r)$ liefert einen Widerspruch zu Messung. Die Induktionsspannung nimmt mit dem Abstand zum Generatorleiter ab.

Versuchen wir nun aufbauend auf der herkömmlichen Theorie etwas Licht in das Dunkel zu bringen.

Zunächst einmal wird die Magnetfeldstärke B mittels einer Hall-Sonde gemessen. Hier begehen wir einen Zirkel, da das Gesetz (im Model) doch erst bestimmt werden muss. Es müssen daher hochpräzise Messungen mit Vollleitern, Hohlleitern und verschiedenen „Stromstärken“ und Frequenzen durchgeführt werden, um zu einer genauen Gesetzmäßigkeit der Abnahme im Abstand zum Generatorleiter zu kommen. Erst dann lösen sich sicher einige Widersprüche.

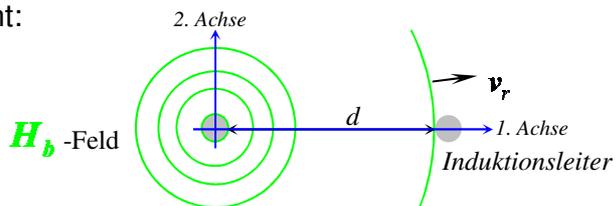
Zurück zu den allgemeinen Überlegungen.

Das H_b -Feld hängt von der Zeit (Signal), von dem Abstand zum Leiter und von dem Ort des Leiters an dem der Abstand gemessen wird ab. Ferner nehmen wir an, dass **keine Wechselwirkung** mit der Umgebung (Äther, Raumquanten, Quantenfeld, Dirac-See oder virtuellen Teilchen) stattfindet. Es werde also keine Energie des H_b -Feldes umgeladen.

Wir nehmen nun an, dass Generator- und Induktionsleiter parallele gerade Leiter sind und sich beide nicht bewegen. Der Generatorleiter liege in der 3. Achse. Am Ort (r_0, z) , $0 \leq z \leq \ell_G$ der Oberfläche des Generatorleiters setzt sich zu der Zeit t_0 die H_b -Front mit der Radialgeschwindigkeit v_r in Bewegung und trifft im Abstand d auf den Induktionsleiter. Jeder Punkt des H_b -Feldes des Generatorleiters hat dann folglich die Stärke $H_b(r, z, t_0)$. Im Augenblick des Erreichens des Induktionsleiters durch die H_b -Front erhalten wir mit $\|r_1\| - \|r_0\| = d$ die Zeitdifferenz $t_1 - t_0 = \frac{d}{\|v_r\|}$.

Damit folgt für einen Punkt der H_b -Front:

$$H_b \left(r_1, z, t_0 + \frac{d}{\|v_r\|} \right) = \frac{\|r_0\|}{\|r_1\|} \cdot H_b(r_0, z, t_0).$$

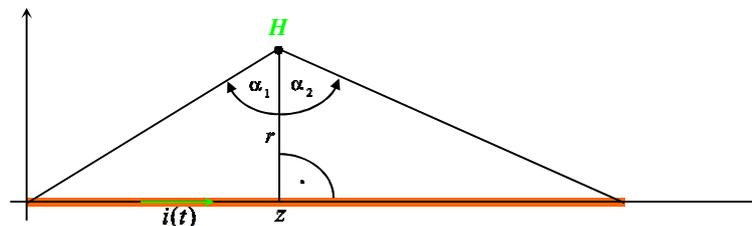


Da der Leiter in der Praxis relativ kurz ist, kann der Ort zunächst vernachlässigt werden, wenn wir kleine Frequenzen bzw. große Wellenlängen des Signals betrachten.

Beschrieben wird die Ausbreitung des \mathbf{H}_b -Feldes wie folgt: $\mathbf{v}_r \times \mathbf{H}_b$, wobei \mathbf{v}_r die radiale Ausbreitungsgeschwindigkeit des \mathbf{H}_b -Feldes ist. Das Kreuzprodukt, hier als Vektor interpretiert, dreht \mathbf{H}_b um 90° , so dass es dann parallel zu \mathbf{E}_b steht. Das ist Mathematik und hat nichts mit Physik zu tun. Um eine Umrechnung des sich ausbreitenden \mathbf{H}_b -Feldes zu ermöglichen, wird davon ausgegangen, dass sich $2\pi \|\mathbf{r}\| \cdot \|\mathbf{H}_b(\mathbf{r}, t)\|$ nicht verändert, also für jeden Radius r konstant ist. Dies gilt nach Graßmann-Biot-Savart nur, wenn der Leiter im Querschnitt betrachtet wird und sehr lang (∞) ist. Genauer gilt für die Stärke des \mathbf{H}_b -Feldes im Abstand r an der Stelle z

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_b(\mathbf{r}, z, t) &= i(t) \cdot \frac{1}{4\pi r} (\sin(\alpha_2) - \sin(\alpha_1)) \mathbf{e}_r^\perp \\ &= i(t) \cdot \frac{1}{4\pi r} \left(\sin \left(\tan^{-1} \left(\frac{\ell - z}{\|\mathbf{r}\|} \right) \right) + \sin \left(\tan^{-1} \left(\frac{z}{\|\mathbf{r}\|} \right) \right) \right) \mathbf{e}_r^\perp, \end{aligned}$$

wobei $\mathbf{e}_r := \frac{\mathbf{r}}{\|\mathbf{r}\|}$ der Einheitsvektor in Richtung \mathbf{r} , $\mathbf{e}_r^\perp = \mathbf{i} \times \mathbf{e}_r$ der Einheitsvektor der magnetischen Feldstärke im Punkt (x, y, z) des Ortsvektors \mathbf{r} , r_0 der Radius des Leiters und $r \geq r_0$ ist.



Es gilt mit $\tan^{-1} x = \sin^{-1} \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}$ der Zusammenhang: $\tan^{-1} \frac{\ell - z}{r} = \sin^{-1} \frac{\ell - z}{\sqrt{r^2 + (\ell - z)^2}}$ und

$\tan^{-1} \frac{z}{r} = \sin^{-1} \frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}}$. Damit ist

$$\mathbf{H}_b(\mathbf{r}, z, t) = i(t) \cdot \frac{1}{4\pi r} \left(\frac{\ell - z}{\sqrt{r^2 + (\ell - z)^2}} + \frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right) \mathbf{e}_r^\perp.$$

Beispiel

Der Leiter sei 1m lang. Der Abstand sei $r = 0,1\text{m}$. Gemessen wird an $z = 0\text{m}$ und $z = 0,5\text{m}$.

Wir erhalten für $z = 0\text{m}$:

$$\|\mathbf{H}_b\|(0,1\text{m}, 0\text{m}, t) = i(t) \cdot \frac{1}{0,4\pi\text{m}} \frac{1}{\sqrt{1,01}} = \frac{0,7918254369}{\text{m}} \cdot i(t).$$

Für $z = 0,5\text{m}$ erhalten wir:

$$\|H_b\|(0,1\text{ m},0,5\text{ m},t) = i(t) \cdot \frac{1}{0,4\pi\text{ m}} \cdot 2 \cdot \frac{0,5}{\sqrt{0,26}} = \frac{1,560642616}{\text{m}} \cdot i(t).$$

Um diese Behauptung der obigen Formel zu prüfen, bedarf es eines magnetisch abgeschirmten Raumes. Ferner darf sich in diesem Raum nur der gespannte Leiter (ohne und mit Isolierung) befinden, damit die mit einem Stellmotor gefahrene Hall-Sonde exakte Daten liefert. Beachte, dass mit einer Hall-Sonde auch ein Mittelwert B gemessen wird. Die Querschnittsflächen und die Frequenzen sind natürlich zu variieren. Darüber hinaus sind natürlich weitere Maßnahmen zu beachten, z. B. bifilare Wicklungen der Zuleitungen zu Hall-Sonde, etc.

Schauen wir etwas genauer hin, so fällt auf, dass beim Auftreffen der H_b -Front auf den Induktionsleiter nur der Kreisbogen, der Länge des Durchmessers in H_b -Wirkung tritt. Das findet sich in keiner Formel wieder und zeigt, dass die Wechselwirkung zwischen H_b -Feld und Induktionsspannung überhaupt nicht verstanden ist. Schon Faraday beobachtete beim Einschalten einer Gleichspannung einen Induktionssimpuls. Damit hat nur die H_b -Front eine Wirkung. Der Induktionsleiter bemerkt nur das sich ändernde H_b -Feld an der Stelle, wo er sich befindet. Für die Induktionsspannung ist folglich der Mittelwert längs des Leiters zu berechnen und mit der Induktionsleiterlänge zu multiplizieren.

Zur Berechnung der Induktionsspannung haben wir nach Maxwell im Prinzip drei Möglichkeiten.

1. Das E -Feld liefert $u_{\text{ind}}(t) = \int_0^{\ell} E(r, z, t) dz$,

wobei für $E = Z_w H$ der Leiter ruht, oder für $E = v_r \times \mu H$ der Leiter bewegt ist.

2. Das B -Feld liefert $u_{\text{ind}}(t) = -\frac{d}{dt} \int_A B(r, t)$, mit $B = \mu H$ und A als wirksamen

Flächeninhalt. Dies entspricht einer doppelten Mittelwertbildung.

Hierzu ein interessanter Link⁴⁶.

Das Feld B heißt Magnetfeldstärke oder magnetische Induktion. Ist $\|v_r\| = c_0$ die Lichtgeschwindigkeit, so ist $E = Z_w H = v_r \times \mu H$. Hier vermuten wir, dass dies immer der Fall ist, da das Medium, in dem sich das H_b -Feld und Induktionsleiter befindet, die Radialgeschwindigkeit bestimmt (hertzsche Welle). Liegt der Induktionsleiter in keinem geschlossenen Stromkreis, so wird trotzdem eine Induktionsspannung festgestellt (Antenne). Dieses Gesetz unterliegt ja keinen Einschränkungen. Jedoch wird schon beim Generatorleiter der Term \dot{E}_t hinzugefügt, der eine longitudinale Tesla-Welle erzeugt.

Bemerkung

In der modernen Schreibweise (geschlossener Stromkreis) wird die Induktion durch

⁴⁶ <http://www.electromagnetism.demon.co.uk/images/7877.jpg>

$$d_x \mathbf{E}_t = -\left(\dot{\mathbf{B}}_t + d_x \iota_v \mathbf{B}_t + \iota_v \rho^m\right)$$

ausgedrückt. Die zeitabhängige Magnetfelddichte \mathbf{B}_t ist eine Zweiform (covarianter Tensor 2. Stufe oder Pseudovektor). Nehmen wir nun an, dass

$$\mathbf{B}(r, t) = B \cdot \sin(\omega t) dy \wedge dz, \quad B = \text{const}$$

ist. Dann ist $\dot{\mathbf{B}}(r, t) = \omega B \cdot \cos(\omega t) dy \wedge dz, B = \text{const}$. Diese Änderung müsste auch durch eine Relativgeschwindigkeit des Leiters im konstanten Magnetfeld erscheinen. Geben wir den Weg des Leiters vor. $\mathbf{s}(t) := (\sin(\omega t), 0, 0) \Rightarrow \mathbf{v}(t) = (\omega \cos(\omega t), 0, 0)$, also $\iota_v (B dx \wedge dy \wedge dz) = \omega B \cos(\omega t) dy \wedge dz$. Das habe ich nun fein hingekriegt!

Bemerkung Ende

Betrachten wir den Einschaltvorgang des Herrn Faraday genauer. Wie oben schon bemerkt, wird ein \mathbf{E} -Feld durch einen \mathbf{EM} -Impuls⁴⁷ aufgebaut, wodurch zeitnah ein \mathbf{H}_b -Feld entsteht. Ein kurzer Einschaltimpuls, $\Delta t = 10^{-9} s$, läuft nun über die Leitung. Das \mathbf{H}_b -Feld breitet sich dementsprechend aus, erreicht folglich auch nicht gleichzeitig den Induktionsleiter, sondern keilförmig. Dadurch wird hier eine Spannung induziert. Dies wusste schon Faraday.

Betrachten wir ein Beispiel.

Ein sehr langer dünner Leiter L_G der Länge ℓ_G mit Radius r_0 werde vom Strom $i(t) = I \sin \omega t$ durchflossen. Eine rechteckige Leiterschleife liegt mit zwei Leitern der Länge ℓ parallel zu L_G und hat den Abstand d . Der erste Leiter hat den Abstand a zum Leiter L .

- Berechne die im Rechteck induzierte Spannung.
- Nimm $i(t) = 20 \text{ A} \sin\left(100\pi \frac{1}{5} t\right)$, $r_0 = 4 \text{ mm}^2$, $a = 1 \text{ cm}$, $d = 8 \text{ cm}$ und $\ell = 10 \text{ cm}$ an.

Lösung:

- Nach 2. berechnen die Physiker (unendlich langer Induktionsleiter)

$$\mathbf{u}_{\text{ind}}(t) = -\frac{d}{dt} \int_A \mathbf{B}_b(\mathbf{r}, t).$$

Folglich ist nach alter Theorie

$$\mathbf{u}_{\text{ind}}(t) = -\frac{d}{dt} \int_A \mathbf{B}_b(\mathbf{r}, t) = I \omega \ell \frac{\mu_0}{2\pi} \left[\ln \frac{a+d}{r_0} - \ln \frac{a}{r_0} \right] \cos \omega t = 2 I \omega \ell \cdot 10^{-7} \cdot \ln\left(1 + \frac{d}{a}\right) \cos \omega t \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}.$$

- Setzen wir die Daten ein, so folgt die Induktionsspannung

$$\mathbf{u}_{\text{ind}} = 2,761113836 \cdot 10^{-4} \cos(\omega t) \text{ V}.$$

⁴⁷ Simonyi, Károly: *Theoretische Elektrotechnik, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 9. Auflage, Berlin 1989, Seite 629*

Dieser Fall existiert nicht wirklich! Nur für theoretische Physiker.

Rechnen wir genau. Dazu nehmen wir zusätzlich eine Länge von $\ell_G = 1\text{m}$ für den Generatorleiter an, der in der 3. Achse liegt. Ferner nehmen wir $y = 0\text{m}$, also $r = x$ an. Mit

$$\mathbf{B}_b(x, z, t) = i(t) \cdot \frac{\mu_0}{4\pi x} \left(\frac{\ell_G - z}{\sqrt{x^2 + (\ell_G - z)^2}} + \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}} \right) \mathbf{e}_x^\perp$$

erhalten wir

$$\|\mathbf{B}_b\|(0, 01\text{m}, z, t) = 2 \cdot 10^{-4} \cdot \sin\left(100\pi \frac{1}{s} t\right) \cdot \left(\frac{1\text{m} - z}{\sqrt{10^{-4} \text{m}^2 + (1\text{m} - z)^2}} + \frac{z}{\sqrt{10^{-4} \text{m}^2 + z^2}} \right) \frac{\text{Vs}}{\text{m}^2}$$

und

$$\|\mathbf{B}_b\|(0, 09\text{m}, z, t) = \frac{20}{9} \cdot 10^{-5} \cdot \sin\left(100\pi \frac{1}{s} t\right) \cdot \left(\frac{1\text{m} - z}{\sqrt{8,1 \cdot 10^{-3} \text{m}^2 + (1\text{m} - z)^2}} + \frac{z}{\sqrt{8,1 \cdot 10^{-3} \text{m}^2 + z^2}} \right) \frac{\text{Vs}}{\text{m}^2}.$$

Die Integration (Mittelwert) $0,45\text{m} \leq z \leq 0,55\text{m}$ (Symmetrisierung) liefert die Stammfunktionen

$$\begin{aligned} U_b(0, 01\text{m}, z, t) &= 2 \cdot 10^{-4} \cdot \sin\left(100\pi \frac{1}{s} t\right) \cdot \left(-\sqrt{10^{-4} \text{m}^2 + (1\text{m} - z)^2} + \sqrt{10^{-4} \text{m}^2 + z^2} \right) \Bigg|_{0,45\text{m}}^{0,55\text{m}} \frac{\text{Vs}}{\text{m}} \\ &= 3,99919217 \cdot 10^{-5} \cdot \sin\left(100\pi \frac{1}{s} t\right) \frac{\text{Vs}}{\text{m}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} U_b(0, 09\text{m}, z, t) &= \frac{20}{9} \cdot 10^{-5} \cdot \sin\left(100\pi \frac{1}{s} t\right) \cdot \left(-\sqrt{8,1 \cdot 10^{-3} \text{m}^2 + (1\text{m} - z)^2} + \sqrt{8,1 \cdot 10^{-3} \text{m}^2 + z^2} \right) \Bigg|_{0,45\text{m}}^{0,55\text{m}} \frac{\text{Vs}}{\text{m}} \\ &= 4,37347713 \cdot 10^{-6} \cdot \sin\left(100\pi \frac{1}{s} t\right) \frac{\text{Vs}}{\text{m}}. \end{aligned}$$

Differenzieren wir noch nach der Zeit.

$$\mathbf{u}_{\text{ind}}(0, 01\text{m}, z, t) = 1,25638327 \cdot 10^{-2} \cdot \cos\left(100\pi \frac{1}{s} t\right) \frac{\text{V}}{\text{m}}$$

$$\mathbf{u}_{\text{ind}}(0, 09\text{m}, z, t) = 1,37396836 \cdot 10^{-3} \cdot \cos\left(100\pi \frac{1}{s} t\right) \frac{\text{V}}{\text{m}}$$

Verbinden wir nun beide Enden. Dies ist erlaubt, da sich die eventuellen Spannungen in den Verbindungsleitungen in entgegengesetzter Richtung aufheben. Ferner ist zu beachten, dass die größere Induktionsspannung das Gesamtgefälle des Potentials bestimmt. Es folgt

$$\mathbf{u}_{\text{ind}}(0, 01\text{m}, z, t) - \mathbf{u}_{\text{ind}}(0, 09\text{m}, z, t) = \frac{8}{225} \cdot \pi \cdot 3,427016633 \cdot 10^{-3} \cdot \cos\left(100\pi \frac{1}{s} t\right) \frac{\text{V}}{\text{m}},$$

also

$$\mathbf{u}_{\text{ind}}(t) = 3,828014321 \cdot 10^{-4} \cdot \cos\left(100\pi \frac{1}{s} t\right) \frac{\text{V}}{\text{m}}.$$

Überprüfen wir noch die Behauptung für die Verbindungsleitungen. Mit

$$d_x \mathbf{B}_b(x, z, t) = -I \sin \omega t \cdot \frac{\mu_0}{4\pi x} \left(\frac{\ell_G - z}{\sqrt{x^2 + (\ell_G - z)^2}} + \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}} \right) dx$$

erhalten wir aufgrund der Symmetrie hier und sonst nicht

$$\|\mathbf{B}_b\|(x; 0,45 \text{ m}; t) = \|\mathbf{B}_b\|(x; 0,55 \text{ m}; t) = I \sin \omega t \cdot \frac{\mu_0}{4\pi x} \left(\frac{0,45 \text{ m}}{\sqrt{x^2 + 0,45^2 \text{ m}^2}} + \frac{0,55 \text{ m}}{\sqrt{x^2 + 0,55^2 \text{ m}^2}} \right).$$

Integration (Mittelwert) und Differentiation liefern

$$u_{\text{ind}}(t) = I \omega \cos \omega t \cdot \frac{\mu_0}{4\pi} \left(-\ln \frac{0,45 \text{ m} + \sqrt{x^2 + 0,45^2 \text{ m}^2}}{x} - \ln \frac{0,55 \text{ m} + \sqrt{x^2 + 0,55^2 \text{ m}^2}}{x} \right) \Bigg|_{0,1 \text{ m}}^{0,9 \text{ m}},$$

$$u_{\text{ind}}(t) = 2,23421637 \cdot 10^{-3} \cos(100\pi \frac{t}{\text{s}}) \frac{\text{V}}{\text{m}}.$$

Warum erhalten wir keine Spannung?

Die Antwort ist relativ einfach. Dies beruht auf Mathematik. Ersetzt man nämlich die Differenz der Induktionsspannungen durch die Flächendifferenz bis zum Generatorleiter, so erhalten wir

$$\int_{x_0}^{x_1} \int_{z_0}^{z_1} \mathbf{B}_b(x, z, t) = -i(t) \cdot 10^{-7} \frac{V_s}{A_m} \int_{x_0}^{x_1} \frac{1}{x} \left(\sqrt{x^2 + (\ell_G - z_0)^2} - \sqrt{x^2 + (\ell_G - z_1)^2} + \sqrt{x^2 + z_1^2} - \sqrt{x^2 + z_0^2} \right) dx$$

und mit $\int \frac{\sqrt{x^2 + a^2}}{x} dx = \sqrt{x^2 + a^2} - a \ln \frac{a + \sqrt{x^2 + a^2}}{x}$ folgt

$$\begin{aligned} -\frac{d}{dt} \int_{x_0}^{x_1} \int_{z_0}^{z_1} \mathbf{B}_b(x, z, t) &= \frac{d}{dt} i(t) \cdot 10^{-7} \frac{V_s}{A_m} \left(\sqrt{x_1^2 + (\ell_G - z_0)^2} - (\ell_G - z_0) \ln \frac{(\ell_G - z_0) + \sqrt{x_1^2 + (\ell_G - z_0)^2}}{x_1} \right. \\ &\quad - \sqrt{x_0^2 + (\ell_G - z_0)^2} + (\ell_G - z_0) \ln \frac{(\ell_G - z_0) + \sqrt{x_0^2 + (\ell_G - z_0)^2}}{x_0} \\ &\quad - \sqrt{x_1^2 + (\ell_G - z_1)^2} + (\ell_G - z_1) \ln \frac{(\ell_G - z_1) + \sqrt{x_1^2 + (\ell_G - z_1)^2}}{x_1} \\ &\quad + \sqrt{x_0^2 + (\ell_G - z_1)^2} - (\ell_G - z_1) \ln \frac{(\ell_G - z_1) + \sqrt{x_0^2 + (\ell_G - z_1)^2}}{x_0} \\ &\quad + \sqrt{x_1^2 + z_1^2} - z_1 \ln \frac{z_1 + \sqrt{x_1^2 + z_1^2}}{x_1} - \sqrt{x_0^2 + z_1^2} + z_1 \ln \frac{z_1 + \sqrt{x_0^2 + z_1^2}}{x_0} \\ &\quad \left. - \sqrt{x_1^2 + z_0^2} + z_0 \ln \frac{z_0 + \sqrt{x_1^2 + z_0^2}}{x_1} + \sqrt{x_0^2 + z_0^2} - z_0 \ln \frac{z_0 + \sqrt{x_0^2 + z_0^2}}{x_0} \right) \end{aligned}$$

Aufgrund der Symmetrie folgt

$$\begin{aligned} -\frac{d}{dt} \int_{x_0}^{x_1} \int_{z_0}^{z_1} \mathbf{B}_b(x, z, t) &= 2 \cdot \frac{d}{dt} i(t) \cdot 10^{-7} \frac{V_s}{A_m} \left(\sqrt{x_1^2 + z_1^2} + \sqrt{x_0^2 + z_0^2} - \sqrt{x_0^2 + z_1^2} - \sqrt{x_1^2 + z_0^2} \right. \\ &\quad \left. + z_1 \ln \frac{x_1}{x_0} \frac{z_1 + \sqrt{x_0^2 + z_1^2}}{z_1 + \sqrt{x_1^2 + z_1^2}} + z_0 \ln \frac{x_0}{x_1} \frac{z_0 + \sqrt{x_1^2 + z_0^2}}{z_0 + \sqrt{x_0^2 + z_0^2}} \right) \end{aligned}$$

Setzen wir die Daten $i(t) = 20 \text{ A} \sin\left(100\pi \frac{1}{5} t\right)$, $0,01 \text{ m} \leq x \leq 0,09 \text{ m}$, und $0,45 \text{ m} \leq z \leq 0,55 \text{ m}$ ein, so folgt $u_{\text{ind}}(t) = 2,75108472 \cdot 10^{-4} \cdot \cos\left(100\pi \frac{1}{5} t\right) \text{ V}$.

Die Auswertung über die Fläche liefert nun eine kleinere Induktionsspannung! Dies ist nicht verwunderlich, da jetzt die gesamte Fläche gemittelt wurde (doppelter Mittelwert).

Die Frage bleibt bestehen. Welche Berechnung gibt die physikalische Wirklichkeit wieder. Es müssen demzufolge sehr präzise die geforderten Messungen durchgeführt werden. Zu befürchten ist, dass **keine Fläche zur Berechnung benötigt wird. Warum sollte ein Leiter nur auf das **B**-Feld im Inneren der Schleife reagieren? Warum nicht auf einen Punkt des **B**-Feldes außerhalb? Wenn nach Maxwell, der die elektromagnetischen Wellen im Auge hatte, an jeder Stelle ein **E**-Feld um ein **B**-Feld vorhanden ist, so doch überall!**

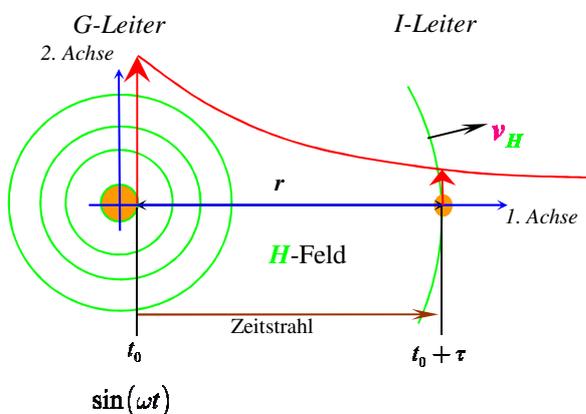
Eine andere Betrachtungsweise wäre durch eine Mittelwertbildung wie folgt gegeben.

Wir ersetzen das **B**-Feld durch ein konstantes **B***-Feld, in dem sich die Leiterschleife befindet. Das „Begradigen“ der Feldlinien in z-Richtung bedeutet die Integration des **B**-Feldes über die Länge des Leiters, dividiert durch die Länge des Leiters. Entsprechend ist in die x-Richtung zu verfahren. Ist **A** der Flächeninhalt, der von dem Leiterraum aufgespannt wird, so erhalten wir

$$\mathbf{B}^*(r, t) = \frac{1}{\int_A dx \wedge dy} \int_A \mathbf{B}(r, t).$$

Dies ändert sich auch nicht bei einem krummlinigen Leiter. Dies zeigt noch einmal die Problematik der Betrachtung. Der Vektorcharakter des Feldes bleibt hierbei im Verborgenen.

Schauen wir uns noch einmal den unendlich dünnen Leiter an und analysieren, wie der Leiter bewegt werden muss, um dieselbe Induktionsspannung zu erzeugen.



Wir bilden den Mittelwert über die magnetische Flussdichte. Dabei dürfen wir annehmen, dass ein Gleichstrom durch den Leiter strömt. Den Sinus berücksichtigen wir später beim Weg. Es ist

$$\frac{1}{\int_{r_0}^{r_1} dx} \int_{r_0}^{r_1} \frac{1}{x} dx = \frac{\ln \frac{r_1}{r_0}}{r_1 - r_0}.$$

Damit erhalten wir

$$\mathbf{B}^*(r_1, t) = \frac{\ln \frac{r_1}{r_0}}{r_1 - r_0} \cdot I \cdot \frac{\mu_0}{2\pi} dx \wedge dy.$$

Bestimmen wir nun den Weg, den der Induktionsleiter zurücklegen muss.

Es ist $s(r_1, t) = ((r_1 - r_0) \cdot \sin(\omega t), 0, 0)$. Folglich erhalten wir die Geschwindigkeit

$$\mathbf{v}(r_1, t) = (r_1 - r_0) \cdot \omega \cdot \cos(\omega t) \frac{\partial}{\partial x}.$$

Berechnen wir noch für den zweiten Leiter einer Leiterschleife die Geschwindigkeit $\mathbf{v}(r_2, t)$, so stimmt $L_{\mathbf{v}(r_1, t)}(\mathbf{B}^*(r_1, t)) - L_{\mathbf{v}(r_2, t)}(\mathbf{B}^*(r_2, t))$ bis auf das Vorzeichen mit $\ln \frac{r_2}{r_1} \cdot I \cdot \frac{\mu_0 \omega}{2\pi} \cdot \cos(\omega t) dy$ überein.

Warum nun die Länge zwischen Generator- und Induktionsleiter eingehen soll, bleibt im Verborgenen? Selbst wenn die Strömung berücksichtigt wird, liefert dies nur eine Laufzeitverschiebung des Signals. Der natürliche Logarithmus ist an dieser Stelle falsch!

Also noch einmal: Hier stimmt etwas nicht! Ich kann es auch böse formulieren: Aus Unkenntnis der Induktionsspannung im Einzelleiter bei ruhenden Leitern wurde das Ergebnis der rotierenden Schleife des Generators und der mathematischen Umrechnung auf die Fläche genommen und einfach für den allgemeinen Fall postuliert. Dies ist für die Herstellung von Geräten unwesentlich. Mit einer Ausnahme, der Chipherstellung. Hier gibt es große Probleme.

Ich füge noch einen weiteren Beweis hinzu. Dazu erinnern wir uns an die Sonneneruptionen, die zurzeit wieder gehäuft auftreten, wobei die Aktivität jedes Mal zunimmt. 1859 wurde die bisher gravierendste Auswirkung auf die Telegraphen-Verbindungen registriert. Hierbei brannten die Leiter aus Kupfer via Induktion durch. Dieser Ausfall beruht nicht auf Induktionsflächen, sondern Induktionsleitern. Ähnlich erging es 1989 den Menschen in Kanada, die mehr als 9 Stunden ohne Strom waren.

Vielleicht sollte ich noch den Transformator mit Kern anführen. Hierbei wird das Magnetfeld in den Kern »gesaugt«. Der Kern wird magnetisiert und besitzt selbst ca. ein 500-faches der eigentlichen Stärke des in der Spule »erzeugten« Magnetfeldes. Außerhalb des Kernes misst man fast nichts! Die Induktionsspule »merkt« nun nichts (extrem wenig) von der Veränderung des Magnetfeldes, da sie sich nicht darin befindet! Ansonsten müssten die »Elektronen« im Leiter der Spule mit den »Elektronen« im Kern kommunizieren! Auch hier ist das „kreisförmige“ $\dot{\mathbf{A}}_t$ -Feld maßgeblich für die in den Spulen induzierte Spannung!

Halten wir zunächst fest:

1. Bei der elektromagnetischen Induktion kommt es auf die Veränderung am Leiter an.
2. In der orthogonalen Relativbewegung zwischen Leiter und magnetischem Feld generiert der Leiter (welche Form der Leiter auch immer hat) aus der Raumenergie das elektrische Feld auf der Oberfläche des Leiters und dadurch die Induktionsspannung.
3. Verändert sich das magnetische Feld in der Zeit, so generiert der ruhende Leiter aus der Raumenergie das elektrische Feld auf der Oberfläche des Leiters und dadurch die Induktionsspannung.
4. Der wahre Ursprung der elektromagnetischen Induktion bleibt (noch) im Verborgenen!

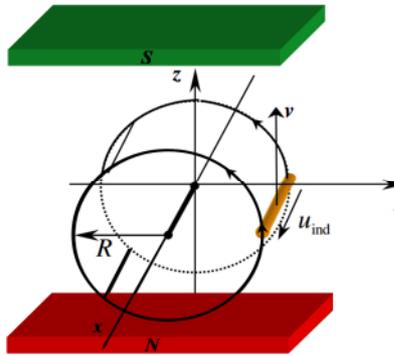
Ich komme im Abschnitt 16 darauf zurück.

ANHANG

Der Generator (für Schüler der Sek. I)

Versuch

Ein Leiter rotiert in einem konstanten Magnetfeld der Stärke H und beschreibt dabei eine Zylinderoberfläche.

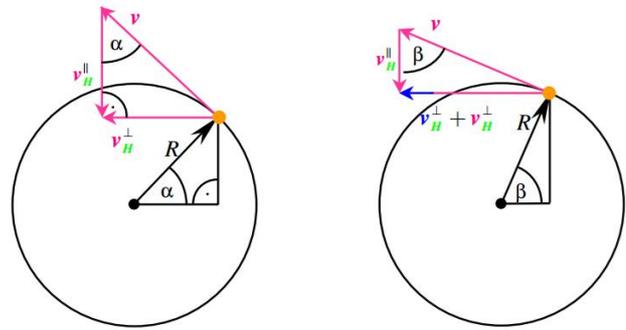


Die Geschwindigkeit ist tangential an einen Kreis des Zylinders, da der Leiter in diese Richtung flöge, würde er nicht gezwungen auf der Zylinderoberfläche zu bleiben.

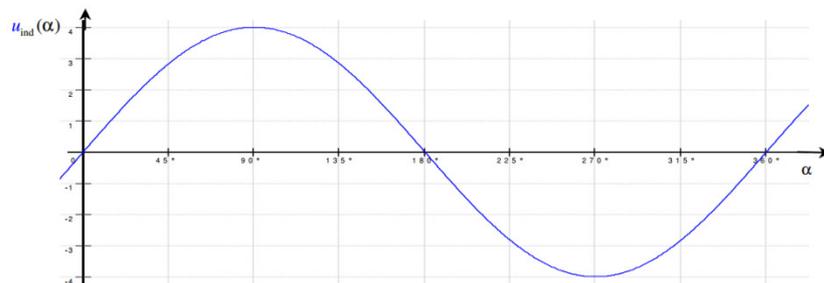
Es ist daher schwierig die Geschwindigkeit v_H^\perp zu bestimmen, da sie sich ständig ändert.

Betrachten wir zwei Momentanaufnahmen des Leiters.

Da beide Dreiecke gleiche Winkel besitzen, sind sie ähnlich. Folglich betrachten wir die Bewegung bezüglich des Winkels α . Bewegt sich der Leiter ein Stück weiter, so verändert sich die Länge von v_H^\perp um das kleine blaue Stück



v_H^\perp . Dieses Stück entspricht der Winkelveränderung von α auf β . Die Geschwindigkeit v_H^\perp ist in diesem Fall von dem Winkel α abhängig. Wieder gilt nach Pythagoras $v^2 = (v_H^\perp)^2 + (v_H^\parallel)^2$. Tragen wir den Winkel α auf der 1. Achse eines Koordinatensystems und die Induktionsspannung $u_{ind} = v_H^\perp(\alpha) \cdot \mu_0 \cdot H \cdot \ell$ auf der 2. Achse auf, so erhalten wir folgenden Funktionsgraphen.



Dies ist eine **Wechselspannung**. Wegen $v_H^\perp(\alpha) = v \cdot \sin(\alpha)$ heißt die **Wechselspannung** auch **Sinusspannung**.

Es gilt damit für den rotierenden Leiter um $u_{ind}(\alpha) = \mu_0 \cdot H \cdot \ell \cdot v \cdot \sin(\alpha)$.

Schalten wir einen zweiten Leiter diametral gegenüber zu einer rechteckigen Leiterschleife zusammen, so **erhöht sich die Induktionsspannung auf das Doppelte**. Erweitern wir die Schleife zu einer Spule mit n **Schleifen**, so erhalten wir die **n-fache Induktionsspannung** einer Schleife.

$$u_{ind}(\alpha) = 2n \cdot \mu_0 \cdot H \cdot \ell \cdot v \cdot \sin(\alpha)$$

wobei ℓ nun die Zylinderlänge ist H die Stärke des konstanten Magnetfeldes und v die Rotationsgeschwindigkeit sind.

In der Oberstufe lernen wir noch folgenden Zusammenhang kennen. Ist f die Anzahl der Umdrehungen pro Sekunde, **Frequenz** genannt, dann legt der Leiter die Strecke $2R \cdot \pi \cdot f = R \cdot \omega$ pro Sekunde zurück, wobei die Zahl ω Kreisfrequenz heißt. Die Geschwindigkeit ist dann $v = R \cdot \omega$. Mit $D = 2R$ als der Durchmesser der Spule und $\alpha = \omega t$ kann die Induktionsspannung folglich mit Hilfe der Mathematik auch geschrieben werden als

$$u_{ind}(t) = D \cdot n \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot H \cdot \ell \cdot v \cdot \sin(\alpha).$$

Eine **physikalische Interpretation** ist aber **nicht erlaubt!**

Daher darf auch nicht umgekehrt postuliert werden, dass die Induktionsspannung immer durch die Veränderung des Magnetfeldes in einer Fläche berechnet werden darf. Das ist physikalischer Unfug.

16. DAS RELATIVITÄTSPRINZIP

Das Relativitätsprinzip wird verwendet, um auszudrücken, dass kein Koordinatensystem ausgezeichnet ist. Daher ist die **Dynamik** immer zu verwenden. Mit anderen Worten: Das KOS ist bewegt!

Dazu ein eindrucksvolles Beispiel der Argumentation. Die Richtigkeit der Gleichung $d_x \mathbf{B}_t = 0$ soll nachgewiesen werden. Dies geschieht mit dem Induktionsgesetz $\dot{\mathbf{B}}_t + d_x \mathbf{E}_t = 0$ und dem Relativitätsprinzip.

Wir wissen $d_x \dot{\mathbf{B}}_t + d_x d_x \mathbf{E}_t = 0 \stackrel{dd=0}{\Rightarrow} d_x \dot{\mathbf{B}}_t = 0$. Folglich wäre $d_x \mathbf{B}_t = \rho^m$, wobei ρ^m nicht von der Zeit abhängt. In Analogie zu $d_x \mathbf{D}_t = \rho^e$ ließe sich ρ^m als magnetische Ladungsdichte auffassen. Diese müssen sich aber an festen Stellen aufhalten. Können daher auch nicht von der Zeit abhängen. Dann wäre dieses Koordinatensystem gegenüber allen anderen ausgezeichnet, da nur hier die magnetischen Ladungen in Ruhe sind. Ergo: $d_x \mathbf{B}_t = 0$.

Seit 2009 wissen wir aber um die Existenz der magnetischen Ladungen. Es gibt folglich kein globales Vektorpotential nach Poincaré.

Wir schließen hieraus rasierklingscharf, dass entweder das Relativitätsprinzip oder das Induktionsgesetz in dieser Form falsch ist, da die entdeckten Pole wohl stationär sind.

Es bleibt hier nur ein Schluss: Das Induktionsgesetz in der heutigen Form ist falsch! Faraday für einen Leiter ist richtig!

Beachte!⁴⁸

In diesem Zusammenhang sollten wir auch noch einmal auf die **Galilei**-Transformation eingehen. Sie ist nur lokal anzuwenden (Tangentialraum), also kleine Längen und kleine Zeiten; kann daher nicht global verwendet werden!

Physiker behaupten immer, die Gleichungen müssen invariant unter Bewegungen, hier Translationen, sein. Und genau da beißt sich der Physiker in die eigenen Füße, wenn er verlangt, dass die Gleichung in sich überführt werden soll. Schauen wir zurück in den Abschnitt ‚Bewegte Felder‘, so stellen wir fest, dass dies unmöglich ist. Wie schon gesagt sind elektrische und magnetische Felder duale Gestalten wie Yin und Yang . Möglicherweise auch Erscheinungen eines noch unbekanntes ‚besonderen Feldes‘. Das wäre jetzt aber Spekulation auf die ich mich nicht einlassen will. Da wir nicht wissen, ob wir ruhen oder uns bewegen, müssen alle Gleichungen in einem bewegten Koordinatensystem beschrieben werden. Denn immer dann, wenn die zeitliche Ableitung ins Spiel kommt, geht die Invarianz verloren. Wobei wir ja nur glauben zu wissen, was Zeit ist.

Schreiben wir also einmal die maxwellschen Gleichungen in bewegten Koordinaten auf. Ich verwende hier alternierende Differentialformen. Bewegt werden die Area oder

⁴⁸ <http://www.electromagnetism.demon.co.uk/images/7877.jpg>

Volumina in der Integraldarstellung. Die Bewegung wird durch das Vektorfeld $\dot{\mathbf{g}}_t$ beschrieben.

$$\text{Spannungsgleichung: } d_{\mathbf{x}}\mathbf{E}_t := -\left(\dot{\mathbf{B}}_t + d_{\mathbf{x}}\iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{B}_t + \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\rho_t^m\right), \quad d_{\mathbf{x}}\mathbf{B}_t = \rho_t^m$$

$$\text{Stromgleichung: } d_{\mathbf{x}}\mathbf{H}_t := \dot{\mathbf{D}}_t + d_{\mathbf{x}}\iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{D}_t + \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\rho_t^e, \quad d_{\mathbf{x}}\mathbf{D}_t = \rho_t^e$$

Ich habe hier noch einmal die Gleichungen so geschrieben, wie sie auch Maxwell geschrieben hat. Er sagte: Das elektrische Feld \mathbf{E}_t wird definiert durch⁴⁹

$\mathbf{E}_t := -\dot{\mathbf{A}}_t - \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{B}_t - d_{\mathbf{x}}\varphi$. Magnetische Ladungen existierten nicht. Ich kann auch sagen:

Die rechte Seite gibt an, wodurch es geschieht und die linke Seite, was es ist. Das Minuszeichen muss in einem der beiden stehen, da sonst der Energieerhaltungssatz verletzt wird. Wo es steht ist völlig egal. Es entspricht einer Spiegelung der Gleichungen. Diese Physik ist zu dieser äquivalent. In diesem Zusammenhang veröffentlichte Helmholtz⁵⁰ auch, dass in φ das Potential **und** das auch $\iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{A}_t$ vorhanden wäre. Folglich wäre

$$\mathbf{E}_t = -\dot{\mathbf{A}}_t - \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{B}_t - d_{\mathbf{x}}\iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{A}_t - d_{\mathbf{x}}\varphi = -\dot{\mathbf{A}}_t - \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}d_{\mathbf{x}}\mathbf{A}_t - d_{\mathbf{x}}\iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{A}_t - d_{\mathbf{x}}\varphi = -\dot{\mathbf{A}}_t - \mathcal{L}_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{A}_t - d_{\mathbf{x}}\varphi.$$

Wenn nun $\iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{B}_t = \dot{\mathbf{A}}_t^v$ wäre, so hätten wir $\mathbf{E}_t := -\dot{\mathbf{A}}_t - \dot{\mathbf{A}}_t^v - d_{\mathbf{x}}\iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{A}_t - d_{\mathbf{x}}\varphi$.

Bei einer Bewegung sollte folglich nicht die Spannungs- und Stromgleichung invariant bleiben, sondern sie sollten ihre Rollen tauschen. Dies geschieht in Wechselwirkung mit dem umgebenden Raum.

Ist \mathbf{v} die Geschwindigkeit eines anderen Koordinatensystems relativ zu meinem, so wäre $d_{\mathbf{x}}\mathbf{H}_t^b := *(\iota_{\mathbf{v}}(\dot{\mathbf{B}}_t + d_{\mathbf{x}}\iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{B}_t + \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\rho_t^m))$ und $d_{\mathbf{x}}\mathbf{E}_t^b := -*(\iota_{\mathbf{v}}(\dot{\mathbf{D}}_t + d_{\mathbf{x}}\iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{D}_t + \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\rho_t^e))$. Hierbei ist $*$ der Hodge-Stern-Operator, der Formen auf Ströme und Ströme auf Formen abbildet.

Schauen wir noch einmal genauer hin. In beiden Gleichungen gilt $\dot{\mathbf{B}}_t + \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\rho_t^m = d_{\mathbf{x}}\dot{\varphi}_t^m$ und

$\dot{\mathbf{D}}_t + \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\rho_t^e = d_{\mathbf{x}}\dot{\psi}_t^e$ (folgt aus $d_{\mathbf{x}}d_{\mathbf{x}}=0$), so dass wir auch $\mathbf{E}_t = -(\iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{B}_t + \dot{\varphi}_t^m)$ und

$\mathbf{H}_t = \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{D}_t + \dot{\psi}_t^e$ auf einem einfach zusammenhängenden Gebiet schreiben dürfen. In den

letzten beiden Gleichungen darf jederzeit eine alternierende Einsform zugefügt werden

(Eichtransformation). Dann wäre $\mathbf{E}_t = -(\iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{B}_t + \dot{\varphi}_t^m + d_{\mathbf{x}}\mu_t^m)$ und $\mathbf{H}_t = \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t}\mathbf{D}_t + \dot{\psi}_t^e + d_{\mathbf{x}}\eta_t^e$.

Die zweite Gleichung ist eigentlich überflüssig, wenn wir $\mathbf{H}_t = \mathbf{Z}_w^{-1}\mathbf{E}_t$ setzen, wobei \mathbf{Z}_w der Wellenwiderstand des Raumes ist, denn die Stromgleichung folgt aus der Spannungsgleichung. **Der Raum generiert das elektrische Feld.**

In diesem Zusammenhang vergleiche auch^{51,52}.

⁴⁹ Whittaker, E. T.: *A history of the theories of aethers and electricity: from the age of Descartes to the close of the nineteenth century*, page 288, 1910

⁵⁰ Helmholtz: *Journal für Mathematik*, 1874, Seite 309

⁵¹ <http://www.ekkehard-friebe.de/MAXWEL-A.HTM>

Dies hat schon Maxwell vorsichtig angedeutet: $\mathbf{E} = -\frac{d\Phi}{d(ct)} + \text{div}(\mathbf{A}) - {}^Q\text{grad}(\varphi) - {}^Q\text{rot}(\mathbf{A})$.
 (im Gauss-System) Hierbei ist $\Phi = \varphi + \mathbf{A}_1 i + \mathbf{A}_2 j + \mathbf{A}_3 k$. ${}^Q\text{grad}$ und ${}^Q\text{rot}$ sind reine Quaternionen. $\text{div}(\mathbf{A}) = D_1 \mathbf{A}_1 + D_2 \mathbf{A}_2 + D_3 \mathbf{A}_3$ (**skalares Feld**) kann somit als **longitudinales Feld** interpretiert werden. Beachte hier: $\mathbf{E} = c\mathbf{B}$., wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist. Ferner sind D_i die partiellen Ableitungen.

Möglicherweise ist auch $\dot{\varphi}_t^m = \dot{\mathbf{A}}_t + \dot{\lambda}_t^m$, wobei in $\dot{\lambda}_t^m$ die Raumströmung und das elektrische Potential eingeht. Entsprechend wäre $\dot{\psi}_t^e = \dot{\mathbf{C}}_t + \dot{\zeta}_t^e$. Natürlich gilt $d_x \mathbf{A}_t \neq \mathbf{B}_t$ und wie schon immer $d_x \mathbf{C}_t \neq \mathbf{D}_t$.

Ich denke an dieser Stelle kann auch ein Zusammenhang zur Theorie von Evans gesehen werden, da dort $\mathbf{B}_t = d_x \mathbf{A}_t - * \left(\iota_{\omega_t^m} (*\mathbf{A}_t) \right)$. Beachten Sie, dass in $*$ Hodge-Operator die Metrik des Raumes eingeht. Entsprechend wäre $\mathbf{D}_t = d_x \mathbf{C}_t - * \left(\iota_{\omega_t^e} (*\mathbf{C}_t) \right)$. Beachte, dass sowohl $d * \mathbf{A}_t = 0$ als auch $d * \mathbf{C}_t = 0$ sein muss! Kurz: $\delta \mathbf{A}_t = 0$ und $\delta \mathbf{C}_t = 0$! ($\delta := *d*$)

Gehen wir von der Annahme eines vierdimensionalen Raumes aus, so kann die elektrische Feldstärke zu einer alternierenden Zweiform erweitert werden $\widehat{\mathbf{E}}_t = \mathbf{E}_t \wedge dt$. Den Differentialen wird nun eine Einheit zugeordnet. $\widehat{\mathbf{E}}_t$ hat nun die Einheit Voltsekunde. Die Einheit der Magnetfeldstärke \mathbf{B}_t als alternierende Zweiform hat auch die Einheit Voltsekunde. So wurde sie jedenfalls von den Physikern angepasst. Daher können sie zu einer neuen alternierenden Zweiform $\mathbf{F}_t = \widehat{\mathbf{E}}_t + \mathbf{B}_t$ zusammengefasst werden. Es folgt

$$\begin{aligned} d\mathbf{F}_t &= d\widehat{\mathbf{E}}_t + d\mathbf{B}_t = d_x \mathbf{E}_t \wedge dt + d_x \mathbf{B}_t + \dot{\mathbf{B}}_t \wedge dt \\ &= (d_x \mathbf{E}_t + \dot{\mathbf{B}}_t) \wedge dt + d_x \mathbf{B}_t \\ &= \left(-(\dot{\mathbf{B}}_t + d_x \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t} \mathbf{B}_t + \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t} \rho_t^m) + \dot{\mathbf{B}}_t \right) \wedge dt + \rho_t^m \\ &= -\left(d_x \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t} \mathbf{B}_t + \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t} \rho_t^m \right) \wedge dt + \rho_t^m. \end{aligned}$$

Die Gleichung $d\mathbf{F}_t = 0$ kann hier nicht erfüllt werden. Es gilt wegen $dd\mathbf{F}_t = 0$ die Gleichung

$$0 = -d_x \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t} \rho_t^m \wedge dt + \dot{\rho}_t^m \wedge dt = \left(-d_x \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t} \rho_t^m + \dot{\rho}_t^m \right) \wedge dt,$$

also richtigerweise
$$-d_x \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t} \rho_t^m + \dot{\rho}_t^m = 0 \Leftrightarrow d_x \iota_{\dot{\mathbf{g}}_t} \rho_t^m = \dot{\rho}_t^m.$$

Diese Gleichungen sollen die **Idee** aufzeigen, die hinter der Bewegung stehen kann. Sie haben zunächst keinen Anspruch auf Richtigkeit, führen aber auch auf keinen Widerspruch. Ferner möchte ich auch noch einmal auf Maxwell eingehen. Hier steht die

⁵² <http://www.ekkehard-friebe.de/Neuform.htm>

Interpretation der Gleichungen im Vordergrund. Ich interpretiere also anders. Natürlich existiert nun kein Vektorpotential mehr, so dass die Theorie völlig neu überarbeitet werden muss. Das schließt die Induktion der Ruhe ein. Besser wäre es eine völlig neue Theorie aus Quantenelektrodynamik („Transformationstheorie nach Dirac“) und Subquantenkinetik („nach LaViolette“) aufzubauen. Es wäre natürlich auch erfreulich, wenn sich die radiale Abnahme in φ_t^m von einem „stromdurchflossenen“ Leiter mit $\frac{a}{r^2} e^{-br}$ zeigt, was bei Höchststromleitungen der Fall ist, z.B. $1,004 < a < 1,005$ und $0,009 < b < 0,010$. Ansonsten müsste die Zunahme in einem Leiter der quer zur Ausbreitungsrichtung liegt dadurch erklärt werden, dass das sich ausbreitende Magnetfeld stets ein elektrisches Feld auf dem Leiter generiert, das sich ständig in Ausbreitungsrichtung neu bewegt und daher am Ende ein höheres Potential verursacht. Die kann aber nur durch hochpräzise Messungen der Induktionsspannung überprüft werden. Entscheidend ist jedoch ein angebliches Paradoxon, das zeigt, dass die Energie in einer Kugelschale abnimmt. Damit würde auch die Induktionsspannung mit größerer Entfernung stärker abnehmen, als bisher berechnet wird. In diesem Zusammenhang verweise ich auch auf Bücher bis 1910⁵³.

Als Ergänzung füge ich noch die Kreuzgleichungen des Vakuums hinzu: $D_t = \epsilon_0 * E_t \Leftrightarrow E_t = \epsilon_0^{-1} * D_t$ und $B_t = \mu_0 * H_t \Leftrightarrow H_t = \mu_0^{-1} * B_t$ an. Sie hängen von der Metrik des Raumes ab. Mir wäre es aber lieber mit E und H auszukommen, wobei H durch E über den Raum, also $H_t = Z_w^{-1} E_t$, generiert wird.

Da E und H wie Yin und Yang zusammengehören, sollte ein Feld durch eine alternierende Differentialform, das andere durch eine alternierende Codifferentialform beschrieben werden.

Natürlich gibt es Vorlesungen die in moderner Form mittels alternierender Differentialformen geschrieben sind. Nur suchen muss man schon. Natürlich sollten die Vorlesungen koordinatenfrei formuliert sein. Der Leser dankt es!⁵⁴

Die verborgene Botschaft in MAXWELL's Gleichungen.⁵⁵

Eine letzte Bemerkung zum Messen.

Schon allein das Messen einer Länge ist problematisch. Ist die Länge klein, so ist dies noch relativ gut möglich, wenn der Weg ‚ablaufbar‘ ist. Der Messfehler bleibt dadurch überschaubar klein. Für große Strecken bietet sich ein Lasermessgerät an. Hier wird die Laufzeit des hin- und Rückweges gemessen und dann gemittelt. Dies setzt folglich voraus, dass monochromatisches Licht immer gleich schnell ist. Übertragen wir diese Erkenntnis auf Ein- und Ausschalten von elektrischen Anlagen, so gehen wir davon aus, dass ein Signal immer gleich schnell übertragen wird. Die **Gleichzeitigkeit** des

⁵³ Whittaker, E. T.: *A history of the theories of aethers and electricity: from the age of Descartes to the close of the nineteenth century*, 1910

⁵⁴ <http://www.physics.princeton.edu/~mcdonald/examples/zirnbauer.pdf>

⁵⁵ <http://www.ekkehard-friebe.de/Catt-85a.htm>

Schaltens zu erzwingen bringt damit größte Probleme, die heute meistens mit Glasfaserleitungen bewerkstelligt werden. Jedoch haben wir in unseren elektronischen Schaltungen Zeitverzögerungen, die wir nicht überblicken. Hier nach der 15ten Stelle hinter dem Komma zu fragen ist doch manchmal recht zweifelhaft. Beginnen wir mit Messungen, die überschaubar sind und die Licht ins Dunkel bringen.

Große Theorien sind von dem mathematischen Standpunkt aus gesehen natürlich faszinierend. Was aber nutzt uns ein 13-dimensionaler Raum, wenn wir in einem dreidimensionalen Raum leben und von den anderen 10 nicht einmal wissen, ob sie existieren. Damit meine ich nicht, dass keine höherdimensionalen Räume nötig sind, denn schon in der Schreibweise $(w(t); w'(t))$, in der ein Weg in einem dreidimensionalen Raum samt seiner Ableitung beschrieben wird, der von der Zeit t abhängt, finden sich 7 Dimensionen. Eine für die Zeit, drei für den Ort und drei für die Richtung.

Skalarwellen in der Elektrodynamik

Eine Frage bleibt nun noch zu beantworten. Was ist eine Skalarwelle? Hier wird gern der Name Nikola Tesla bemüht. Jeder spricht von Skalarwellen, aber eine richtige Definition finden wir nicht. So kann jeder »seine« Skalarwelle kreieren! Wer im Trüben fischt, ist natürlich immer angreifbar.

Es wird behauptet, dass in der Elektrodynamik stets ein elektrisches und magnetisches Feld untrennbar miteinander verbunden sind. Das ist schlicht falsch!

Dies belegt schon die Elektrostatik, die meines Erachtens nicht richtig verstanden wird, weil das dynamische Model nach Newton, Coulomb und Ampère in der ursprünglich korrigierten Fassung mit Dynamik herangezogen wird, wenn auch nur gedanklich. Ein Signal kann über einen einfachen Leiter mittels einer elektrischen Welle übertragen werden. Dies ist nicht sehr aufwendig und relativ verlustfrei. Diese Welle kann als eine Skalarwelle interpretiert werden, da sie keinen magnetischen Anteil besitzt. Hieraus ergibt sich folgende Frage.

Kann durch eine solche Anordnung eine Antenne gebaut werden?

Eine Antenne bedarf einer stehenden Welle. Wie könnte nun eine einfache Antenne gebaut sein?

Natürlich kann keine herkömmliche Antenne verwendet werden, da hier über die elektromagnetische Induktion eingekoppelt wird.

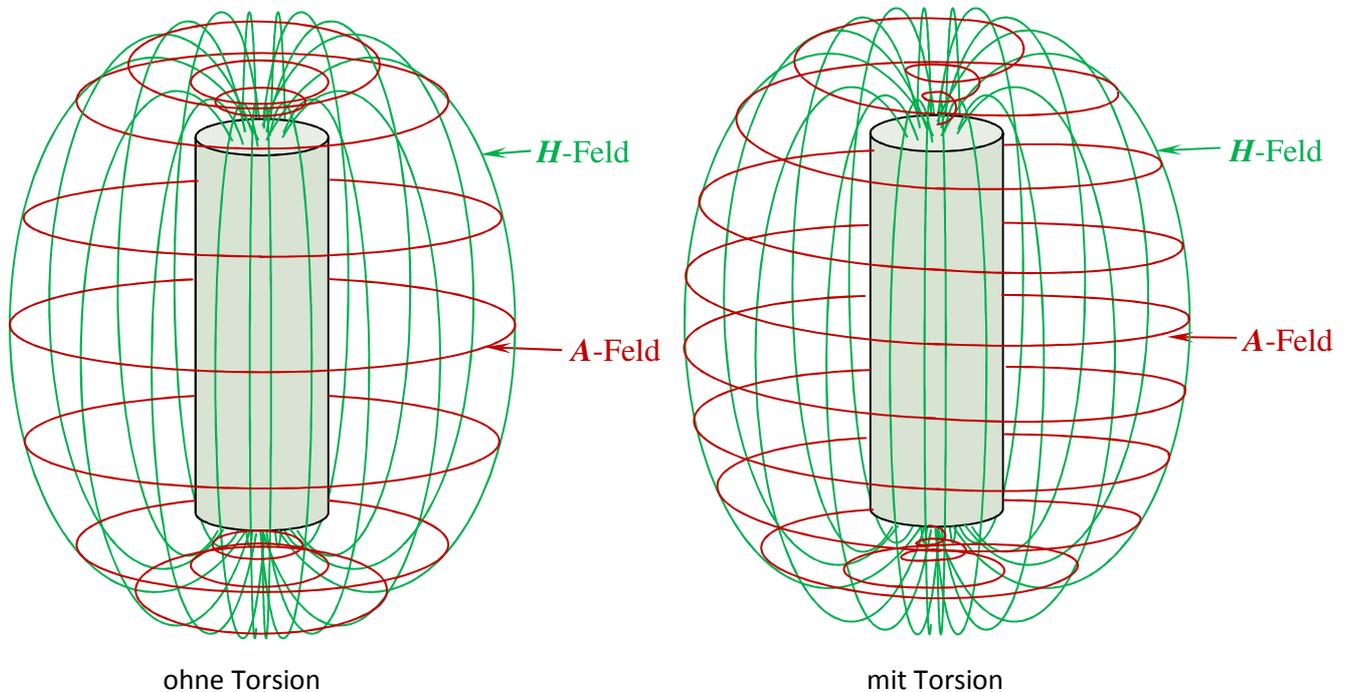
Zunächst sollte ein gewöhnlicher gerader Leiter mit einem freien Ende, der über einen Kondensator an eine hochfrequente Spannung gekoppelt ist, aufgebaut und untersucht werden. An dem freien Ende kann eine »Kugel« angebracht werden. Eine stehende Welle ist hier **nicht** nötig! Der Leiter kann dann auch zu einer Tesla-Flachspule oder -Kegelspule aufgewickelt werden. Hier wäre auch eine Kopplung an eine hochfrequente Spannung über zwei Kondensatoren an den Enden denkbar. Habe ich noch nicht überprüft. Die Hochfrequenz ist so zu wählen, dass auf der Spule stehende Wellen entstehen.

Mit einer Tesla-Spule kann auch eine solche Antenne gebaut werden! Hier ist zu beachten, dass wieder ein Ende der Spule frei bleibt auf dem eine »Halbkugel« aufgesetzt wird. Von dieser Halbkugel wird das elektrische Feld in den umgebenden

Raum »gepumpt«. Dass es hier kein magnetisches Feld gibt, belegt der topologische Satz: „**Ein gekämmter Igel ist nicht glatt!**“

Zu vergleichen ist diese Anordnung mit dem Lautsprecher! Die Kugel wird durch die Hochfrequenz einmal positiv gegenüber dem umgebenden Raum und einmal negativ gegenüber dem umgebenden Raum geladen. Dies entspricht das hin- und herschwingen der Membran. Ergo: **Eine longitudinale Welle wird in den Raum abgestrahlt.**

Magnetfeld- und Potentialfeldlinien eines Permanentmagneten



Zur Beschreibung des rotationssymmetrischen Magnetfeldes H wird der elliptische Spindel-Torus verwendet. Der elliptische Spindel-Torus stellt eine relativ gute Beschreibung dar. Das Potentialfeld A steht an jeder Stelle senkrecht auf H . Ist A konstant, so ändert H nur die Richtung, nicht aber die Stärke. Umgekehrt verändert A auf einer „Feldlinie“ nicht die Richtung, sondern nur die Stärke. Interessant wäre, ob A durch eine Spirale mit einer sehr kleinen Torsion dargestellt wird.

Parameterdarstellung

$$\vec{X}(s,t) = R \begin{pmatrix} \cos(t) \\ \sin(t) \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} a \cos(t) \cos(s) \\ a \sin(t) \cos(s) \\ b \sin(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (R + a \cos(s)) \cos(t) \\ (R + a \cos(s)) \sin(t) \\ b \sin(s) \end{pmatrix}, \quad \begin{matrix} -\pi \leq s < \pi \\ 0 \leq t < 2\pi \end{matrix}$$

Algebraische Gleichung

$$\left(\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} + \frac{R^2}{a^2} - 1 \right)^2 = 4 \frac{R^2}{a^2} \left(\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} \right)$$

Beweis durch Einsetzen

Wegen $[(R + a \cos(s)) \cos(t)]^2 + [(R + a \cos(s)) \sin(t)]^2 = (R + a \cos(s))^2$ ergibt sich

$$\begin{aligned} \left(\frac{(R + a \cos(s))^2}{a^2} + \sin^2(s) + \frac{R^2}{a^2} - 1 \right)^2 &= 4 \frac{R^2}{a^2} \frac{(R + a \cos(s))^2}{a^2} \\ \left(\frac{2R^2 + 2Ra \cos(s)}{a^2} \right)^2 &= 4 \frac{R^2}{a^2} \frac{(R + a \cos(s))^2}{a^2} \\ 4R^2 \frac{(R + a \cos(s))^2}{a^4} &= 4 \frac{R^2}{a^2} \frac{(R + a \cos(s))^2}{a^2} \end{aligned}$$

Die **Tangentialfläche** wird durch die Vektoren aus den partiellen Ableitungen bestimmt.

$$\frac{\partial \vec{X}}{\partial s}(s_0, t_0) = \begin{pmatrix} -a \sin(s_0) \cos(t_0) \\ -a \sin(s_0) \sin(t_0) \\ b \cos(s_0) \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \frac{\partial \vec{X}}{\partial t}(s_0, t_0) = (R + a \cos(s_0)) \begin{pmatrix} -\sin(t_0) \\ \cos(t_0) \\ 0 \end{pmatrix}$$

Ein orthogonaler Vektor (Dreibein) ist

$$(R + a \cos(s_0)) \begin{pmatrix} b \cos(s_0) \cos(t_0) \\ b \cos(s_0) \sin(t_0) \\ a \sin(s_0) \end{pmatrix}.$$

Hieraus erhalten wir das Flächenelement $(R + a \cos(s)) \sqrt{a^2 \sin^2(s) + b^2 \cos^2(s)} ds \wedge dt$.

Der Tangentialvektor

$$\frac{\partial \vec{X}}{\partial s}(s, t) = \begin{pmatrix} -a \sin(s) \cos(t) \\ -a \sin(s) \sin(t) \\ b \cos(s) \end{pmatrix}$$

ist dann die **Richtung** der Magnetfeldstärke \vec{H} . Die **Stärke** selbst hängt aufgrund der Symmetrie vom Radius R und s , nicht aber von t ab! Dies folgt sofort aus

$$\left\| \frac{\partial \vec{X}}{\partial s}(s, t) \right\| = \sqrt{a^2 \sin^2(s) + b^2 \cos^2(s)}.$$

Wir finden

$$\vec{H}(s, t) = \frac{H(s, t)}{\sqrt{a^2 \sin^2(s) + b^2 \cos^2(s)}} \begin{pmatrix} -a \sin(s) \cos(t) \\ -a \sin(s) \sin(t) \\ b \cos(s) \end{pmatrix}.$$

Die zu \vec{H} orthogonale Fläche ist durch das Erzeugnis der Vektoren

$$\frac{1}{\sqrt{a^2 \sin^2(s) + b^2 \cos^2(s)}} \begin{pmatrix} b \cos(s) \cos(t) \\ b \cos(s) \sin(t) \\ a \sin(s) \end{pmatrix} \text{ und } \begin{pmatrix} -\sin(t) \\ \cos(t) \\ 0 \end{pmatrix}$$

gegeben. In dieser Fläche wird mit einem Hall-Generator die **Magnetfeldichte** \vec{B} gemessen.

In dieser Darstellung ist nur eine Feldfläche angegeben. Für weitere Feldflächen, sie sind nach dem Huygenschen Satz disjunkt, kann z.B. $a = a_0 u$ und $b = b_0 u$ gesetzt werden, wobei u als Scharparameter dient. Natürlich ist der Scharparameter hier sehr einfach gewählt.

Hat nun A eine sehr kleine Torsion, so wähle ich eine einfache Beschreibung, also z.B.

$$\vec{A}(s_0, t) = \frac{A(s_0, t)}{\sqrt{\left(R + a \cos\left(s_0 + \frac{t}{n}\right)\right)^2 + b^2 \sin^2\left(s_0 + \frac{t}{n}\right)}} \begin{pmatrix} \left(R + a \cos\left(s_0 + \frac{t}{n}\right)\right) \cos\left(\frac{t+s_0+\pi}{n}\right) \\ \left(R + a \cos\left(s_0 + \frac{t}{n}\right)\right) \sin\left(\frac{t+s_0+\pi}{n}\right) \\ b \sin\left(s_0 + \frac{t}{n}\right) \end{pmatrix},$$

$$-\pi \leq s_0 < \pi, \quad (-\pi - s_0)n \leq t < (+\pi - s_0)n, \quad n \in \mathbb{R}^{>0}.$$

Der Tangentialvektor

$$\begin{pmatrix} -\frac{1}{n} a \sin\left(s_0 + \frac{t}{n}\right) \cos\left(\frac{t+s_0+\pi}{n}\right) \\ -\frac{1}{n} a \sin\left(s_0 + \frac{t}{n}\right) \sin\left(\frac{t+s_0+\pi}{n}\right) \\ \frac{1}{n} b \cos\left(s_0 + \frac{t}{n}\right) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -\frac{1}{n} \left(R + a \cos\left(s_0 + \frac{t}{n}\right)\right) \sin\left(\frac{t+s_0+\pi}{n}\right) \\ \frac{1}{n} \left(R + a \cos\left(s_0 + \frac{t}{n}\right)\right) \cos\left(\frac{t+s_0+\pi}{n}\right) \\ 0 \end{pmatrix},$$

gibt die Richtung von $\dot{\vec{A}}$ an, wobei wieder $-\pi \leq s_0 < \pi, \quad (-\pi - s_0)n \leq t < (+\pi - s_0)n$.

Bemerkung:

Das Magnetfeld außerhalb einer Spule unterscheidet sich unwesentlich von dem eines Permanentmagneten. Bei einer kleinen Torsion wird klar, warum das A -Feld und nicht das H -Feld bei einem Transformator maßgeblich ist. Der A -„Wirbel“-Fluss ändert hier natürlich die Richtung und induziert in der Sekundärspule die Induktionsspannung.

An dieser Stelle möchte ich doch meine Verwunderung ausdrücken. Aus bekannten Dingen (wusste schon Maxwell) wird etwas über **Raumquanten** abgeleitet und dies als eine **neue Theorie** verkauft. Bei mir stellt sich ein Unbehagen ein!

Transversal-, Longitudinal- oder Skalarwelle

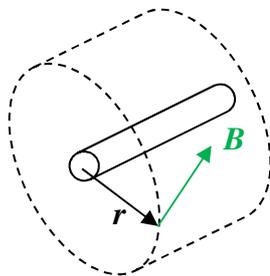
Transversalwellen

Der „Stromdurchflossene Leiter“

Schließen wir einen Leiter an eine Spannungsquelle (Gleich- oder Wechselspannung) an, so beobachten wir in einem an ein Spannungsmessgerät angeschlossenen parallelen Leiter eine Spannung. Die Größe der Spannung nimmt mit dem Abstand vom Leiter ab.

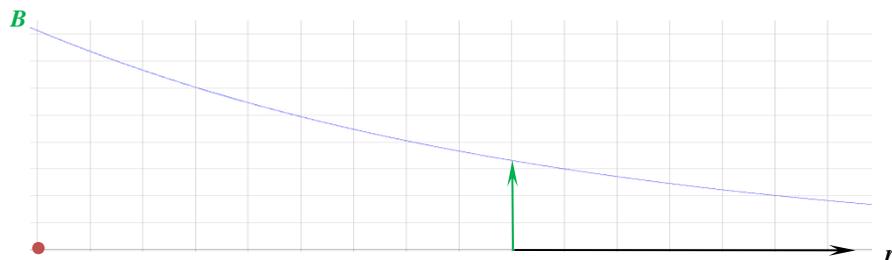
A) Gleichspannung

In diesem Fall genügt ein Kompass statt eines parallelen Leiters. Anhand der Änderung (Drehung) der Kompassnadel aus ihrer ursprünglichen Lage, schließen wir auf die Stärke des Magnetfeldes. Die Stärke des Magnetfeldes nimmt mit dem Abstand vom Leiter ab, da die Abweichung der Kompassnadel schwächer wird.

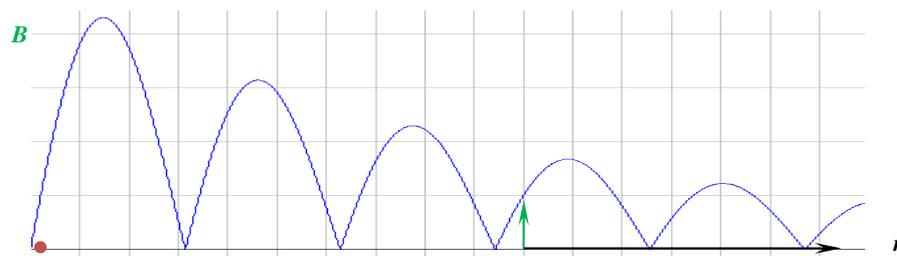


Hierbei ist r der Radius bzw. der Abstand vom Leiter. B ist die Magnetfeldstärke. Der Pfeil symbolisiert die Richtung und die Länge die Stärke der Magnetfeldstärke. Der Pfeil liegt immer auf einer Geraden. Insbesondere steht B senkrecht zur Ausbreitungsrichtung!

Die Richtung und Stärke des Magnetfeldes an einem festen Ort ändern sich nicht, obwohl sich das Magnetfeld ausbreitet. Hier von einer Welle zu sprechen wäre schon etwas verwegend. Die Magnetfeldstärke ist folglich nur vom Ort, aber nicht von der Zeit abhängig. Der Leiter ist durch einen roten Punkt dargestellt.



Bei einer pulsierenden Gleichspannung ändert sich an einem bestimmten Ort nur die Stärke des Magnetfeldes in der Zeit, nicht aber die Richtung. Der Pfeil zeigt immer in dieselbe Richtung, verändert nur seine Länge zwischen $+\hat{B}$ und 0 .

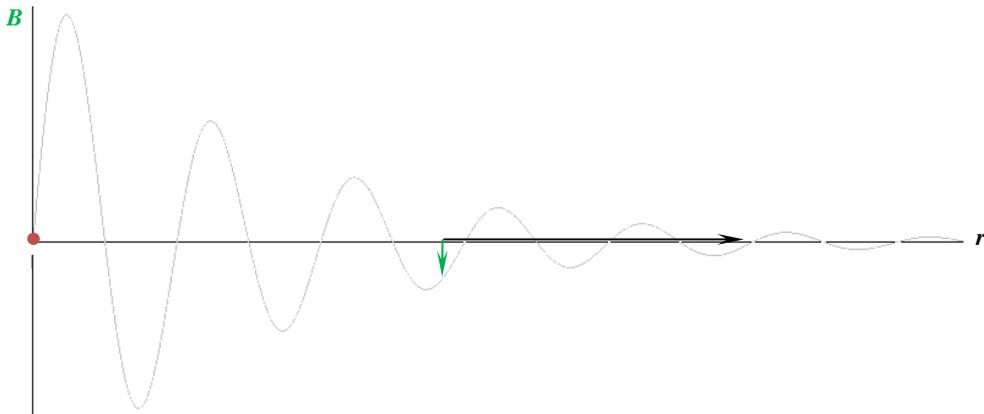


Das Magnetfeld breitet sich nach rechts aus. An einer bestimmten Stelle verlängert bzw. verkürzt sich dadurch der Pfeil (Stärke des Magnetfeldes).

B) Wechselspannung

In diesem Fall wechselt das Potential φ gegenüber eines Nullleiters ständig die Größe zwischen $+\hat{\varphi}$ und $-\hat{\varphi}$. In vielen Fällen kann das Potential durch $\varphi(t) = \hat{\varphi} \cdot \sin(\omega t)$ beschrieben werden. Folglich ist nun die Magnetfeldstärke vom Ort und von der Zeit abhängig, wobei die Richtung nun auch zwischen $+\hat{B}_t$ und $-\hat{B}_t$ wechselt.

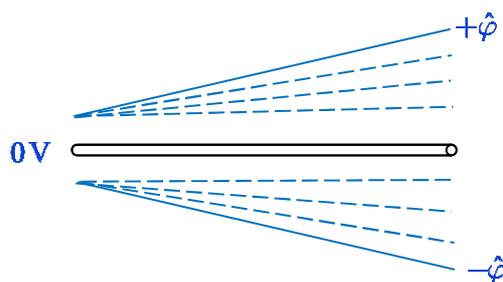
Im Falle der Wechselspannung kann anschaulich von einer Welle gesprochen werden.



Das Magnetfeld breitet sich wieder nach rechts aus. In diesem Fall zeigt der Pfeil auch in die negative Richtung. Dieses Bild erinnert uns an eine im Schnitt dargestellte sich ausbreitende Welle.

Da die Wellenbewegung quer zur Ausbreitungsrichtung steht, sprechen wir von einer Transversalwelle.

Soll nun eine mathematische Differentialgleichung erstellt werden, so ist $\varphi \sim R$ und $I \sim \frac{\varphi}{R}$ zu beachten. Das Magnetfeld ergibt sich dann etwas Fassförmig um den Leiter.



Potentialgefälle längs einer Leitung

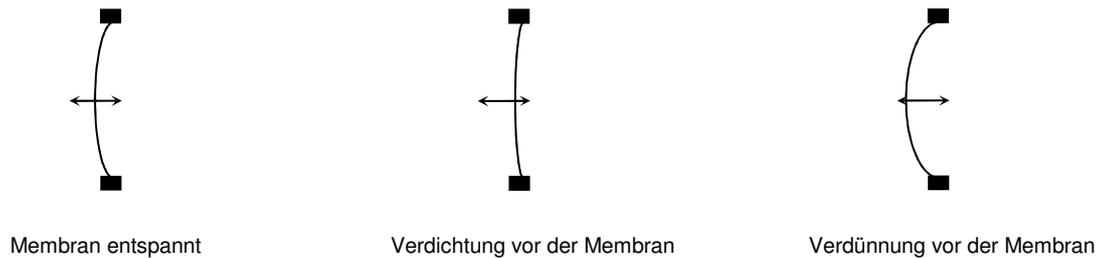
Longitudinalwelle

Die Schallwelle

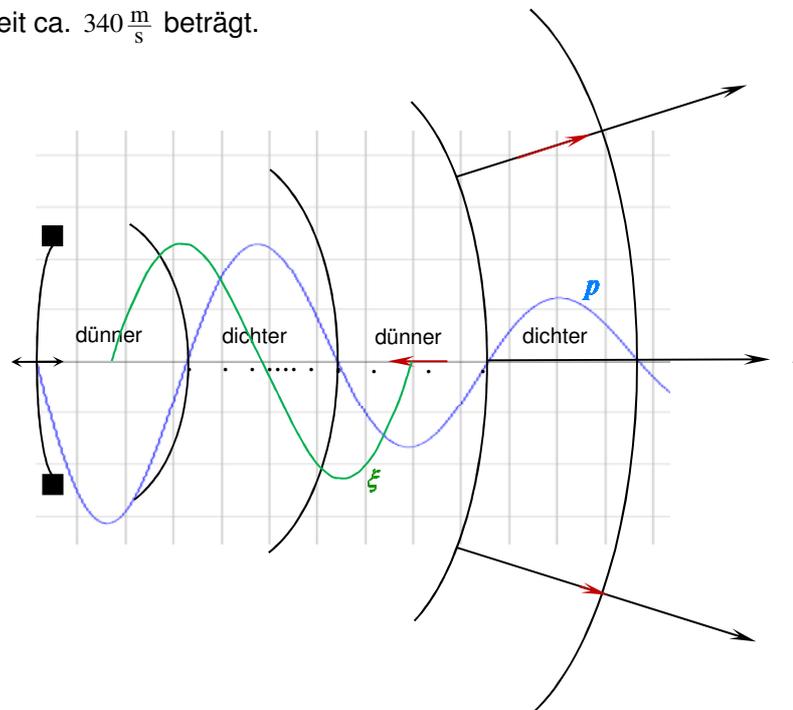
Sie entsteht durch Verdichtung und damit auch Verdünnung von Molekülen in Gasen und Flüssigkeiten bzw. durch Schwingungen von Atomen in festen Stoffen.

Beschränken wir uns auf die Gase, da anschließend der Transfer auf Flüssigkeiten und feste Stoffe gelingen sollte.

Als Schallquelle diene ein Lautsprecher als Ersatz für den Mund. Ein Lautsprecher besteht im Prinzip aus einer schnell schwingenden Membran.



Durch die ständigen Wechsel von Verdichtung und Verdünnung von Molekülen vor der Membran werden weitere Moleküle angestoßen usw. Im Prinzip kehrt aber jedes Molekül ungefähr an seine Stelle zurück, da sonst ein Raumbereich ohne Moleküle entstünde. Schwingungen im niedrigen Frequenzbereich (Infraschall) können mittels Nebels sichtbar gemacht werden. Manchmal wird auch die Ausbreitung eines Rauchringes mittels einer „Pistole“ gezeigt. Hierbei geht es nicht um die Schallausbreitung, die bleibt im Verborgenen, sondern um die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Ringes innerhalb des Mediums Luft. Den Knall der „Pistole“ hören wir natürlich sofort, da die Schallgeschwindigkeit ca. $340 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ beträgt.



Zur Erinnerung: Der **Druck** ist definiert als die **Impulsstromdichte**. Ein **Sinuston** (**Schalldruck** p) breitet sich aus. Die Funktionswerte der Kurve geben die Stärke der Verdichtung (positiv) bzw. Verdünnung (negativ) an; werden jedoch in Ausbreitungsrichtung gezeichnet. Die **Auslenkung** (**Schallausschlag** ξ) ist eine um 90° verschobene Sinusfunktion gleichbleibender Amplitude. Auch hier sehen wir nun die Welle deutlich. Der Unterschied ist jetzt aber, dass die

Moleküle idealisiert um eine Ruhelage (**rote Pfeile**) in Ausbreitungsrichtung (**schwarze Pfeile**) schwingen. Der Schallausschlag einer Kugelwelle wird im Allgemeinen durch $\xi = \frac{\hat{\xi}}{r^2} \cdot \cos(\omega t - \varphi_\xi)$

beschrieben. Insbesondere kann durch $\xi = \frac{\hat{\xi}}{r^3} \cdot \mathbf{r} \cdot \cos(\omega t - \varphi_\xi)$ die Beschreibung der Welle in Ausbreitungsrichtung erzwungen werden. Da bei der Ausbreitung immer auch Wärme durch Stoßen von Molekülen entsteht, nimmt auch hier, wie auch schon bei der Transversalwelle, die Energiedichte mehr als r^2 ab.

Hieraus ergibt sich die Frage, ob es eine mathematische Möglichkeit der Beschreibung gibt, die sich von der transversalen Beschreibung unterscheidet. **Mit anderen Worten:** Kann die Art der Welle an der mathematischen Beschreibung abgelesen werden?

Nach diesen beiden Beispielen möchte ich erst einige Bemerkungen anschließen.

Bemerkungen

Betrachten wir unsere Beispiele, so stellt sich zunächst folgende Frage:

- I) Gibt es Flächen im Raum, auf denen eine konstante Magnetfeldstärke, ein konstanter Schalldruck **gemessen** werden kann? Die Betonung liegt auf **Messen!**
- II) Wie können diese Flächen mathematisch beschrieben werden? Hier wird eine Idealisierung vorgenommen, also ein Model kreiert.

Ad I) Diese erste Frage ist in unseren heutigen Messgrenzen mit „Ja“ zu beantworten, da die meisten Messungen Flächendichten (Mittelwert über eine Fläche) verwenden.

Ad II) Bei langen zylinderförmigen „**Stromdurchflossenen Leitern**“ können die Flächen nahe des Leiters auch zylinderförmig angesehen werden. Senkrecht zu diesen Flächen ist die Ausbreitungsrichtung. Die Fläche wird nun noch mit dem Wert der Magnetfelddichte **B** gewichtet, die sich auch in der Zeit verändern kann. Für die Zylinderoberfläche gilt: $x^2 + y^2 - r^2 = 0; z \in [-a, a]; x, y, a \in \mathbb{R}$. Die Ausbreitungsrichtung an der Stelle (x, y, z) wird

durch den Vektor $\begin{pmatrix} x \\ y \\ 0 \end{pmatrix}$ beschrieben, da die Tangentialfläche an der Stelle (x, y, z) durch

$\left\langle \begin{pmatrix} y \\ -x \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right\rangle_{x, y \in \mathbb{R}}$ gegeben ist. Die Magnetfeldstärke $\hat{\mathbf{H}}_t$ wird nun durch

$\mathbf{H}_t(x, y, z) = \hat{\mathbf{H}} \cdot \frac{w(x, y, z; t)}{\|(x, y, z)\|} \cdot \begin{pmatrix} y \\ -x \\ 0 \end{pmatrix}$ beschrieben. Hierbei ist $w(x, y, z; t)$ die Wichtungen und

$\frac{1}{\|(x, y, z)\|} \cdot \begin{pmatrix} y \\ -x \\ 0 \end{pmatrix}$ der Einheitsvektor.

Oder als alternierende Differentialform: $\mathbf{H}_t(x, y, z) = \hat{\mathbf{H}} \cdot \frac{w(x, y, z; t)}{\|(x, y, z)\|} \cdot (ydx - xdy)$.

Bei der **Schallausbreitung** können die Flächen in weiterer Entfernung bei „kleiner“ Schallquelle als kugelförmig angesehen werden. Senkrecht zu diesen Flächen ist die Ausbreitungsrichtung. Die Fläche wird nun noch mit dem Wert des Schalldruckes **S** gewichtet. Für die Kugeloberfläche gilt: $x^2 + y^2 + z^2 - r^2 = 0; x, y, z \in \mathbb{R}, z \geq 0$. Die Ausbreitungsrichtung

an der Stelle (x, y, z) wird durch den Vektor $\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$ beschrieben, da die Tangentialfläche an der

Stelle (x, y, z) durch $\left\langle \left(\begin{pmatrix} y \\ -x \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ x \\ -z \end{pmatrix} \right), x, y \in \mathbb{R} \right\rangle$ gegeben ist. Der Schallausschlag kann im

Allgemeinen durch $\xi = \hat{\xi} \cdot \frac{w(x, y, z; t)}{\|(x, y, z)\|} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$ beschrieben werden. Oder als alternierende

Differentialform: $\xi = \hat{\xi} \cdot \frac{w(x, y, z; t)}{\|(x, y, z)\|} \cdot (xdx + ydy + zdz)$.

Wenn es gelingt die Flächen analytisch zu beschreiben, so kann durch die Wichtung auf diesen Flächen mittels Differentialrechnung an jeder Stelle des Raumes der transversale oder longitudinale Vektor beschrieben werden. Ob es sich jedoch um eine longitudinale oder transversale Welle handelt, muss durch eine unabhängige Messung festgestellt werden.

Die analytischen Abbildungen bzw. Funktionen oder auch Funktionale heißen Potentiale und die Flächen konstanten Potentials heißen **Äquipotentialflächen**.

In der Mathematik unterscheiden wir (alt) zwischen Skalaren (reelle oder komplexe Zahlen), Vektoren (reelle oder komplexe Zahlen des Raumes mit ihren Richtungen) und auch Tensoren ($n \times m$ -Matrix mit Einträgen aus reellen oder komplexen Zahlen). Einer Potentialfläche des Raumes wird somit ein Skalar zugeordnet. Ist $\varphi: \mathbf{K}^3 \rightarrow \mathbf{K}$, wobei $\mathbf{K} \in \{\mathbb{R}, \mathbb{C}\}$ eine Potentialfunktion und A eine Äquipotentialfläche, so ist $\varphi(A) = c_A$ eine Konstante. Diese Definition kann auf beliebige Vektorräume verallgemeinert werden.

Die erste Ableitung eines solchen Funktionales ist ein Vektor, die zweite Ableitung ein Tensor.

Ein weiteres Potential wird durch eine vektorwertige Abbildung beschrieben. Eine solche Abbildung heißt Vektorpotential. Ein Vektorpotential ist eine alternierende Einsform, da sie längs eines Weges gemessen wird. Die Magnetfelddichte ist eine alternierende Zweiform, da sie auf einer Fläche gemessen wird.

Berechnungen mit Graßmann-Biot-Savart

Der gerade Leiter

Wir betrachten den Leiter in der 3. Achse mit $-\ell \leq z_\ell \leq \ell$. Der zu messende Punkt sei $P = (x, y, z)$. Die Parameterdarstellung $\eta(s) = (0, 0, s)$, $-\ell \leq s \leq \ell$. Wir berechnen

$$\overline{d\eta(s)} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ ds \end{pmatrix}, \quad \overline{\eta(s)P} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z-s \end{pmatrix}, \quad \kappa(\overline{d\eta(s)}, \overline{\eta(s)P}) = \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix} ds, \quad \|\overline{\eta(s)P}\| = \sqrt{x^2 + y^2 + (z-s)^2}$$

und erhalten

$$d\mathbf{H}_t(x, y, z) = \frac{i(t)}{4\pi} \frac{1}{x^2 + y^2 + (z-s)^2} \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z-s)^2}} \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix} ds.$$

Setze $X = s^2 - 2sz + x^2 + y^2 + z^2$, dann ist mit

$$\int \frac{ds}{X\sqrt{X}} = \frac{2(2s-2z)}{(4(x^2 + y^2 + z^2) - 4z^2)\sqrt{X}} = \frac{s-z}{(x^2 + y^2)\sqrt{X}} \quad (\text{Bronstein, 7. Auflage, Seite 1089, 242})$$

die Feldstärke

$$\mathbf{H}_t(x, y, z) = \frac{i(t)}{4\pi(x^2 + y^2)} \left(\frac{\ell-z}{\sqrt{x^2 + y^2 + (\ell-z)^2}} + \frac{\ell+z}{\sqrt{x^2 + y^2 + (\ell+z)^2}} \right) \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix}, \quad x^2 + y^2 \geq r_0^2.$$

Wie wir sehen, stimmt das Ergebnis mit dem von Seite 38 ($y=0$, $r=x$) überein.

Nun wird $\oint_K \mathbf{H}_t = i(t)$ behauptet, wenn K ein Kreis um den Leiter ist.

Dazu wechseln wir zu Zylinderkoordinaten, also (ρ, φ, z) , $0 \leq \rho$, $0 \leq \varphi < 2\pi$, $z \in \mathbb{R}$. Die Koordinatentransformation lautet $(x, y, z) = \Phi(\rho, \varphi, z) := (\rho \cos \varphi, \rho \sin \varphi, z)$. Wir schreiben

$$\mathbf{H}_t(x, y, z) = \frac{i(t)}{4\pi(x^2 + y^2)} \left(\frac{\ell-z}{\sqrt{x^2 + y^2 + (\ell-z)^2}} + \frac{\ell+z}{\sqrt{x^2 + y^2 + (\ell+z)^2}} \right) (-ydx + xdy),$$

transformieren

$$\Phi^* \mathbf{H}_t(\rho, \varphi, z) = \frac{i(t)}{4\pi\rho^2} \left(\frac{\ell-z}{\sqrt{\rho^2 + (\ell-z)^2}} + \frac{\ell+z}{\sqrt{\rho^2 + (\ell+z)^2}} \right) \rho^2 d\varphi = \frac{i(t)}{4\pi} \left(\frac{\ell-z}{\sqrt{\rho^2 + (\ell-z)^2}} + \frac{\ell+z}{\sqrt{\rho^2 + (\ell+z)^2}} \right) d\varphi$$

und finden

$$\int_0^{2\pi} \Phi^* \mathbf{H}_t(\rho, \varphi, z) d\varphi = \frac{i(t)}{2} \left(\frac{\ell-z}{\sqrt{\rho^2 + (\ell-z)^2}} + \frac{\ell+z}{\sqrt{\rho^2 + (\ell+z)^2}} \right),$$

im Gegensatz zu $\int_0^{2\pi} \Phi^* \mathbf{H}_t(\rho, \varphi, z) d\varphi = i(t)$ bzw. $\text{rot } \mathbf{H}_t = \mathbf{j}_t$, die Rotation der magnetischen Feldstärke ist gleich der Stromdichte. Dies gilt nur für den unendlich lagen Leiter $\ell \rightarrow \infty$ oder für den unendlich dünnen Leiter $\rho \rightarrow 0$, die es aber nicht gibt.

Ersetzen wir \mathbf{H}_t durch den klassischen quantenmechanischen Wert, vgl. 6.3, also

$$\mathbf{H}_t(x, y, z) \approx \frac{i(t)}{4\pi\sqrt{x^2 + y^2}} \left(\frac{\ell - z}{\sqrt{x^2 + y^2 + (\ell - z)^2}} + \frac{\ell + z}{\sqrt{x^2 + y^2 + (\ell + z)^2}} \right) (-ydx + xdy),$$

so finden wir

$$\begin{aligned} \Phi^* \mathbf{H}_t(\rho, \varphi, z) &\approx \frac{i(t)}{4\pi\rho} \left(\frac{\ell - z}{\sqrt{\rho^2 + (\ell - z)^2}} + \frac{\ell + z}{\sqrt{\rho^2 + (\ell + z)^2}} \right) \rho^2 d\varphi \\ &= \frac{i(t)\rho}{4\pi} \left(\frac{\ell - z}{\sqrt{\rho^2 + (\ell - z)^2}} + \frac{\ell + z}{\sqrt{\rho^2 + (\ell + z)^2}} \right) d\varphi. \end{aligned}$$

Also

$$\int_0^{2\pi} \Phi^* \mathbf{H}_t(\rho, \varphi, z) d\varphi = \frac{i(t)\rho}{2} \left(\frac{\ell - z}{\sqrt{\rho^2 + (\ell - z)^2}} + \frac{\ell + z}{\sqrt{\rho^2 + (\ell + z)^2}} \right).$$

2. Die Leiterschleife

Eine Leiterschleife bilde einen Kreis mit Radius r und liege in der Ebene $z = 0$. Gesucht ist die Stärke des \mathbf{H}_t -Feldes in der 3. Achse, also $x = 0$ und $y = 0$.

Wir lösen das Problem durch die Parameterdarstellung $\lambda(s) := (r \cos s, r \sin s, 0)$ des Leiters. Mit

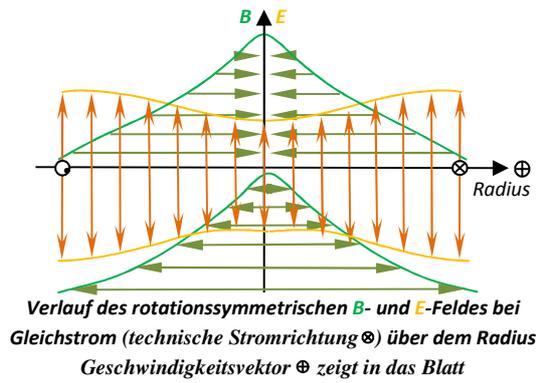
$$\overline{\lambda(s)\mathbf{P}} = \begin{pmatrix} -r \cos s \\ -r \sin s \\ z \end{pmatrix} \text{ und } \kappa(\overline{\lambda'(s)}, \overline{\lambda(s)\mathbf{P}}) ds = \begin{pmatrix} zr \cos s \\ zr \sin s \\ r^2 \end{pmatrix} ds \text{ sowie } \|\overline{\lambda(s)\mathbf{P}}\| = \sqrt{r^2 + z^2}$$

folgt damit auf der 3. Achse

$$\mathbf{H}_t(x=0, y=0, z) = \frac{i(t)}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{z^2 + r^2}^3} \int_0^{2\pi} \begin{pmatrix} zr \cos s \\ zr \sin s \\ r^2 \end{pmatrix} ds = i(t) \frac{r^2}{2\sqrt{z^2 + r^2}^3} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

In der Mitte der Leiterschleife, also $z = 0$, finden wir $\mathbf{H}_t(0, 0, 0) = i(t) \frac{1}{2r} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$.

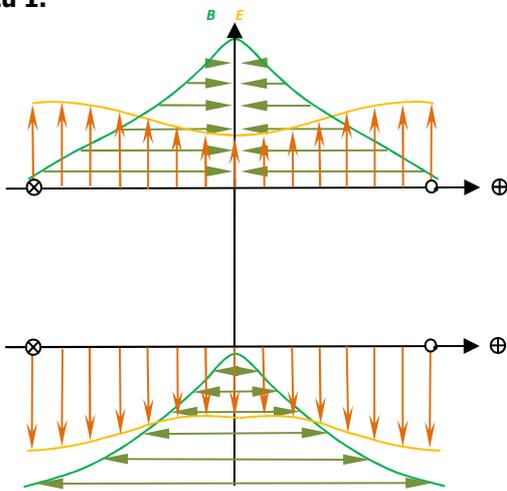
Rotation einer archimedischen Flachspule (Tesla)



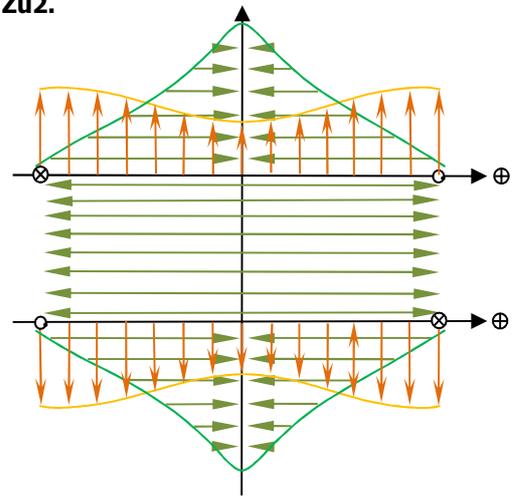
Durch Kombination zweier rotierender stromdurchflossener Flachspulen erreichen wir zwischen den Spulen

1. einen völlig feldfreien Raum (gleiche Strom- und Drehrichtung),
2. einen E -Feld freien Raum (gegenseitige Strom-, aber gleichsinnige Drehrichtung),
3. einen B -Feld freien Raum (gleichsinnige Strom-, aber gegenseitige Drehrichtung) und
4. einen E -Feld und B -Feld verstärkten Raum (gegenseitige Strom- und Drehrichtung).

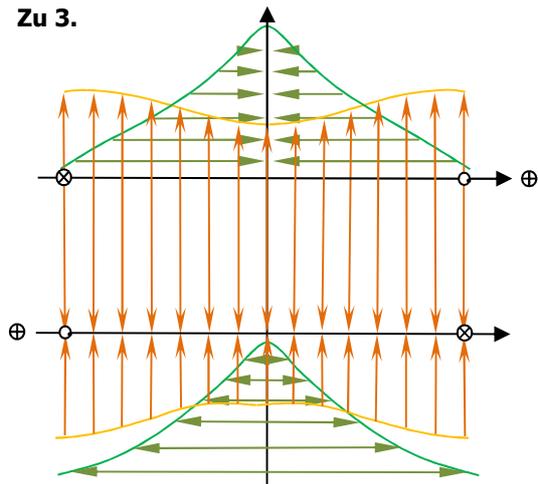
Zu 1.



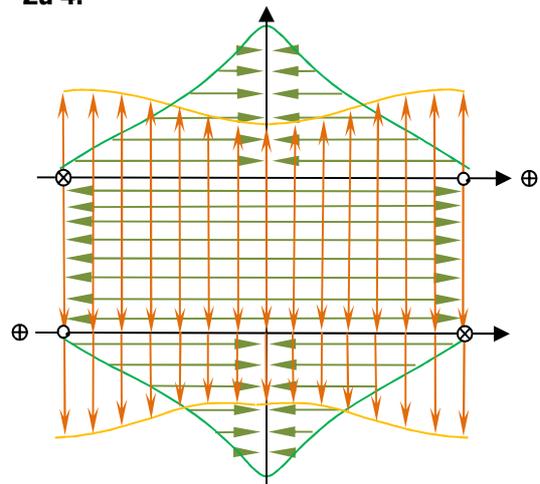
Zu 2.



Zu 3.



Zu 4.



Die Analyse wird fortgesetzt.