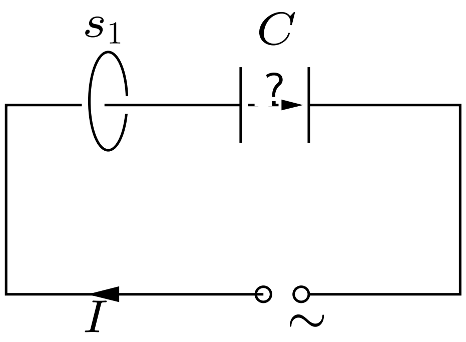
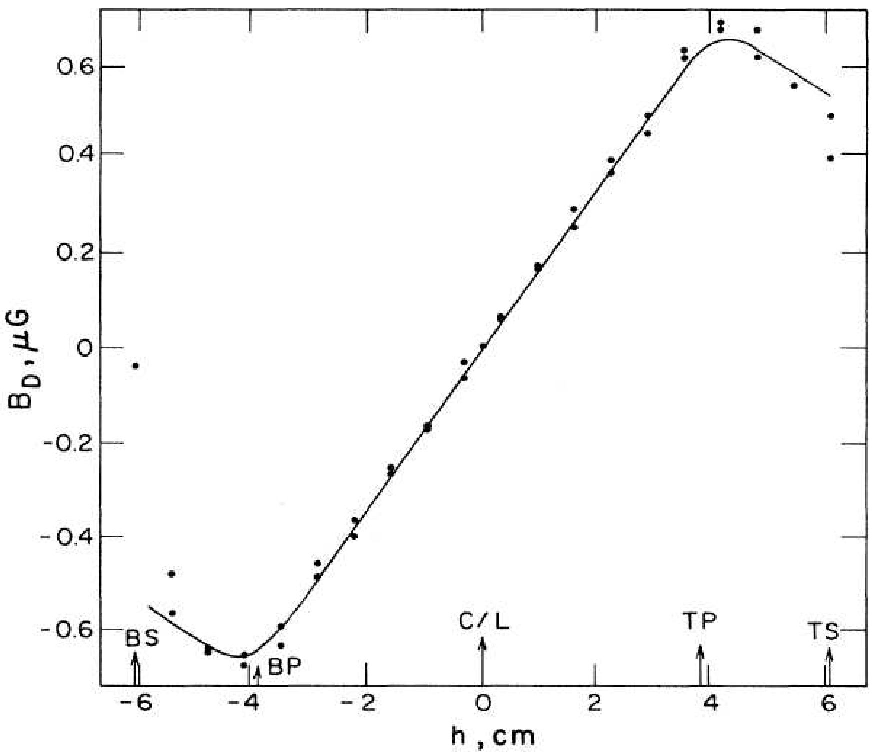
Der Verschiebungsstrom



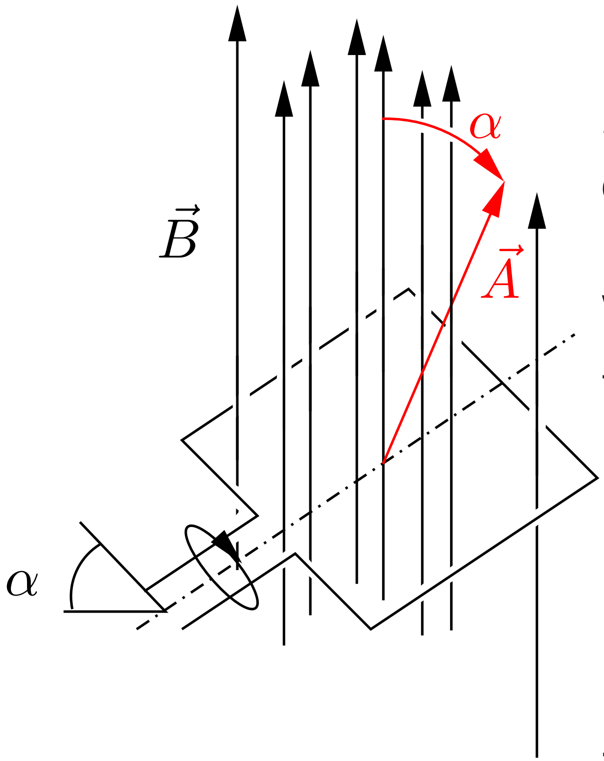
Wir haben letzte Woche gelernt, dass Magnetfelder durch Ströme erzeugt werden. Um einen stromdurchflossenen Leiter bildet sich gemäß den Gesetzen von Ampére oder Biot-Savart ein Magnetfeld. Was aber passiert denn in einem Stromkreis, der einen Kondensator aufládt, wie er links dargestellt ist? Entlang des Drahtes fließt ein Strom, hier muss sich ein Magnetfeld bilden. Und im Kondensator? Fließt durch den Kondensator ein Strom? Bildet sich im Kondensator ein Magnetfeld?
James Clarke Maxwell hat dieses Dilemma erkannt und gelöst. Seine Überlegungen können aus heutiger Sicht folgendermaßen zusammengefasst werden. Solange der Kondensator aufgeladen wird, ändert sich die Ladung auf den beiden Platten. Damit scheint durch den Kondensator ein Strom zu fließen, der sog. **Verschiebungsstrom**.

Dieser Verschiebungsstrom entsteht durch eine sich zeitlich ändernde Spannung über dem Kondensator. Dieser Spannung entspricht ein elektrisches Feld, und darum **verhält sich sich zeitlich veränderliches elektrisches Feld wie ein Strom**. $\vec{j}_V = \varepsilon_0 \dot{\vec{E}}$ heißt **Verschiebungsstromdichte**.



Bartlett und Corle (Phys. Rev. Lett., **55**, 59–62, (l985)) haben nachgewiesen, dass im Innern des Kondensators tatsächlich ein Magnetfeld herrscht. Der durch den Kondensator fließende virtuelle Strom (die Ladungsänderung an den beiden Platten führt zu einer Veränderung des elektrischen Feldes) induziert ein Magnetfeld. **Magnetfelder entstehen durch Ströme und zeitlich variable elektrische Felder.**

Der Wechselstromgenerator



Wir haben letzte Woche gesehen, dass in einer in einem homogenen Magnetfeld bewegten Leiterschleife eine Spannung induziert wird.Das **Faradaysche Induktionsgesetz** lässt sich ausnutzen, um eine Wechselspannung zu induzieren. Ist $\alpha(t) = \omega \cdot t$ der zeitabhängige Winkel zwischen Magnetfeld und Spulennormalen, so finden wir:

$$\begin{aligned} U_{ind} &= -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\Phi_m, \\ &= B \cdot N \cdot F \cdot \omega \cdot \sin \omega t \end{aligned}$$

Technisch wird dies als Wechselstromgenerator realisiert.

Elektrotechnische Anwendungen: Wechselstromgenerator

Das Faradaysche Induktionsgesetz bildet die Grundlage für die technische Realisierung von elektrischen Motoren und Generatoren. Das einfachste Modell eines Wechselstromgenerators ist eine rechteckige Spule mit der Windungsfläche A, die im homogenen Magnetfeld B mit der Winkelgeschwindigkeit ω gedreht wird. Sie liefert die induzierte Spannung:

$$U = B \cdot A \cdot \sin \omega t.$$

Diese Spannung kann über zwei Schleifenkontakte abgegriffen werden. Wird an die Kontakte jedoch eine Wechselspannung U_e angelegt, so dreht sich die Spule (eventuell erst nach Anstoßen) mit der Frequenz der externen Wechselspannung. Der **Generator** ist zum **Motor** geworden.

Gleichstromgenerator

Schickt man Gleichstrom durch die Spule, so kann sie höchstens eine halbe Umdrehung vollführen. Polt man jedoch die Richtung des Stromes im richtigen Moment um, so dreht sich die Spule kontinuierlich im konstanten Magnetfeld. Diese Umpolung geschieht durch einen geschlitzten Schleifkontakt (**Kommutator**), der aus zwei isolierten Hälften besteht, die mit den Enden der Spule leitend verbunden sind. Der Generator ist damit als **Gleichstromgenerator** oder -**motor** verwendbar. Der Generator liefert pulsierende Gleichspannung. Durch Verwendung von N Spulen, deren Ebenen um den Winkel π/N gegeneinander verdreht sind, kann die Spannung geglättet werden. Mit N zweiteiligen Kommutatoren können die Wechselspannungen der Spulen gleichgerichtet und dann überlagert werden. Denselben Zweck erfüllt ein Kommutator, der $2N$ Segmente und N Abnehmer hat. Dazu wird das Ende einer Spule mit dem Anfang der nächsten Spule und mit einem Segment des Kommutators verbunden.

Aufbau eines Generators bzw. Elektromotors

Die drei wichtigsten Bestandteile eines Generators bzw. eines Elektromotors sind:

- der feststehende Feldmagnet (**Stator**)
- die rotierenden Spulen (**Rotor**)
- der **Kommutator** mit den Schleifkontakten

Da die induzierte Spannung U proportional zur Magnetfeldstärke B ist, sollte B möglichst groß sein, um große elektrische Leistungen zu erzeugen. Dies erreicht man am besten mit Elektromagneten. Damit man keine eigene Stromversorgung für den Feldstrom braucht, sind alle elektrischen Maschinen so geschaltet, dass sie ihren eigenen Feldstrom erzeugen. Dabei wird ausgenutzt, dass Elektromagnete auch ohne Feldstrom ein schwaches Restmagnetfeld aufweisen, welches genügt, um beim Drehen der Spule eine Induktionsspannung zu erzeugen, die dann dazu benutzt wird, den Feldstrom zu erzeugen und damit das Magnetfeld zu verstärken (**Dynamoelektrisches Prinzip**).

Wechselstrom I

Eine **Wechselspannung**

$$U = U_0 \cdot \cos \omega t,$$

die an einem Widerstand R anliegt, erzeugt einen **Wechselstrom**

$$I = I_0 \cdot \cos \omega t$$

mit $I_0 = U_0/R$. Die Zeit $T = 2\pi/\omega$ zwischen zwei Maxima heißt die **Periode**. Sie beträgt in Mitteleuropa mit $\omega = 2\pi \cdot 50$ Hz $\Rightarrow T = 20$ ms.

Wechselstrom II

Die elektrische Leistung dieses Wechselstromes $P_{el} = U \cdot I = U_0 I_0 \cos^2 \omega t$ ist ebenfalls eine periodische Funktion der Zeit. Ihr zeitlicher Mittelwert ist

$$\begin{aligned} \bar{P}_{el} &= \frac{1}{T}\int_0^T U_0 I_0 \cos^2 \omega t \mathrm{d}t \quad \mathrm{mit} \quad T = 2\pi/\omega \\ &= \frac{1}{2} U_0 I_0. \end{aligned}$$

Ein von einer Gleichspannung $U = U_0/\sqrt{2}$ erzeugter Gleichstrom $I = I_0/\sqrt{2}$ würde die gleiche mittlere Leistung haben wie der Wechselstrom mit den Amplituden U_0, I_0. Man nennt deshalb $U_{eff} = U_0/\sqrt{2} \quad \mathrm{und} \quad I_{eff} = I_0/\sqrt{2}$ die **Effektivwerte** von Spannung und Strom des Wechselstromes.

Enthält der Stromkreis Induktivitäten L oder Kapazitäten C, so sind im Allgemeinen Strom und Spannung nicht mehr in Phase.

Es gilt dann für die Wechselspannung

$$U = U_0 \cdot \cos \omega t, \quad I = I_0 \cdot \cos(\omega t + \phi).$$

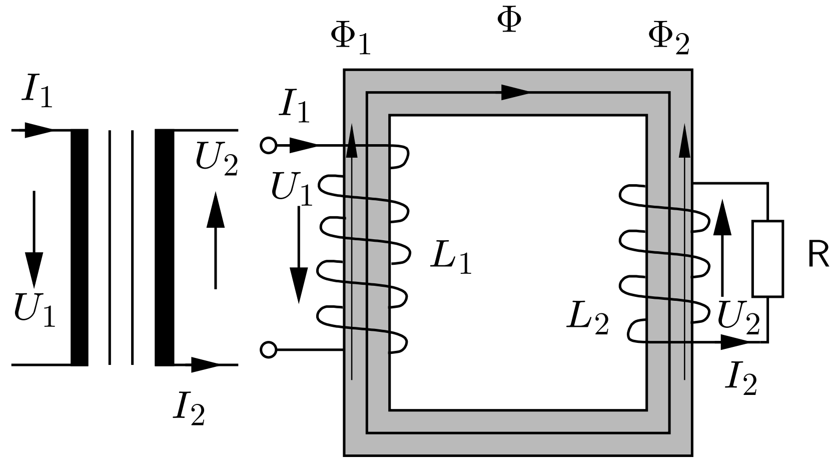
Die mittlere Leistung ist dann

$$\begin{aligned} \bar{P}_{el} &= \frac{U_0 I_0}{T} \int_0^T \cos \omega t \cdot \cos(\omega t + \phi) \, \mathrm{d}t \\ &= \frac{U_0 I_0}{2} \cdot \cos \phi. \end{aligned}$$

Für $\phi = 90^\circ$ wird $\bar{P}_{el} = 0$.

Transformatoren

Für den Transport elektrischer Energie über weite Entfernungen ist es günstig, möglichst hohe Spannungen U zu wählen, da dann der Leitungsverlust durch Joulesche Wärme möglichst klein wird. Will man eine elektrische Leistung $P_{el} = U \cdot I$ übertragen, so verliert man in der Leitung die Leistung $\Delta P_{el} = I^2 R$, so dass der relative Leistungsverlust



$$\frac{\Delta P_{el}}{P_{el}} = \frac{I^2 \cdot R}{U \cdot I} = \frac{I \cdot R}{U} = \frac{R}{U^2} P_{el}$$

bei vorgegebener Leistung P_{el} mit steigender Spannung proportional zu $1/U^2$

absinkt. Mit $\Delta U = I \cdot R$ folgt:

$$\frac{\Delta P_{el}}{P_{el}} = \frac{\Delta U}{U}.$$

Die Umformung von Spannungen geschieht mit **Transformatoren**, die auf dem Faradayschen Induktionsgesetz basieren. Zwei Spulen L_1 und L_2 mit den Windungszahlen N_1 und N_2 werden durch ein Eisenjoch so miteinander gekoppelt, dass der magnetische Fluss der vom Primärstrom I_1 durchflossenen Primärspule L_1 vollständig die Sekundärspule L_2 durchsetzt. Im unbelasteten Transformator fließt im Sekundärkreis kein Strom $(I_2 = 0)$. Bei einer Eingangsspannung

$$U_1 = U_0 \cos \omega t$$

fließt in L_1 ein Strom I_1, der einen magnetischen Fluss Φ_m erzeugt. Dieser bewirkt eine Induktionsspannung

$$U_{ind} = -L\frac{\mathrm{d}I_1}{\mathrm{d}t} = -N_1\frac{\mathrm{d}\Phi_m}{\mathrm{d}t},$$

die der angelegten Spannung entgegengesetzt gleich ist:

$$U_1 + U_{ind} = 0.$$

Wenn der gesamte in L_1 erzeugte Fluss Φ_m auch durch die Sekundärspule L_2 geht, wird dort eine Spannung $U_2 = -N_2\frac{\mathrm{d}\Phi_m}{\mathrm{d}t}$ erzeugt. Wegen $\mathrm{d}\Phi_m/\mathrm{d}t = U_1/N_1$ folgt:

$$\frac{U_2}{U_1} = -\frac{N_2}{N_1}.$$

Die vom idealen **unbelasteten** Transformator aufgenommene mittlere Leistung ist:

$$\bar{P}_{el} = \frac{1}{2}U_{01}I_{01}\cos\phi = 0.$$

Belasteter Transformator

Belastet man die Sekundärseite durch einen Verbraucher mit Widerstand R, so fließt ein Strom $I_2 = U_2/R$, der selbst einen magnetischen Fluss $\Phi_2 \propto I_2$ erzeugt, welcher gegenüber dem von I_1 erzeugten Fluss Φ_1 um 90° gegen Φ_1 phasenverschoben ist. Dieser vom Sekundärstrom I_2 erzeugte Fluss Φ_2 überlagert sich dem Fluss Φ_1 zu einem Gesamtfluss $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$, der eine Phasenverschiebung von $0 < \Delta\phi < 90^\circ$ gegenüber der Eingangsspannung U_1 hat, wobei gilt: $\tan\phi = \Phi_2/\Phi_1$. Dadurch überlagert sich dem Primär-Blindstrom I_1 ein phasenverschobener Anteil, der durch Φ_2 induziert wird. Die aus dem Primäranschluss entnommene Leistung

$$\bar{P}_{el} = \frac{1}{2} U_0 \sqrt{I_{01}^2 + I_{02}^2} \cdot \cos(\phi - \Delta\phi)$$

ist also nicht mehr Null, da $\phi - \Delta\phi \neq 90^\circ$ ist.

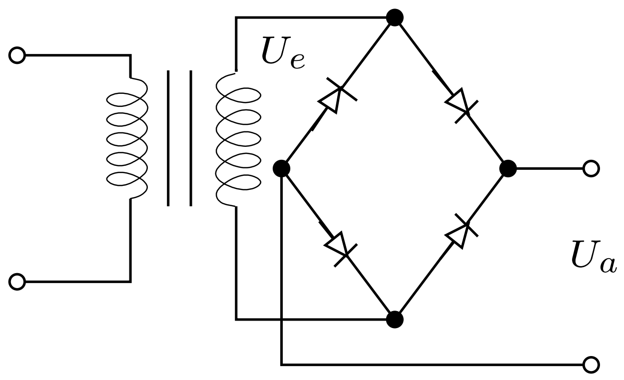
Gleichrichtung

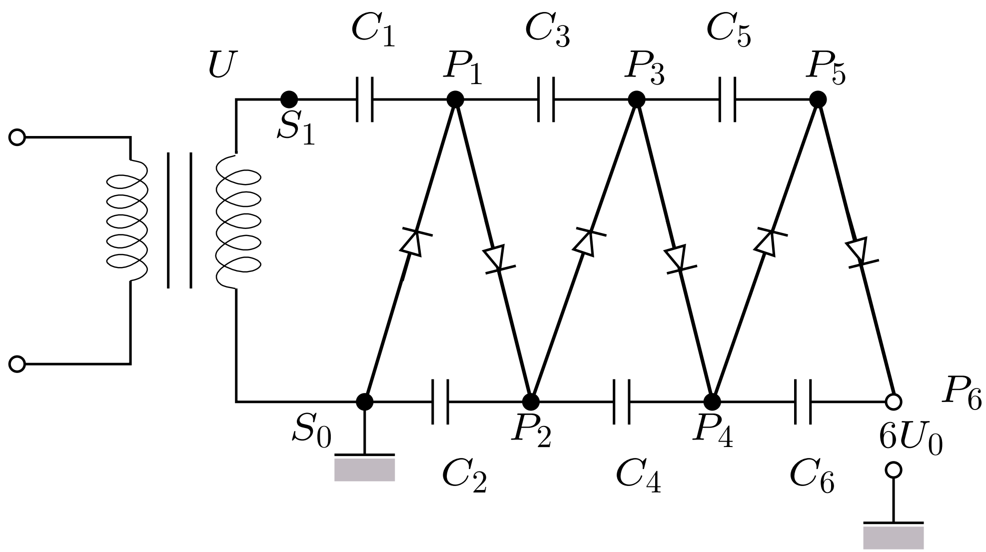
Für die meisten elektrischen Geräte werden Gleichspannungen und -ströme benötigt. Deshalb werden Schaltungen benötigt, die die Netzspannung (Wechselspannung!) in Gleichspannung umwandelt. Die dabei gewonnenen Spannungen bzw. Ströme sollen möglichst konstant, d. h. ohne Welligkeit, sein. Dazu werden **Gleichrichter** verwendet. Einfache Gleichrichter werden mit einer Röhrendiode oder Halbleiterdiode realisiert. Dabei wird jeweils nur die positive Halbwelle der Spannung (technische Stromrichtung: Strom fließt von Plus nach Minus) durchgelassen. Bei positiven Spannungen leitet die Diode, bei negativen sperrt sie. Bei realen Dioden fließt jedoch auch bei negativen Spannungen noch ein kleiner Strom.

Mit nur einer Diode wird immer nur die positive Halbwelle der Wechselspannung durchgelassen, die Welligkeit bei der **Einweggleichrichtung** ist daher sehr groß. Durch einen Glättungskondensator kann die Welligkeit etwas reduziert werden.

Bei der **Zweiweggleichrichtung** bildet die Mitte der Sekundärwicklung des Transformators das Bezugspotential (Erde). Die beiden Enden der Sekundärspule werden über zwei parallel geschaltete Dioden zusammengeführt und bilden damit den anderen Pol der Gleichspannung. Die Dioden leiten abwechselnd den Strom für die positive bzw. negative Halbwelle der Wechselspannung, es treten also keine Lücken wie bei der Einweggleichrichtung auf. Die maximale Gleichspannung ist $U_0/2$ bei einer Eingangsspannung mit einer Amplitude von U_0 zwischen den Enden des Transformators.

Brückenschaltung

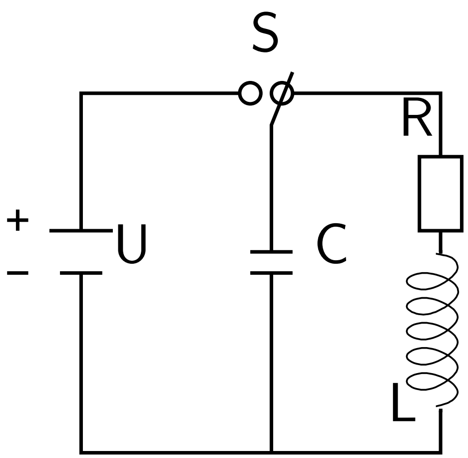




Die heute vorwiegend verwendete Gleichrichterschaltung ist die **Graetz-Schaltung**, bei der vier Dioden in einer Brückenschaltung eingesetzt werden. Man erhält die gleiche Form wie bei der Zweiweggleichrichtung, die Spannungsamplitude beträgt aber U_0 statt $U_0/2$.

Sehr hohe Spannungen können mit der unten dargestellten **Greinacher-Schaltung** erzeugt werden. Überzeugen Sie sich selbst!

Der elektrische Schwingkreis



Nach Aufladen des Kondensators C wird der Schalter S in die hier angedeutete Lage gekippt. Dadurch fließt ein Strom durch den Widerstand R und die Spule L. Zur Zeit $t = 0$ sei die Ladung Q_0 auf dem Kondensator $Q_0 = CU_{C,0}$ und nach Kirchhoff gilt

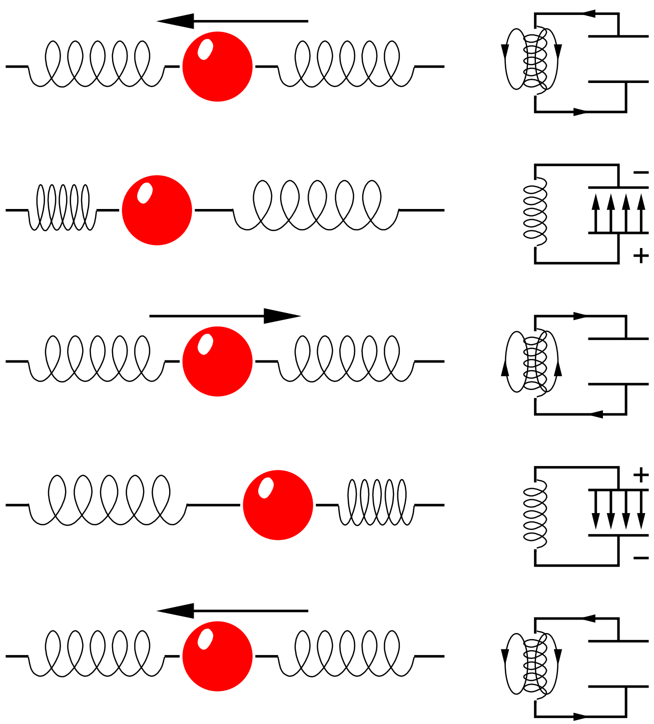
$$\begin{aligned} U_L + U_R + U_C &= 0, \quad \text{bzw.} \\ L\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} + RI + \frac{Q}{C} &= 0. \end{aligned}$$

Weil aber $I = dQ/dt$ ist, muss auch gelten $L\frac{\mathrm{d}^2Q}{\mathrm{d}t^2} + R\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} + \frac{Q}{C} = 0,$

eine **Schwingungsgleichung für die im Kondensator gespeicherte Ladung**!

Bemerkung: Ohne dies hier zu zeigen, sei gesagt, dass man mit $Q = CU$ genau dieselbe Gleichung für die Spannung über dem Kondensator erhält.
Weiteres Differenzieren nach der Zeit, ergibt dieselbe Struktur, aber für den Strom, der durch die Spule fließt. Verwendung von $U_R = RI$ ergibt nochmals dieselbe Gleichung, diesmal für die Spannung über dem Widerstand.
Erneutes Ableiten nach der Zeit und Verwenden von $dI/dt = U_L/L$ ergibt dieselbe Gleichung für U_L. **Wir erhalten also für alle auftretenden Größen eine Schwingungsgleichung!**

Der elektrische Schwingkreis II



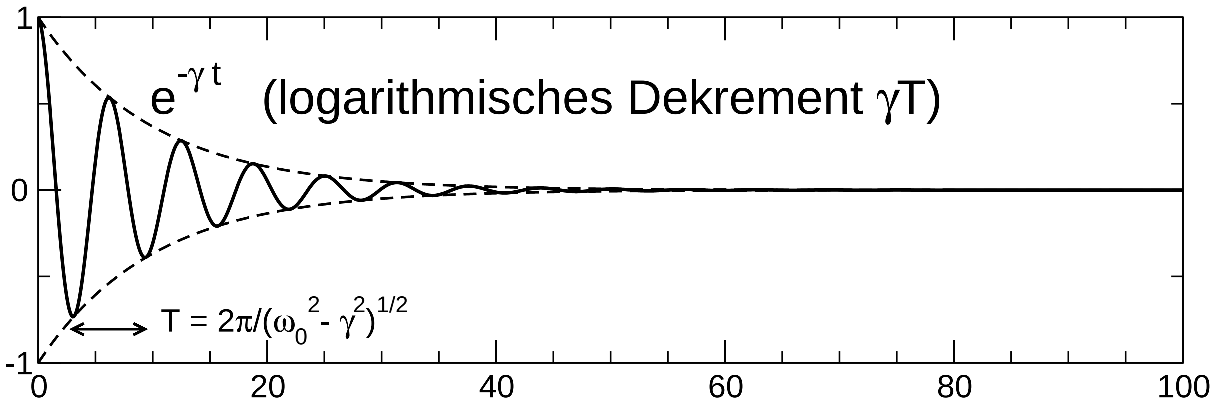
Mechanisches Analogon zur Schwingung im elektrischen Schwingkreis. Der kinetischen Energie (Bewegung) der Masse m entspricht die in der Spule gepeicherte magnetische Energie, $W_L = 1/2LI^2$ (vom Strom (bewegte Ladung)), der in der Feder gespeicherten potentiellen Energie entspricht die im Kondensator gespeicherte elektrische Energie $W_C = \frac{1}{2}CU^2$. Im elektrischen Schwingungskreis findet also eine Umwandlung von magnetischer Energie in der Spule in elektrische Energie im Kondensator und umgekehrt statt. Der Strom entsteht durch die hin und her bewegte Ladung.

Aus PNW_V6: Schwache Dämpfung: $\gamma < \omega_0$

Eine gedämpfte Schwingung wird beschrieben durch

$$m\ddot{x} = -b\dot{x} - Dx, \text{ vereinfacht } \ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = 0, \qquad \text{wo } \omega_0^2 = \frac{D}{m} \text{ und } 2\gamma = \frac{b}{m}.$$

Das Verhalten ist unten abgebildet.



Der elektrische Schwingkreis II

Für die Ladung im Kondensator haben wir die Schwingungsgleichung

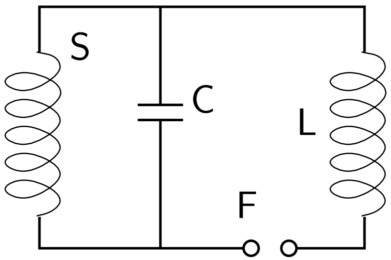
$$L\frac{\mathrm{d}^2Q}{\mathrm{d}t^2} + R\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} + \frac{Q}{C} = 0$$

erhalten. Damit

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{R}{2L}, \quad \text{Dämpfungskonstante} \\ \omega_0^2 &= \frac{1}{LC} \\ \omega &= \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2}\,. \end{aligned}$$

Nochmals eine Bemerkung: Genauso, wie im mechanischen Analogon die kinetische Energie und die potentielle Energie gegeneinander phasenverschoben sind, sind es im elektrischen Fall der Strom in der Spule und die Ladung (Spannung, $Q = C \cdot U$) auf dem Kondensator. Dies sieht man der Gleichung für den Strom nicht an. Sie sieht genau gleich aus, wie die für die Ladung auf dem Kondensator. Die Phasenverschiebung steckt in den Anfangsbedingungen.

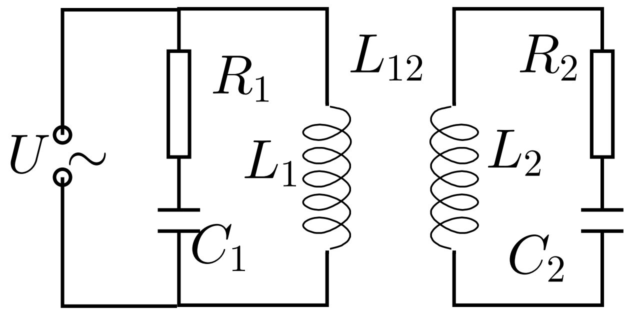
Schnell aufeinander folgende gedämpfte Schwingungen



Alle elektrischen Schwingungen sind wegen des Ohmschen Widerstands aller "normalen" Leiter gedämpft. Im Beispiel links lädt die Sekundärspule S den Kondensator C auf, bis die Durchschlagsspannung über der Funkenstrecke F erreicht ist. Dann schwingt der rechte Schwingkreis, wegen des hohen Widerstands der ionisierten Luft aber stark gedämpft. Dann wird C wieder durch S aufgeladen, das Spiel des **Funkeninduktors** beginnt von vorne. Diese Anordnung ist heute bedeutungslos - sie hatte aber Anfang des 20. Jahrhunderts eine enorme Bedeutung. Guglielmo Marconi gelang damit erstmals die drahtlose Übertragung von Morsezeichen - der erste Funkverkehr[1]. Dies ist der Ursprung von "Funken". Beim Morsen wird der Strom durch die Primärspule (nicht gezeigt) unterbrochen, was eine Spannungsspitze in der Sekundärspule hervorruft.........

[1]Um die Mittagszeit am 12. Dezember im Jahre 1901 von Poldhu in Cornwall, England über den Atlantik bis nach St. Johns in New Foundland in Kanada.

Gekoppelte Schwingungen

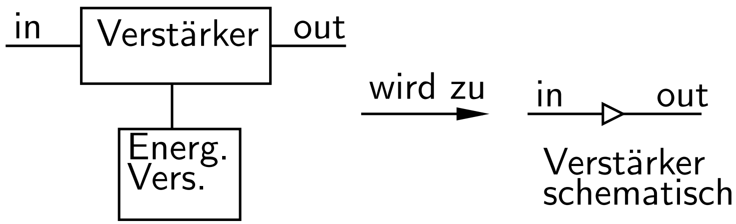


Auch elektrische Schwingkreise können aneinander gekoppelt werden, z. B. durch eine induktive Kopplung (Anordnung links), aber auch durch kapazitive (durch einen Kondensator) oder galvanische Kopplung (durch einen Widerstand).
Was passiert dabei? Das in Spule 1 aufgebaute Magnetfeld wird auch in Spule 2 gesehen. Dort induziert es eine Spannung, ein Strom wird induziert. Auf diese Weise koppeln Schwingkreise induktiv aneinander. Eine Antenne funktioniert genau so!

Legen wir am Eingang des Schwingkreises 1 eine Wechselspannung variabler Frequenz oder Amplitude an, haben wir ein Radio gebastelt (Kreis 1) und einen Empfänger auch noch (Kreis 2).

Ungedämpfte Schwingungen

Der bei allen Schwingkreisen vorhandene Ohmsche Verlust führt unweigerlich zu einer gedämpften Schwingung. Um also eine Schwingung ungedämpft schwingen zu lassen, muss von außen Energie zugeführt werden, gewöhnlich mit sog. Verstärkern. Die Energie muss aber auch im richtigen Moment zugefügt werden, der Schwingkreis muss also mit dem Verstärker rückgekoppelt werden. Nun ist es möglich, dieses rückgekoppelte Signal gerade als Eingangssignal für den Verstärker zu brauchen, so dass er sich "von selbst hochschaukelt". Die Zutaten lauten also: Verstärkung, Rückkopplung, Selbsterregung.



Die komplizierten Innereien eines Verstärkers interessieren uns in der Regel nicht. Deshalb wird er schematisch auch wesentlich einfacher, durch ein Dreieck, dargestellt. Die Spitze zeigt die Seite mit dem verstärkten Signal an.

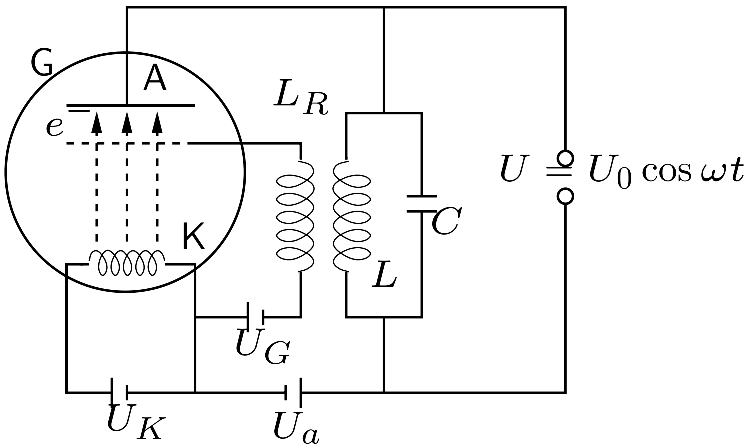
Verstärker

Formal sind alle Verstärker Vierpole. Eine Spannung U_{in} wird verstärkt zu einer Spannung U_{out}, das braucht vier Leitungen. Weil aber oft die einen Pole geerdet sind, können sie zusammengefasst und weggelassen werden. Der **Verstärkungsfaktor** $V_U \doteq U_{out}/U_{in}$ gibt an, um wieviel die Spannung verstärkt wird. Ähnlich gibt es auch Verstärkungsfaktoren für den Strom V_I und für die Leistung V_P,

$$V_P = V_U \cdot V_I$$

In der Regel wird ein Verstärker als Strom- oder Spannungsverstärker benannt, je nachdem, welche Verstärkung größer ist. Es versteht sich von selbst, dass dann die andere Größe immer noch groß genug sein soll, dass auch $V_P > 1$.

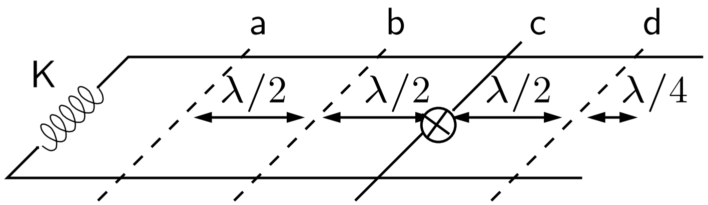
Beispiel: Meißnersche Schaltung



Durch die induktive Kopplung zwischen der Schwingkreisspule L und der Rückkopplungsspule L_R wird die Stromzufuhr aus der externen Gleichspannungsquelle U_a gesteuert. Eine Schwingung im LC-Schwingkreis induziert in der Rückkopplungsspule L_R einen Wechselstrom, welcher die negative Vorspannung U_G des Gitters in der Triode in einer Weise moduliert, dass die von der Kathode K ausgehenden Elektronen die Anode A je nach Phase erreichen können oder eben nicht. Fließen die Elektronen, so fließt nun auch ein Strom durch den LC Schwingkreis, welcher, korrekte Phaseneinstellung vorausgesetzt, in Phase mit der ursprünglichen Schwingung ist. Damit wird die ursprüngliche Schwingung verstärkt. Sind alle Phasen richtig eingestellt, so entsteht am Ausgang eine stabile Schwingung $U = U_0 \cos \omega t$.

Elektromagnetische Drahtwellen

Soweit haben wir immer angenommen, dass sich die Signale in den Schwingkreisen etc. instantan fortpflanzen und haben die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit vernachlässigt. Bei sehr hohen Frequenzen treten nun neue Phänomene auf, die auf die Endlichkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit zurückzuführen sind. Ein solches Phänomen kann mit Hilfe der sog. **Lecher-Leitung** anschaulich gezeigt werden.



Zwei Drähte der Länge l sind im Abstand $d \ll l$ parallel zueinander aufgespannt. An der Kopplungsschleife K wird die Leitung induktiv an den Schwingkreis eines HF-Generators angekoppelt. Die Spannung $U(t, z)$ über den Drähten ist nun sowohl vom Ort (z-Achse entlang den Drähten) wie auch von der Zeit abhängig. Analog zu anderen eindimensionalen Wellen gilt

$$U(t,z) = U_0 \sin(2\pi f(t - z/v)).$$

Ist die Leitung beliebig lang, so beschreibt dies eine von links nach rechts wandernde Welle mit Phasengeschwindigkeit v und Wellenlänge $\lambda = v/f$. Trifft die Welle auf den rechten Rand der Leitung, so wird sie dort reflektiert, auch wieder völlig analog zum mechanischen Fall der im Seil reflektierten Welle beim freien (offenen) bzw. beim festgehaltenen (geschlossenen) Ende. Bei offenem Leitungsende addieren sich einfallende und reflektierte Welle zu einem Spannungsbauch, bei geschlossenem Leiterende wird ein Spannungsknoten erzwungen.

Lecherleitung

Bei der Lecherleitung sind nun beide Enden geschlossen. Ist die Länge l ein geradzahliges Vielfaches von $\lambda/4$, so entsteht eine räumlich stehende Welle, die aber zeitlich oszilliert. Die Spannungsbäuche wechseln ja ständig ihr Vorzeichen. Das heißt aber, dass im Draht auch Ströme fließen müssen. Die Strombäuche liegen an den Orten der Spannungsknoten und umgekehrt, sie sind also um eine Viertelwellenlänge gegen die Spannung versetzt. Dasselbe gilt auch mit der Zeit, die Maximalwerte im Strom treten gegenüber der Spannung um eine Viertelperiode versetzt auf.

Das Auflegen der Glühbirne erzwingt an diesem Ort einen Spannungsknoten, also einen Strombauch. Durch Hin- und Herfahren können wir die Orte ermitteln, die zu besonders ausgeprägten Strombäuchen führen. Die Lampe leuchtet dort hell auf. Die Abstände dieser Orte betragen jeweils $\lambda/2$. Mit Kenntnis der Frequenz ergibt sich daraus die Ausbreitungsgeschwindigkeit.

Signalübertragung in Leitern

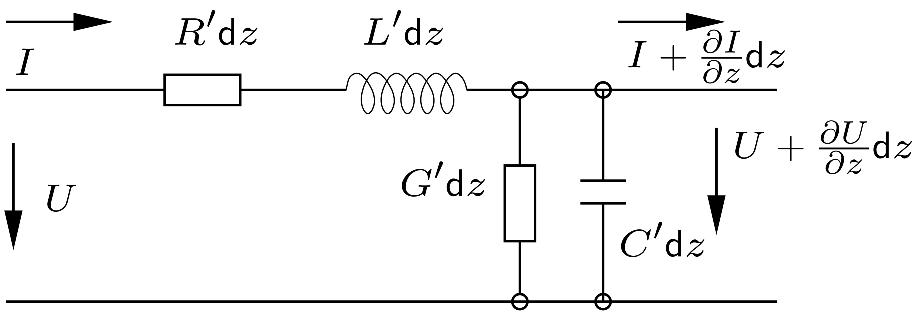
Hochfrequente Signale in Leitern unterliegen Effekten, die bei niedrigen ("gewöhnlichen") Frequenzen nicht auftreten. Ein solcher Effekt ist der Skin-Effekt; der Strom fließt nicht mehr homogen durch den Leiter, sondern konzentriert sich auf die Leiteroberfläche. Unterteilen wir in Gedanken einen Leiter in lauter dünne Leiterfäden, jeder mit seinem Eigenwiderstand und seiner Eigeninduktivität, so haben die Fäden im Innern eine wesentlich höhere Gegeninduktivität mit ihren Nachbarn als die Fäden außen am Leiter. Deshalb ist der induktive Widerstand außen kleiner als innen, und damit fließt außen mehr Strom als innen im Leiter.

Signale in realen Leitern

Die oft verwendeten Doppelleiter haben die längenspezifischen Eigenschaften:

- ohmscher Widerstand,
- Induktivität
- Kapazität,
- Querleitwert (Stromleitung durch Isolation in anderen Leiter).

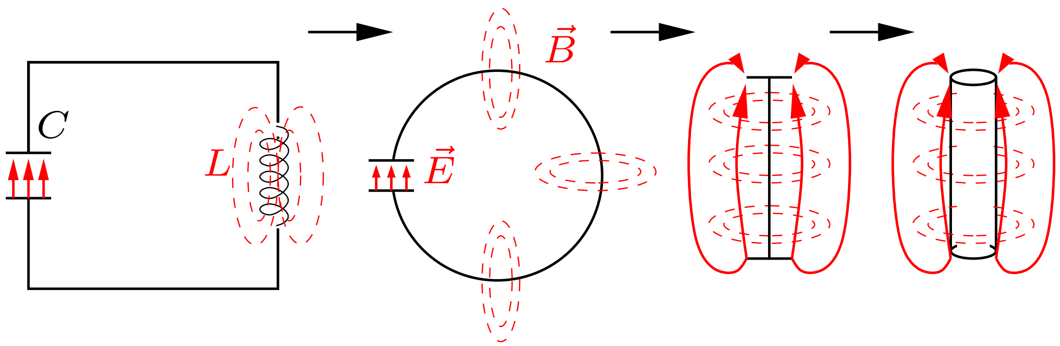
Damit ergibt sich für einen Leiter das abgebildete Ersatzschema:



Die beiden Einzelleitungen koppeln über Spannung und Strom aneinander. Z. B. koppelt eine Stromänderung (Signal) im untren Leiter über die Induktivität L' and die obere und erzeugt eine Spannungsänderung. Wegen der gegenseitigen Kapazität C' führt die Stromänderung aber auch zu einer Stromänderung. Etc.

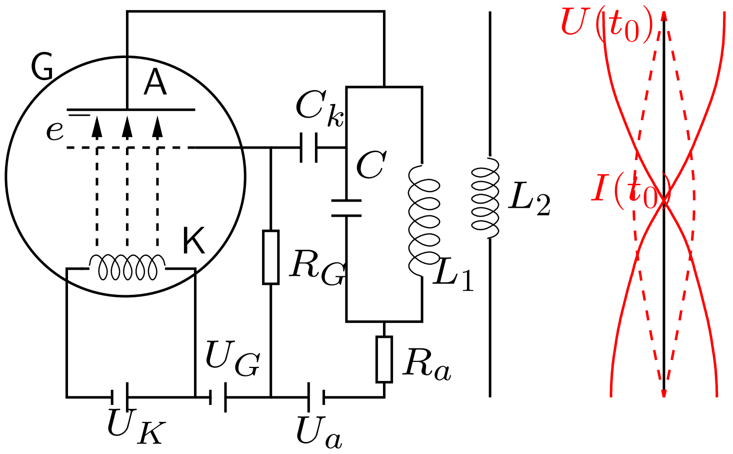
Der Hertzsche Dipol

Wir werden heute den Übergang zwischen den elektrischen und magnetischen Feldern in Schwingkreisen und den elektromagnetischen Feldern von Antennen bewältigen. Dazu schauen wir uns nochmals einen Schwingkreis an und deformieren ihn ein wenig.



Nun müssen wir nur noch herausfinden, wie wir Ladungen in einem Draht zum ungedämpften Schwingen anregen.

Experimentelle Realisierung



Zur Anregung einer Schwingung in einer Antenne wird diese induktiv oder kapazitiv an einen rückgekoppelten geschlossenen Schwingkreis gekoppelt. Links ist eine Anordnung mit einer Meissnerschen Schaltung zu sehen, wobei diese kapazitiv rückgekoppelt ist. Der erste Schwingkreis überträgt die Schwingung induktiv (über die Spule L_2) auf die Antenne. Darin werden nun die Ladungen zu Schwingungen angeregt. Auch hier spielt die gute Abstimmung der Impedanzen eine große Rolle. $I(t_0)$ und $U(t_0)$ sind eingezeichnet.

Der Hertzsche Dipol

Wir haben ja schon gesehen, dass in einem Leiter die beweglichen Ladungen die Elektronen sind. Damit schwingen in einer Antenne die Elektronen der Ladungsdichte ρ mit einer zeitlich variablen Geschwindigkeit hin und her. Damit verändert sich auch der Abstand d der positiven und der negativen Ladungsschwerpunkte, $d = d_0 \sin \omega t$ wenn durch den Stab ein Strom $I = I_0 \cos \omega t$ fließt. Deshalb kann die Antenne als schwingender Dipol aufgefasst werden, der sog. **Hertzsche Dipol**. Dieser hat ein zeitabhängiges Dipolmoment $\vec{\rho}$,

$$\vec{p}(t) = q\, d_0\, \sin \omega t \frac{\vec{z}}{|\vec{z}|} = q \cdot \vec{d}.$$

Die Amplitude der Dipolschwingung ist übrigens wesentlich kleiner als die Länge l der Antenne. Die Elektronen bewegen sich mit einer Geschwindigkeit $v \ll c$ in einem Viertel der Schwingperiode τ nur um $d_0 = v\tau/8 = 0,5 \cdot v/c\ l$.