

PHYSIKALISCHES PRAKTIKUM
- ELEKTRONIK -

Physikalisches Institut der Universität Stuttgart

2009

H.-J. Bauer, S. Döttinger
und A. Grupp

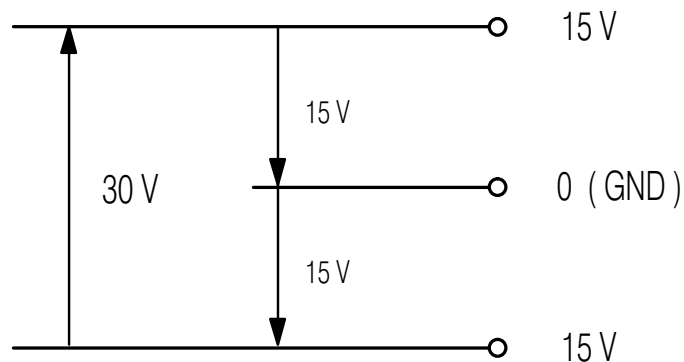
G r u n d l a g e n

G 1	Gleichspannungen und -ströme	5
G 2	Wechselspannungen und -ströme	13
G 3	Einfache Wechselstromnetzwerke und Kabel	21
G 4	Halbleiterdioden	32
G 5	Bipolare Transistoren	40
G 6	Feldeffekttransistoren	63
G 7	Operationsverstärker	69
G 8	Grundlagen der digitalen Elektronik	87
G 9	Beispiele kombinatorischer Schaltungen	96
G 10	Beispiele getakteter Schaltungen	100
G 11	Umwandler zwischen analogen und digitalen Signalen	111

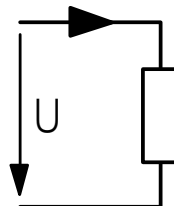
G 1. Gleichspannungen und -ströme

Die elektrische Spannung U zwischen zwei Punkten ist definiert als Differenz des elektrostatischen Potentials. Für diese vorzeichenbehaftete Größe muß festgelegt werden, in welcher Richtung die Differenz gebildet wurde. Dies geschieht mit Hilfe von Pfeilen nach folgender Konvention: ist das Potential am Pfeilende positiver als das Potential an dessen Spitze, dann ist die zugehörige Spannung positiv. Eine andere Bezeichnungsweise wird meist in Schaltplänen angewandt: ein Punkt der Schaltung wird als Spannungsnulldpunkt definiert („Masse“, „GND“) und alle weiteren Spannungsangaben werden durch eine Zahl mit entsprechendem Vorzeichen am jeweiligen Schaltungspunkt angegeben.

Beispiel für die Darstellungsarten:



Der elektrische Strom I , der bei leitender Verbindung zwischen Punkten mit unterschiedlichem Potential fließt, wird durch einen Pfeil neben oder in der stromführenden Leitung gekennzeichnet. Fließt eine positive Ladung in Pfeilrichtung, ist der so bezeichnete Strom positiv. Beispiel:



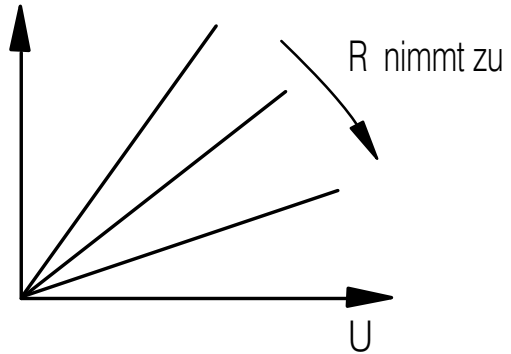
Ohmsches Gesetz

Der elektrische Widerstand R ist definiert als Quotient aus Spannung und Strom:

$$R = \frac{U}{I}$$

Eine wichtige Klasse von elektrischen Leitern, wie Metalle oder Kohleschichten, besitzen die Eigenschaft, daß dieser Widerstand R in weiten Grenzen unabhängig von Spannung und Strom ist. Dieser Sachverhalt ist unter dem Begriff „Ohmsches Gesetz“ bekannt:

$$\frac{U}{I} = R = \text{konst.}$$



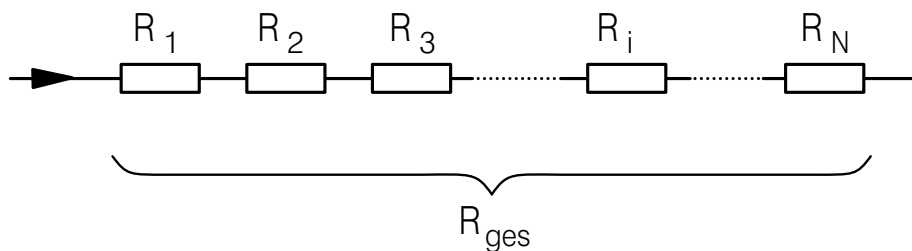
Die Einheit ist $1 \Omega = 1 \text{ V/A}$

Die Beschreibung des Aufbaus und der Kennzeichnung von Widerständen, wie sie in elektronischen Schaltungen eingesetzt werden, steht in der Beschreibung des Arbeitsplatzes.

Zusammenschaltung von Widerständen

Aus den Kirchhoffschen Regeln folgen die Beziehungen für den Gesamtwiderstand von hintereinander- (Serienschaltung) bzw. parallelgeschalteten Einzelwiderständen (Reihenschaltung).

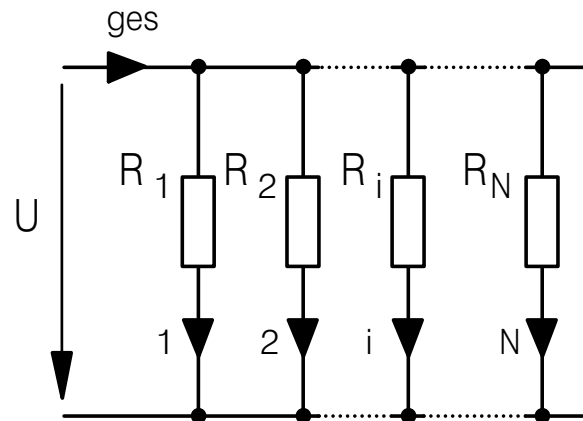
a) Serienschaltung



Da durch jeden Widerstand R_i der Strom I fließen muß und die Teilspannungen U_i sich zur Gesamtspannung U addieren, gilt:

$$R_{\text{ges}} = \frac{U_{\text{ges}}}{I} = \sum \frac{U_i}{I} = \sum R_i$$

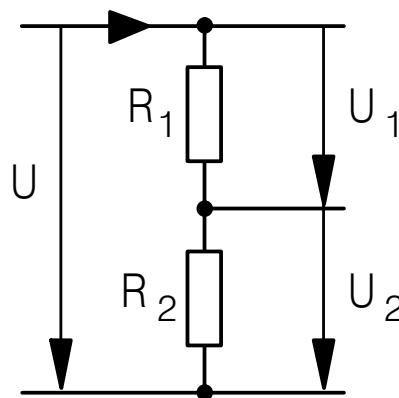
b) Parallelschaltung



An jedem Widerstand liegt dieselbe Spannung U an, der Gesamtstrom I verteilt sich jedoch auf die einzelnen Widerstände. Man erhält:

$$\frac{1}{R_{\text{ges}}} = \sum \frac{1}{R_i}$$

c) Spannungsteiler



Der Gesamtstrom I läßt sich nach dem Ohmschen Gesetz berechnen:

$$I = \frac{U}{R_{\text{ges}}} = \frac{U}{R_1 + R_2}$$

für die Teilspannungen an den jeweiligen Widerständen gilt:

$$U_1 = R_1 \cdot I \quad \text{und} \quad U_2 = R_2 \cdot I$$

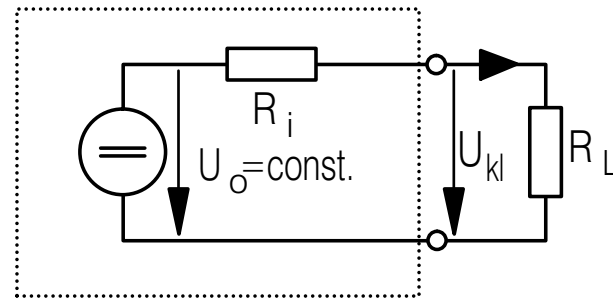
daraus folgt:

$$U_2 = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \cdot U$$

Solche Spannungsteiler treten sehr häufig in elektrischen Schaltungen auf. Besonders wichtig sind vor allem versteckte Spannungsteiler, wie sie durch den inneren Aufbau von Bauteilen oder Geräten entstehen. Beispiele für versteckte Spannungsteiler:

Spannungsquellen

Jede reale Spannungsquelle, ob Batterie, Netzgerät oder auch ein Generatorausgang, besitzt durch unvermeidbare innere Verluste einen sogenannten Innenwiderstand R_i .



reale Spannungsquelle

Bei Belastung mit einem Verbraucher, der durch einen Lastwiderstand R_L charakterisiert wird, sinkt die dem Verbraucher tatsächlich zur Verfügung stehende Spannung, die Klemmenspannung U_{kl} , entsprechend ab. Dieser Spannungsabfall ist umso geringer, je kleiner der Innenwiderstand R_i ist.

$$U_{kl} = U_o - I \cdot R_i$$

Merksatz:

Eine ideale Spannungsquelle besitzt den Innenwiderstand $R_i = 0$

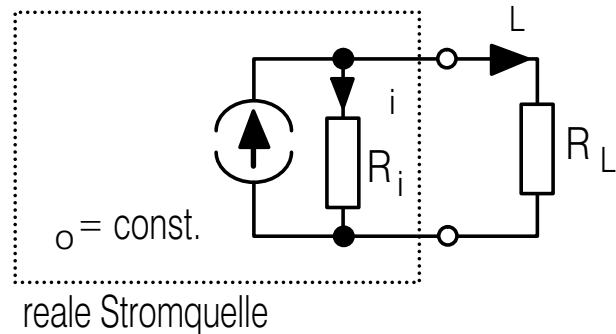
Bei der realen Stromquelle fließt jedoch ein gewisser Bruchteil des Stromes über den Innenwiderstand R_i ab, so daß für den Verbraucher nur noch $I_L = I - I_i$ zur Verfügung steht. Nach dem Ohmschen Gesetz ergibt sich:

$$I_L = I_o - \frac{U_{kl}}{R_i}$$

Die ideale Stromquelle soll $I_L = I_o = \text{konst.}$ liefern, was für $R_i \rightarrow \infty$ erfüllt ist.

Stromquellen

Eine ideale Stromquelle soll unabhängig von der Belastung einen konstanten Strom I_0 an den Verbraucher liefern.



Merksatz:

Eine ideale Stromquelle besitzt den Innenwiderstand $R_i = \infty$

Für beide Quellen läßt sich der Innenwiderstand aus zwei einfachen Lastbedingungen ermitteln, nämlich aus dem Leerlauf- und dem Kurzschlußbetrieb:

$$R_i = \frac{U_{\text{Leerlauf}}}{I_{\text{Kurzschluß}}}$$

In diesem Zusammenhang ist noch die Frage wichtig, unter welchen Lastbedingungen ein realer Generator, gleichgültig ob als Spannungs- oder Stromquelle betrachtet, die maximale Leistung an den Verbraucher R_L abgibt. Die an den Verbraucher R_L abgegebene Leistung ist:

$$P_L = U_{kl} \cdot I_L = U_0^2 / R_L \cdot 1 / (1 + R_i / R_L)^2 \quad \text{oder} \quad I_0^2 R_L \cdot 1 / (1 + R_L / R_i)^2$$

Wie man sich leicht überzeugt, besitzt P_L ein Maximum für $R_L = R_i$ mit dem Wert

$$P_{L_{\max}} = 1/4 \cdot U_0^2 / R_L \quad \text{bzw.} \quad 1/4 \cdot I_0^2 \cdot R_L$$

Dies ist ein Viertel der Leistung, die eine ideale Spannungs- oder Stromquelle abgeben würde.

Merksatz:

Ist $R_L = R_i$, so spricht man von **Leistungsanpassung**

Als weitere wichtige Beispiele für Spannungsteiler sollen die Innen- oder Eingangswiderstände von Meßgeräten behandelt werden:

Spannungsmeßgeräte

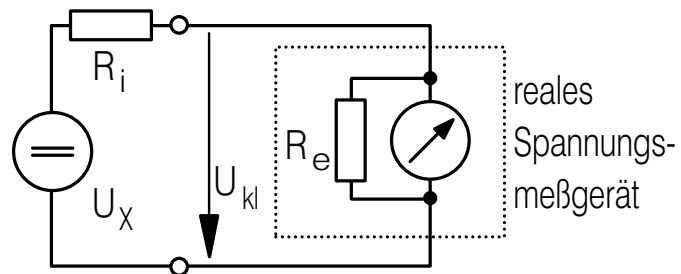
Ein reales Spannungsmeßgerät kann, wie jeder andere Verbraucher auch, eine erhebliche Belastung für die zu messende Spannungsquelle darstellen, und damit das Meßergebnis

verfälschen. Der Innenwiderstand R_i der zu messenden Spannungsquelle und der Eingangswiderstand R_e des Meßgerätes stellen einen Spannungsteiler dar. Das Meßgerät zeigt also die Klemmenspannung U_{kl} an:

$$U_{kl} = U_o \cdot \frac{R_e}{R_i + R_e}$$

Der relative Meßfehler ist also:

$$\frac{\Delta U}{U_o} = \frac{1}{1 + R_e/R_i}$$



Bei einer Spannungsmessung muß also darauf geachtet werden, daß $R_e \gg R_i$ ist.

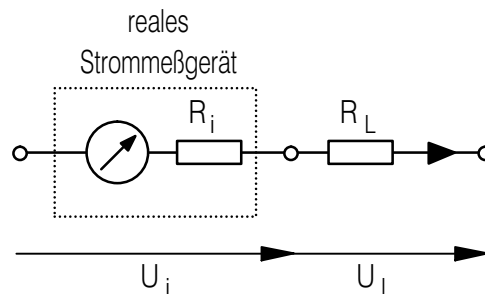
Merksatz:

Ein ideales Spannungsmeßgerät besitzt den Innenwiderstand (Eingangswiderstand)

$$R_e = \infty.$$

Strommeßgeräte

Durch Einfügen eines realen Strommeßgerätes mit einem Innenwiderstand R_i in einen Stromkreis entsteht ein Spannungsabfall am Instrument. Die Spannung, die dem Verbraucher des Stromkreises zur Verfügung steht, wird um diesen Beitrag erniedrigt, so daß im allgemeinen auch der Strom im Meßkreis erniedrigt wird:



Normalerweise liegt am Verbraucher R_L die Spannung U an und der zu messende Strom ist

$$I_x = \frac{U}{R_L}$$

Mit Instrument steht für R_L jedoch nur $U - U_i$ zur Verfügung, es fließt:

$$I = \frac{U - U_i}{R_L} = I_X - \frac{U_i}{R_L}$$

Mit $U_i = IR_i$ erhält man schließlich:

$$I = I_X \cdot \frac{1}{1 + R_i/R_L}$$

Der angezeigte Wert I stimmt umso besser mit dem zu messenden Wert I_X überein, je besser die Bedingung $R_i \ll R_L$ erfüllt ist.

Merksatz:

Ein ideales Strommeßgerät besitzt den Innenwiderstand $R_i = 0$

Nichtlineare Widerstände

Eine Reihe wichtiger Bauelemente der Elektronik gehorchen nicht dem Ohmschen Gesetz, d.h. der Quotient aus anliegender Spannung und fließendem Strom ist nicht konstant, sondern eine Funktion der Spannung bzw. des Stromes:

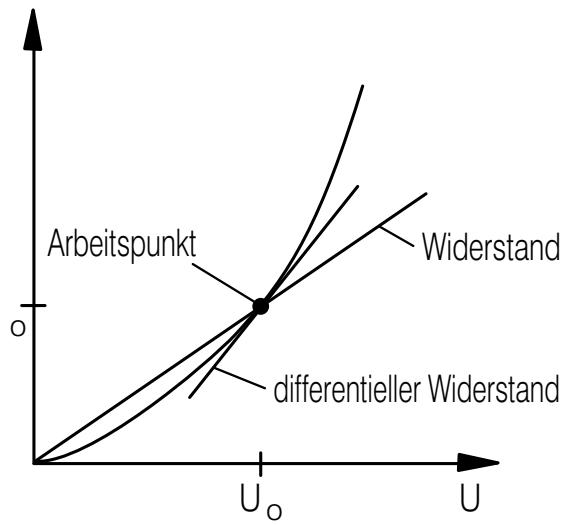
$$R = R(U) \quad \text{oder} \quad R = R(I)$$

Die Strom-Spannungskennlinie eines solchen Bauteils ist dann eine nichtlineare Funktion. Der Widerstand $R = U/I$ entspricht dann einer Ursprungsgeraden durch den jeweiligen Kurvenpunkt. Diese Gerade fällt im allgemeinen nicht mit dem tatsächlichen Kurvenverlauf zusammen. Es ist daher viel sinnvoller, die Steigung der $U(I)$ - Kurve im jeweiligen Arbeitspunkt U_o, I_o anzugeben, besonders, wenn nur kleine Spannungs- und Stromänderungen um den Arbeitspunkt betrachtet werden.

Diese Steigung, der sogenannte differentielle Widerstand:

$$r = \frac{dU}{dI}$$

gibt an, wie groß die Spannungsänderung bei einer kleinen Stromänderung im Arbeitspunkt ist. Die Verwendung von r entspricht also dem Ersetzen der $U(I)$ - Kurve durch die Tangente im jeweiligen Arbeitspunkt. Das folgende Bild soll die eingeführten Begriffe erläutern:



$$R = \frac{U_0}{0}$$

$$r = \left. \frac{U}{U} \right|_{U_0}$$

G 2. Wechselspannungen und -ströme

Definition und mathematische Beschreibung

Zeitveränderliche Spannungen werden in Mittelwert (**Gleichspannungsanteil**) und **Wechselspannungsanteil** (Mittelwert = 0) zerlegt.

Die einfachsten Wechselspannungen sind periodische Zeitfunktionen der Form

$$U(t) = A \cdot \sin(\omega t + \phi)$$

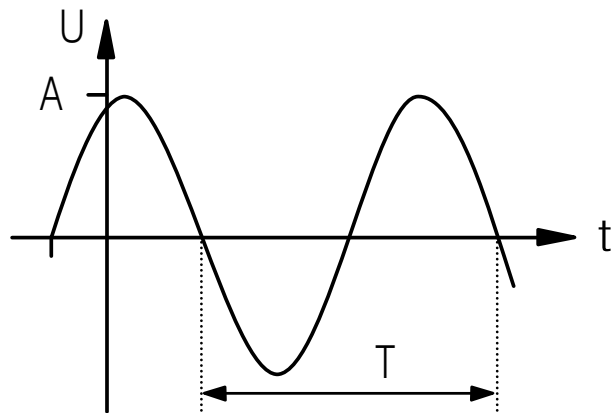
Zur vollständigen Festlegung braucht man die Angaben:

Form = Sinus

ω = Kreisfrequenz = $2\pi/T$

A = Amplitude = Scheitelwert

ϕ = Phase



Die **Phase** ϕ hat die Bedeutung einer Verschiebung bezüglich der t-Achse, wobei negative Phasenwinkel einer Verzögerung entsprechen. Verschiebungen um Vielfache von 2π ändern nichts. Der Begriff der Phase wird eigentlich erst dann wichtig, wenn mehrere periodische Größen in Relation zueinander betrachtet werden, während bei einer einzigen Größe durch geeignete Wahl des Nullpunktes $\phi = 0$ gesetzt werden kann.

Die **Amplitude** **A** als Scheitelwert (oft Angabe als $V_{SS} = 2 \cdot A$) ist meist weniger wichtig als der **Effektivwert**. Der Effektivwert einer Wechselspannung gibt an, wie groß eine Gleichspannung sein müßte, um im zeitlichen Mittel dieselbe elektrische Leistung zu ergeben. Da die Leistung jeweils proportional zum Quadrat der Spannung ist, gilt:

$$U_{\text{eff}} = \sqrt{\lim_{t' \rightarrow \infty} \frac{1}{t'} \int_0^{t'} u^2(t) dt}$$

Der Effektivwert hängt also auch von der genauen Zeitfunktion und nicht nur von der Amplitude ab. Für sinusförmige Wechselspannungen gilt:

$$U_{\text{eff}} = A \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T \sin^2(\omega t + \phi) dt} = \frac{A}{\sqrt{2}}$$

Außer Scheitelwert und Effektivwert ist auch noch die Angabe des **Betragsmittelwerts** gebräuchlich:

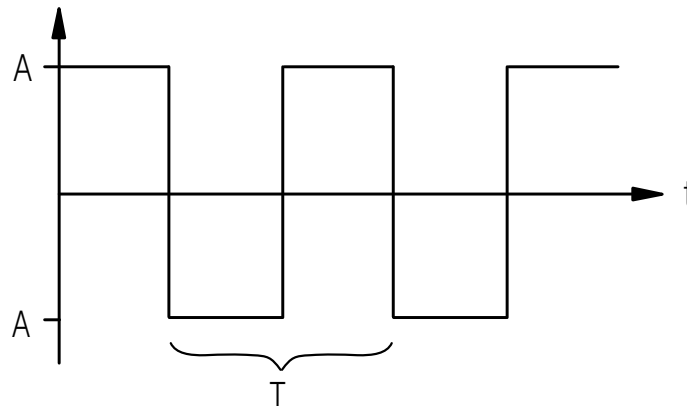
$$U_{\text{BMW}} = \frac{1}{T} \int_0^T A |\sin(\omega t)| dt = \frac{2A}{\pi}$$

Oft treten auch andere einfache periodische Zeitfunktionen auf, z.B. Dreiecksfunktionen, symmetrische und unsymmetrische Rechteckfunktionen. Da die Beziehungen zwischen Scheitelwert, Effektivwert und Betragsmittelwert von der Zeitfunktion abhängen, sind sie anders als bei einer Sinusschwingung. Ein solcher allgemeinerer, immer noch periodischer Zeitverlauf kann angenähert werden durch eine **Fourier-Reihe**

$$U(t) = A_0 + s_1 \sin \omega_0 t + s_2 \sin 2\omega_0 t + \dots \\ + c_1 \cos \omega_0 t + c_2 \cos 2\omega_0 t + \dots$$

wobei ω_0 die Grundfrequenz (Periodizität) der Größe ist. Man erhält also ein diskretes Spektrum mit äquidistantem Linienabstand. Die Koeffizienten, die zu Gliedern gleicher Frequenz gehören, geben Amplitude ($\sim \sqrt{s_1^2 + c_1^2}$) und Phasenlage ($\tan \phi_1 = c_1/s_1$) der einzelnen Linien an.

Beispiel: Symmetrische Rechteckschwingung



$$U(t) = \frac{4A}{\pi} \left(\sin \frac{2\pi}{T} \cdot t + \frac{1}{3} \sin 3 \cdot \frac{2\pi}{T} \cdot t + \frac{1}{5} \sin 5 \cdot \frac{2\pi}{T} \cdot t + \dots \right)$$

d.h. eine symmetrische Rechteckschwingung enthält nur ungeradzahlige Oberwellen. Alle Frequenzen des Spektrums haben dieselbe Phasenlage.

Alles bisher für Wechselspannungen gesagte gilt natürlich entsprechend auch für Wechselströme.

Messung von Wechselspannungen und Wechselströmen

Das beste Meßgerät für Wechselspannungen ist ein Oszillograph, denn er zeigt den tatsächlichen zeitlichen Verlauf an. Wechselströme mißt man dadurch, daß man sie über einen Ohmschen Widerstand in eine Wechselspannung verwandelt. Bei allen anderen Geräten, die nur einen einzigen Wert anzeigen, muß man

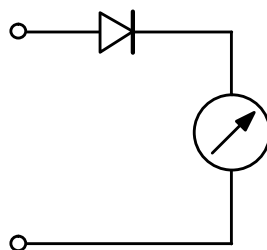
diesen zeitlichen Verlauf im voraus kennen und wissen, welchen charakteristischen Wert das Gerät mißt.

Dies ist wesentlich, da es Geräte gibt, deren Meßprinzip nicht den Effektivwert ergibt, sondern einen anderen charakteristischen Wert. Ihre Skala ist aber trotzdem „in Effektivwerten geeicht“; diese Eichung gilt aber nur für sinusförmige Vorgänge.

Echte Effektivwertmesser

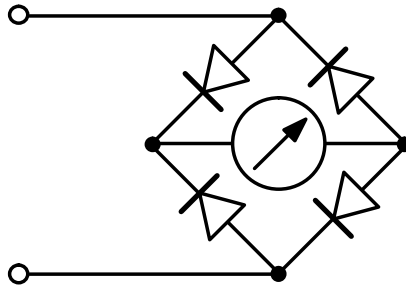
Diese müssen Strom oder Spannung quadrieren und dann den Mittelwert bilden. Früher geschah dies über die Temperaturmessung eines vom Wechselstrom durchflossenen Heizers, was zu einer quadratischen Skala führt. Heute enthalten sie, zumindest für niedrige Frequenzen, elektronische Schaltungen, die das Eingangssignal quadrieren, mitteln und die Wurzel ziehen.

Instrumente mit Gleichrichter



Die Gleichrichterdiode läßt den Strom nur in einer Richtung fließen, sperrt also die „negative Halbwelle“ des Wechselstroms. Das Zeigerinstrument ist mechanisch zu träge, um den Pulsen der „positiven Halbwelle“ zu folgen und zeigt statt dessen ihren Mittelwert an. Da die negati-

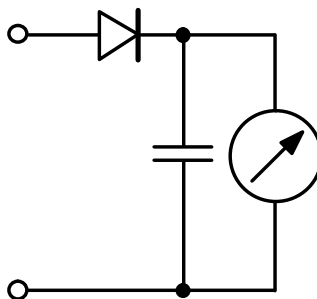
ve Halbwellen, deren Mittelwert gerade gleich der positiven ist (kein Gleichspannungsanteil!), fehlt, ist die Anzeige gerade der halbe Betragsmittelwert.



Eine Gleichrichterbrücke sperrt die negative Halbwellen nicht, sondern läßt sie mit umgekehrter Polarität ebenfalls durch das Instrument fließen. Im Unterschied zu obiger **Einweggleichrichtung** ergibt diese **Vollweggleichrichtung** nicht den halben, sondern den ganzen Betragsmittelwert.

Gleichrichter sind, insbesondere für kleine Ströme, nicht ideal. Man erkennt ein Gleichrichterinstrument deshalb daran, daß seine Skala für kleine Werte eine engere Teilung hat.

Scheitel- oder Spitzenwertmesser



Wieder läßt ein Gleichrichter nur die positive Halbwellen durch, jedoch lädt diese jetzt einen Kondensator auf. Die Spannung an ihm folgt also der Eingangsspannung bis zu deren positivem Scheitel- oder Spitzenwert. Sinkt die Eingangsspannung wieder, trennt die Diode den Kondensator vom Eingangskreis, wobei der Kondensator geladen bleibt, falls das Anzeigeelement einen genügend hohen Innenwiderstand besitzt.

Spitzenwertmesser erkennt man daran, daß sie das Meßergebnis noch längere Zeit nach Beendigung des Meßvorgangs halten. Eventuell muß man sie sogar extra entladen.

Wechselstromwiderstände

Bei nicht zu hohen Frequenzen gilt das Ohmsche Gesetz auch bei Wechselspannungen für „Gleichstromwiderstände“.

Kondensatoren, die für Gleichspannungen nicht leitend sind, zeigen eine Wechselstromleitfähigkeit durch die ständigen Umladevorgänge. Der Umladestrom ist dabei um so größer, je schneller die Umladung erfolgen muß, d.h. je größer die Amplitude und je höher die Frequenz der Spannung ist.

Aus der Definition der Ladung $Q = \int I \, dt$

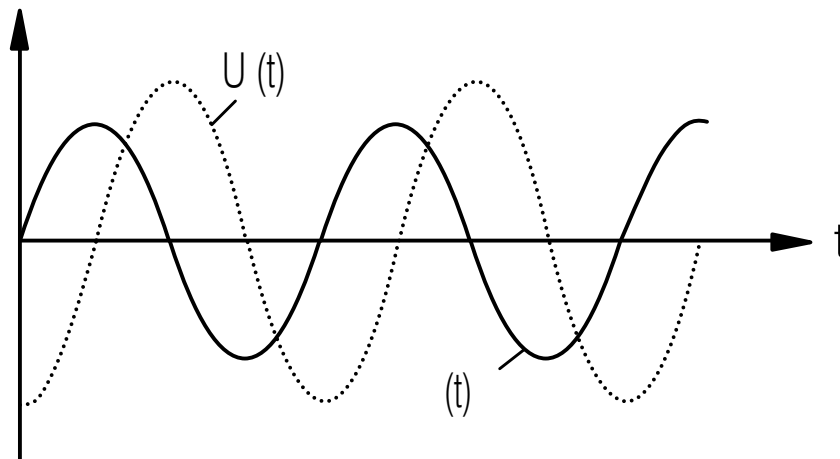
und mit der Definition der Kapazität $C = \frac{Q}{U}$

folgt $U = \frac{1}{C} \int I \, dt$

Nimmt man einen sinusförmigen Wechselstrom $I(t) = I_0 \cdot \sin \omega t$ an,

$$\text{so ist } U(t) = -\frac{I_0}{\omega C} \cdot \cos \omega t = U_0 \cdot \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$$

Die Amplitude der Spannung ist also $I_0/\omega C$ und die Phasenverschiebung gegenüber dem Strom $-\frac{\pi}{2}$ oder -90° , die Spannung hinkt also nach.



Es läßt sich formal ein Wechselstromwiderstand des Kondensators (kapazitiver Widerstand) definieren, für dessen Betrag gilt:

$$\frac{U_o}{I_o} = \frac{1}{\omega C}$$

Analoges gilt für Induktivitäten (Spulen). Bei diesen sinkt jedoch der Strom mit steigender Frequenz aufgrund der Selbstinduktion. Die Phasenverschiebung der Spannung gegen den Strom beträgt bei einer Induktivität $+\frac{\pi}{2} = +90^\circ$, die Spannung eilt also voraus. Für den Betrag des induktiven Widerstands gilt:

$$\frac{U_o}{I_o} = \omega L$$

Leistung an Wechselstromwiderständen:

Ein idealer Kondensator und eine ideale Spule verbrauchen keine Leistung; sie geben vielmehr die in einem Teil der Periode entnommene Energie in einem anderen Teil vollständig zurück. Rechnerisch sieht man dies daran, daß der zeitliche Mittelwert von $U(t) \cdot I(t)$ wegen der Phasenverschiebung von 90° exakt 0 ist. Für Wechselstromwiderstände mit anderem Phasenwinkel ϕ ergibt die Rechnung:

$$\text{Verbrauchte Leistung} \quad N = U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} \cdot \cos\phi$$

Komplexe Schreibweise

Es wurde bis hier bewußt die reelle Darstellung der Wechselstrombeziehungen gewählt, bei der gesondert Betrag und Phase behandelt werden müssen. Sehr viel eleganter und den Rechengang formal vereinfachend ist jedoch die komplexe Schreibweise. Man faßt beide Wirkungen eines Wechselstromwiderstands in einer komplexen Größe zusammen, deren Betrag das Amplitudenverhältnis von Wechselspannung und Wechselstrom bezeichnet und deren Phasenwinkel angibt, um wieviel die Spannung dem Strom vorausseilt. Solche komplexen Widerstände werden häufig durch einen Pfeil über dem Buchstaben R gekennzeichnet. Dies ist aber überflüssig, da man mit ihnen so rechnen kann wie mit den reellen Widerständen der Gleichstromtechnik, insbesondere gelten alle Formeln für Serien- und Parallelschaltung, für Spannungsteiler etc. Für solche Rechnungen benötigen wir die komplexen Widerstände der Grundelemente Ohmscher Widerstand, Kondensator und Induktivität. Für Ohmsche Widerstände ist Spannung und Strom in Phase, also R reell. Für Kapazitäten hinkt die Spannung dem Strom um $\pi/2$ nach, der Phasenfaktor $-j = 1/j$ ($j = \text{imaginäre Einheit}$) berücksichtigt das. Bei der Induktivität gibt der Phasenfaktor j das Vorauseilen der Spannung um

$\pi/2$ an. Mit den oben schon errechneten Beträgen erhält man:

$$\begin{array}{ll} \text{Kapazitiver Widerstand} & \frac{1}{j\omega C} \\ \text{Induktiver Widerstand} & j\omega L \end{array}$$

Nicht nur beim Verhältnis zwischen Spannung und Strom durch ein Bauelement, sondern auch beim Vergleich zweier zueinander phasenverschobener Wechselspannungen derselben Frequenz bedient man sich der komplexen Schreibweise. Der Betrag eines solchen komplexen Spannungsverhältnisses gibt das Verhältnis der Amplituden an, der Phasenwinkel sagt aus, um wieviel die Spannung im Zähler der Spannung im Nenner voreilt. Entsprechendes gilt natürlich auch für Ströme.

Auch die Fourierdarstellung läßt sich durch Zusammenfassung der Koeffizienten der Sinus- und Cosinus-Glieder komplex schreiben, jede Teilfrequenz wird dann durch eine komplexe Amplitude nach Betrag und Phase charakterisiert:

$$\text{Fourierdarstellung} \quad U(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n \cdot e^{jn\omega_0 t} \quad ; \quad a_n \text{ komplex}$$

Grundlage für dieses Vorgehen bildet die mathematische Darstellung reeller, harmonisch variierender Größen durch komplexe „Stellvertreter“, deren Realteil sie sind. Man schreibt zum Beispiel für

$$\text{Wechselspannungen} \quad U(t) = U_o \cdot e^{j\omega t + \phi_u}$$

und läßt nachlässigerweise die Kennzeichnung der Operation „Realteil bilden“ weg. Definiert man entsprechend für

$$\text{Wechselströme} \quad I(t) = I_o \cdot e^{j\omega t + \phi_i}$$

so sieht man, daß der Quotient der komplexen Werte den komplexen Widerstand R mit Betrag U_o/I_o und Phase $e^{j\phi}$ ($\phi = \phi_u - \phi_i$) ergibt.

Logarithmisches Pegelmaß

Häufig werden Amplitudenverhältnisse zweier Spannungen in einem logarithmischen Maß angegeben, weil man in diesem Maß einen größeren Wertebereich übersichtlicher darstellen kann. Würde man Zehnerlogarithmen verwenden, so könnte man definieren:

$$\text{logarithmischer Pegelunterschied} = \log_{10}(U_1/U_2)$$

Um für die häufig vorkommenden Pegelverhältnisse 1:1 bis 1:10 nicht zu kleine Werte zu bekommen, multipliziert man noch mit 20 und benennt das Ergebnis mit der Einheit **dB** („dezi-Bel“):

$$\text{Pegelunterschied in dB} = 20 \cdot \log_{10}(U_1/U_2)$$

Der Faktor 10 rührt von „dezi“ her, der Faktor 2 davon, daß dieses Maß für Leistungsverhältnisse geschaffen wurde. Hierzu müssen die Spannungen quadriert werden, was nach Logarithmieren die 2 gibt.

Folgende Entsprechungen sollte man sich merken:

$$\text{Spannungsverhältnis } 10 \rightarrow 20 \text{ dB}$$

$$\text{Spannungsverhältnis } 2 \rightarrow 6 \text{ dB}$$

Pulsflanken

Rechtecksignale weichen in der Realität stets von der Idealform ab, d.h. die Flanken sind nicht senkrecht, sondern haben eine charakteristische **Anstiegs-** bzw. **Abfallszeit** τ . Diese wird im allgemeinen als die Zeit definiert, in der das Signal von 10 % auf 90 % des Maximalwerts ansteigt bzw. entsprechend abfällt. Bei der Messung schneller Pulsflanken mit einem Oszillographen muß beachtet werden, daß dessen Eingangsverstärker und die vertikale Strahlableitung selbst eine endliche Anstiegszeit besitzen. Sie errechnet sich in guter Näherung aus der **Frequenzbandbreite** B (siehe Bedienungsanleitung) durch folgenden Zusammenhang:

$$B \cdot \tau_{\text{oszi}} = 0,35.$$

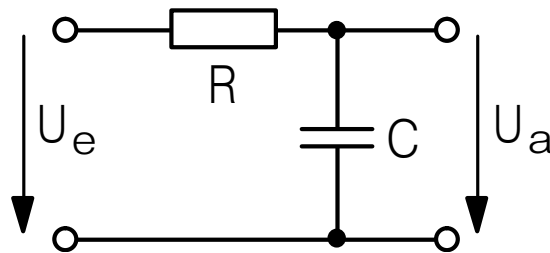
Durch diese Anstiegszeit des Oszillographen wird die echte Signalform verfälscht. In guter Näherung gilt:

$$\tau_{\text{gemessen}}^2 = \tau_{\text{echt}}^2 + \tau_{\text{oszi}}^2.$$

G 3. Einfache Wechselstromnetzwerke und Kabel

Tiefpaß

Ersetzt man den unteren Widerstand eines Spannungsteilers durch einen Kondensator, so wird man erwarten, daß dieser die hohen Frequenzen kurzschließt, die Schaltung also nur die niederen Frequenzen passieren läßt:



Setzt man die entsprechenden Widerstände in die Spannungsteilerformel ein, so erhält man die Übertragungsfunktion:

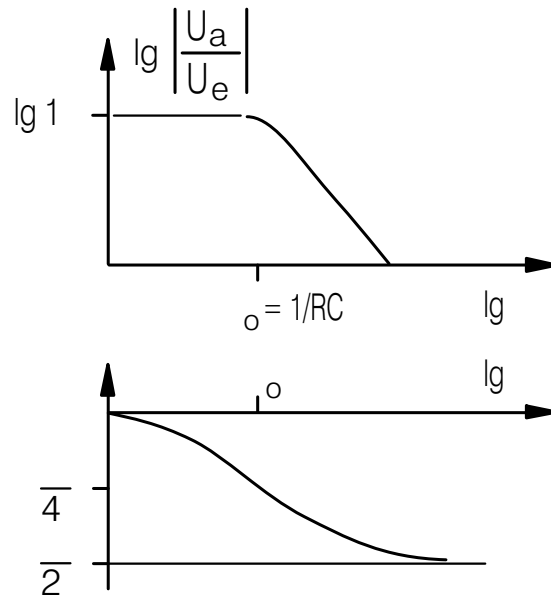
$$\frac{U_a}{U_e} = \frac{1}{1 + j\omega RC}$$

Löst man dies nach Betrag und Phase auf, so ergibt sich

$$\left| \frac{U_a}{U_e} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega RC)^2}} \quad \text{und} \quad \phi = -\arctan(\omega RC)$$

Bei niedrigen Frequenzen $\omega \ll 1/(RC)$ ist $|U_a/U_e| = 1$ und $\phi = 0$, das Signal wird also unverändert übertragen. Für Frequenzen $\omega \gg 1/(RC)$ strebt $|U_a/U_e|$ wie $1/\omega \rightarrow 0$ und $\phi \rightarrow -\pi/2$, der Tiefpaß sperrt also, wie der Name schon sagt, die hohen Frequenzen, außerdem werden sie um -90° phasenverzögert. Bei der Grenzfrequenz $\omega_0 = 1/(RC)$ ist $|U_a/U_e| = 1/\sqrt{2} = -3 \text{ dB}$ und die Phasenverschiebung zwischen Ausgang und Eingang $-\pi/4$ oder -45° .

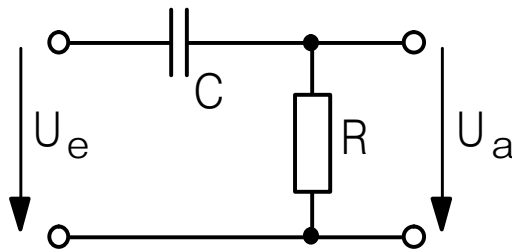
Dieser Sachverhalt wird im folgenden **Bode-Diagramm** dargestellt:



Die Eigenschaft der Übertragungsfunktion, bei hohen Frequenzen $\sim \omega^{-1}$ abzufallen, wird oft auch so ausgedrückt: Abfall um 6 dB je Oktave bzw. um 20 dB je Dekade; „der Tiefpaß ist **erster Ordnung**“ (weil ω im Nenner des komplexen Amplitudenverhältnisses in höchstens erster Potenz auftritt).

Hochpaß

Vertauscht man R und C, so erwartet man das umgekehrte Frequenzverhalten:



Die Übertragungsfunktion lautet hier:

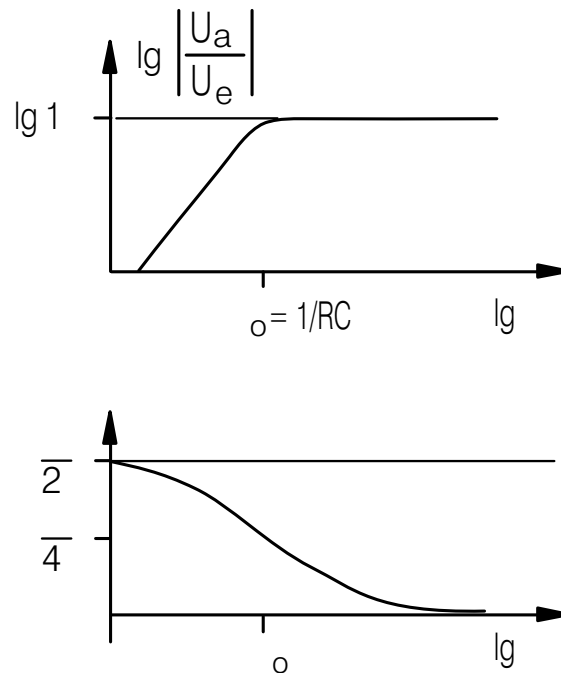
$$\frac{U_a}{U_e} = \frac{1}{1 + j\omega RC}$$

Daraus folgt

$$\left| \frac{U_a}{U_e} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega RC}\right)^2}} \quad \text{und} \quad \phi = \arctan\left(\frac{1}{\omega RC}\right)$$

d. h. ein Hochpaß sperrt die tiefen Frequenzen.

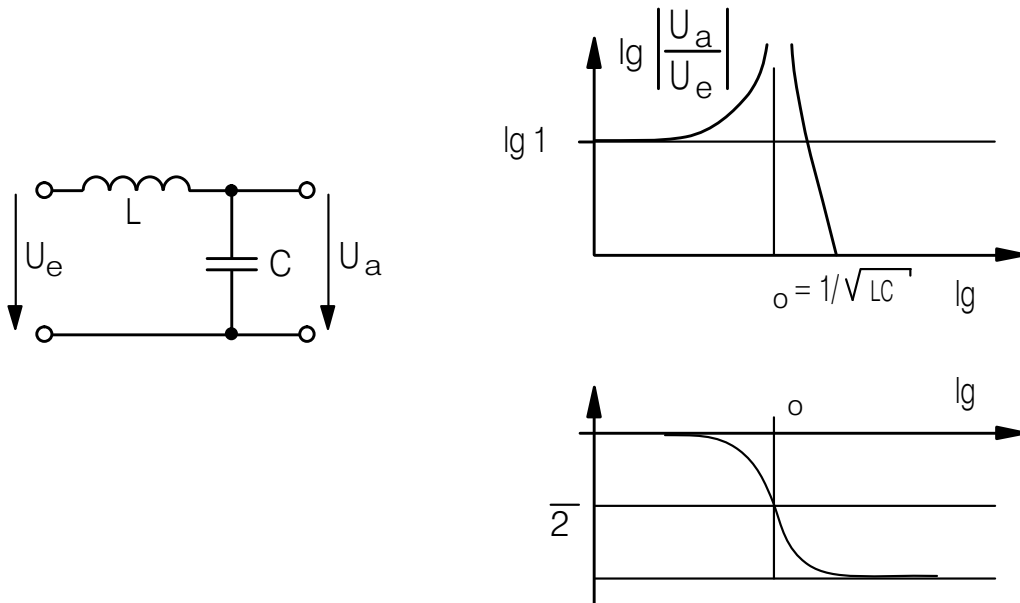
Bode-Diagramm des Hochpasses:



Im Sperrbereich steigt diesmal die Ausgangsspannung proportional zu ω , aber dies sind wieder 6 dB je Oktave oder 20 dB je Dekade; auch dieser Hochpaß ist von erster Ordnung.

Tiefpaß aus Kapazität und Induktivität

Man kann vermuten, daß sich die Tiefpaßwirkung noch verstärken läßt, wenn in ihm der ohmsche Widerstand durch eine die hohen Frequenzen zusätzlich sperrende Induktivität ersetzt wird:



Wendet man wieder die Spannungsteilerformel mit den komplexen Widerständen an, so erhält man

$$\frac{U_a}{U_e} = \frac{1/j\omega C}{j\omega L + 1/j\omega C} = \frac{1}{1 - \omega^2 LC}$$

Im Durchlaßgebiet ($\omega^2 < 1/LC$) ist die Ausgangsspannung immer größer als die Eingangsspannung und zu ihr in Phase. Im Sperrbereich ($\omega^2 > 1/LC$) sinkt die Ausgangsspannung proportional zu $1/\omega^2$ ab: dies sind 12 dB/Oktave oder 40 dB pro Dekade. Man hat einen Tiefpaß zweiter Ordnung. Für $\omega^2 = 1/LC$ besitzt die Übertragungsgleichung Resonanzcharakter, da hierfür der Nenner verschwindet, die Ausgangsamplitude also theoretisch beliebig hohe Werte annehmen könnte. In Wirklichkeit begrenzen die dämpfenden Eigenschaften von ohmschen Verlusten die Resonanzamplitude. Netzwerke ähnlicher Bauart besitzen als Resonanzkreise z.B. für Oszillatoren eine große Bedeutung.

Test von Tief- und Hochpässen mit Rechtecksignalen

Möchte man die Übertragungseigenschaften einer Schaltung nur qualitativ bestimmen, um z.B. zu entscheiden, ob ein Hoch- oder Tiefpaßverhalten vorliegt, scheut man den Aufwand, der zur Messung eines Bode-Diagramms notwendig wäre. Man untersucht vielmehr das Verhalten der Schaltung im **Zeitbereich**, indem man die „Antwort“ der Schaltung auf ein geeignetes Eingangssignal beobachtet. Ein solches Eingangssignal ist eine Sprungfunktion, bzw. eine periodische Folge von Spannungssprüngen, also eine Rechteckspannung mit möglichst

kurzer Anstiegszeit, da das korrespondierende Spektrum sich über einen weiten Frequenzbereich erstreckt.

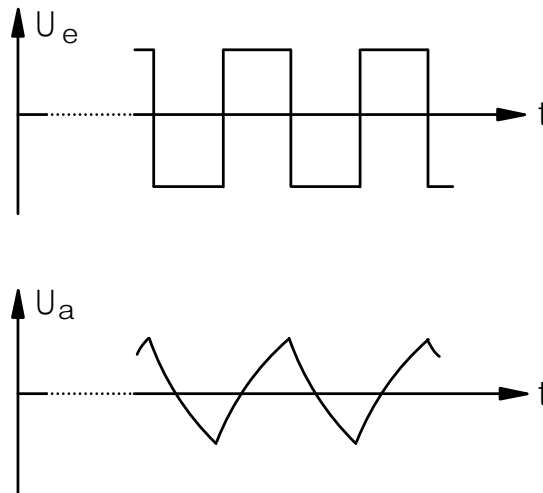
Tiefpaß: Die Sprungantwort läßt sich berechnen, wenn man berücksichtigt, daß der Umladestrom des Kondensators $C \cdot (dU_a/dt)$ durch den Widerstand R fließen muß:

$$\frac{U_e - U_a}{R} = I = C \cdot \frac{dU_a}{dt} \rightarrow U_e - U_a = RC \cdot \frac{dU_a}{dt}$$

Wie oben beschrieben, wird die Ausgangsspannung U_a für Frequenzen $\omega \gg 1/RC$ klein gegen die Eingangsspannung U_e , sodaß die Näherung gilt

$$U_e = RC \cdot \frac{dU_a}{dt} \quad \text{mit der Lösung} \quad U_a = \frac{1}{RC} \int U_e(t) dt$$

Man beobachtet also am Tiefpass folgende Spannungsverläufe:

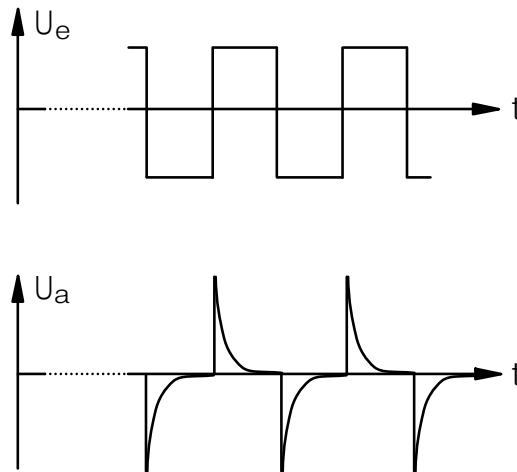


Ein **Tiefpaß** besitzt also für Frequenzen $\omega \gg 1/RC$ **integrierende Eigenschaften**! Je größer RC ist, um so geringer wird die Krümmung der Ausgangsfunktion und um so besser wird die Annäherung an das wirkliche Integral einer Rechteckfunktion: eine Dreiecksfunktion.

Hochpaß: Dieselben Überlegungen wie beim Tiefpaß führen beim Hochpaß zu folgendem Ergebnis:

$$U_a = RC \cdot \frac{dU_e}{dt} \quad \text{für} \quad \omega \ll \frac{1}{RC}$$

Die entsprechenden Spannungsverläufe sehen dann so aus:

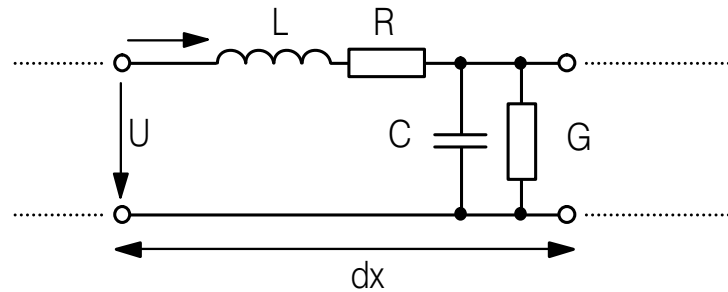


Ein **Hochpaß** besitzt also für Frequenzen $\omega \ll 1/RC$ **differenzierende Eigenschaften** !
 Je kleiner RC ist, um so kürzer werden die Ausgangsimpulse und um so besser die Annäherung an einen wirklichen Differentialquotienten der Rechteckfunktion: eine Folge positiver und negativer δ -Impulse.

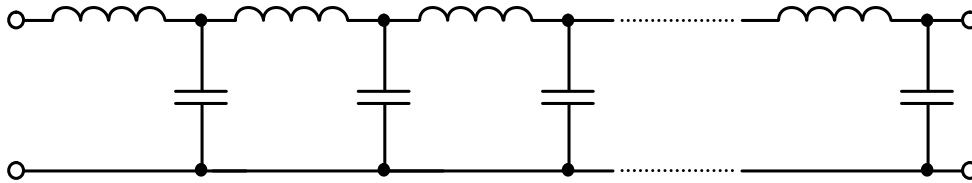
Kabel

Signale in Form von Wechselspannungen oder Spannungsimpulsen werden zwischen verschiedenen Geräten auf Kabeln übertragen. Dabei werden meist konzentrische abgeschirmte Leitungen (Koaxialkabel) verwendet, um die Einstreuung elektromagnetischer Felder von außen weitgehend zu unterdrücken. Zwischen Innenleiter und Außenleiter befindet sich als Isolator ein Dielektrikum gleichmäßiger Dicke. Um das elektrische Verhalten einer solchen homogenen Doppelleitung zu beschreiben, zerlegt man das Kabel in Abschnitte mit der Länge dx , die durch ein Ersatzschaltbild mit der Induktivität $L = L' dx$ beider Leitungen, der Kapazität $C = C' dx$ zwischen Hin- und Rückleitung, dem Gleichstromwiderstand $R = R' dx$ beider Leitungen und dem Isolationsleitwert $G = G' dx$ zwischen Hin- und Rückleitung repräsentiert werden. Die Kenngrößen L' , C' , R' und G' werden Induktivitäts-, Kapazitäts-, Widerstands- und Leitwertbelag genannt und beziehen sich auf die Länge von einem Meter Kabel.

Beachte: Anstelle des Isolationswiderstands verwenden wir aus formalen Gründen den dazu reziproken Isolationsleitwert G , da dieser wie die anderen Größen mit zunehmender Leiterlänge linear anwächst.



Ein langes Kabel können wir uns nun als Hintereinanderschaltung solcher Kabelabschnitte vorstellen. Die zeitliche Spannungsverzögerung beim Aufladen der jeweiligen Kapazitäten über die Induktivitäten im Ersatzschaltbild pflanzt sich also über das gesamte Kabel fort und erklärt damit bereits qualitativ die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit von Signalen auf Leitungen.



Zur exakten mathematischen Beschreibung der Signalausbreitung betrachten wir die Ströme und Spannungen als Funktion der Zeit und des Ortes x . In das Kabel fließe von links der Strom I bei einer Spannung U . Durch Anwendung der Kirchhoffschen Maschen- und Knotenregel finden wir die Spannungsänderung am Längswiderstand und der Induktivität $dU = -(R' dx I + L' dx dI/dt)$ und die Stromänderung durch die Querleitung und Querkapazität $dI = -(G' dx U + C' dx dU/dt)$. Aus diesen Gleichungen ergibt sich ein System partieller Differentialgleichungen erster Ordnung:

$$\begin{aligned}\delta U / \delta x &= -(R' + L' \delta / \delta t) I \\ \delta I / \delta x &= -(G' + C' \delta / \delta t) U.\end{aligned}$$

In der Praxis kann meist R' und G' gegenüber dem Induktivitäts- bzw. dem Kapazitätsbelag vernachlässigt werden ($R' = G' = 0$). Mit dem Wellenansatz

$$\begin{aligned}U &= U_0 \cdot \exp(j(\omega t - kx)) \\ I &= I_0 \cdot \exp(j(\omega t - kx))\end{aligned}$$

erhält man dann als Bedingungen für die Lösung

$$-kU_0 = -\omega L' I_0 \quad \text{und} \quad -kI_0 = -\omega C' U_0.$$

Beide Bedingungen sind nur erfüllt für eine nach rechts ($k > 0$) oder nach links ($k < 0$) laufende Welle mit der Wellenzahl $k = \pm \omega \sqrt{L' C'}$. Der Betrag des Verhältnisses der Amplituden von Spannung (U_0) und Strom (I_0) wird als sogenannter **Wellenwiderstand** oder **charakteristische Impedanz** Z bezeichnet:

$$Z = \sqrt{\frac{L'}{C'}}.$$

Z ist unabhängig von der Länge des Kabels und von der Frequenz der Welle. Für die **Phasengeschwindigkeit** gilt wegen $c = \omega/k$

$$c = \frac{1}{\sqrt{L' C'}}.$$

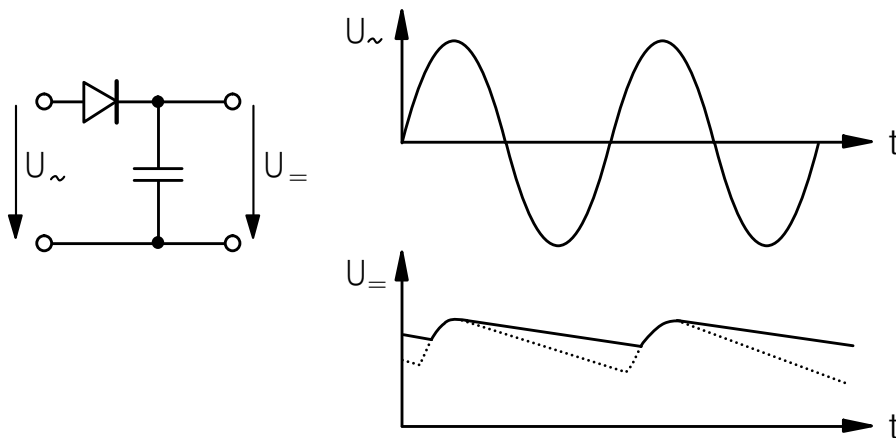
Die formale Lösung der obigen Leitungsgleichungen liefert sowohl eine einlaufende wie eine rücklaufende Spannungs- und Stromwelle. Die rücklaufende Welle entsteht dadurch, daß die Energie der einlaufenden Welle nicht vollständig im Abschlußwiderstand (Lastwiderstand) R_L verbraucht wird. Wir definieren als **Reflexionsfaktor** p das Spannungsverhältnis von rücklaufender zu einlaufender Welle am Leitungsende $p = U_{\text{rück}}/U_{\text{ein}}$, d.h. am Lastwiderstand beobachtet man die Spannung $U_L = U_{\text{ein}} + U_{\text{rück}}$. Mit Hilfe des Energiesatzes folgt daraus unmittelbar $p = (R_L - Z)/(R_L + Z)$. Vollständige Absorption kann also nur bei **Leitungsanpassung** erreicht werden, d.h. wenn der Abschlußwiderstand R_L gleich dem Wellenwiderstand Z des Kabels ist.

Die richtige Leitungsanpassung spielt eine wichtige Rolle in der Hochfrequenztechnik, aber auch in der Digitaltechnik. Es ist leicht einzusehen, daß wegen Fehlanpassung reflektierte Pulse z.B. auf Rechnernetzleitungen zur Veränderung von Bitmustern und damit zu schwerwiegenden Übertragungsfehlern führen können. In der Praxis ist das Koaxialkabel **RG-58C/U** mit einem Wellenwiderstand von 50 Ohm weit verbreitet. Üblicherweise ist es an den Enden mit **BNC-Steckern** (**B**ritish **N**orm **C**onnectors) ausgerüstet und in dieser Ausführung für Frequenzen bis 1 GHz bei kleinen bis mittleren Leistungen geeignet. Um Reflexionen an solchen Kabelverbindungen zu vermeiden, besitzen diese Stecker ebenfalls einen Wellenwiderstand von 50 Ohm.

Gleichrichterschaltungen

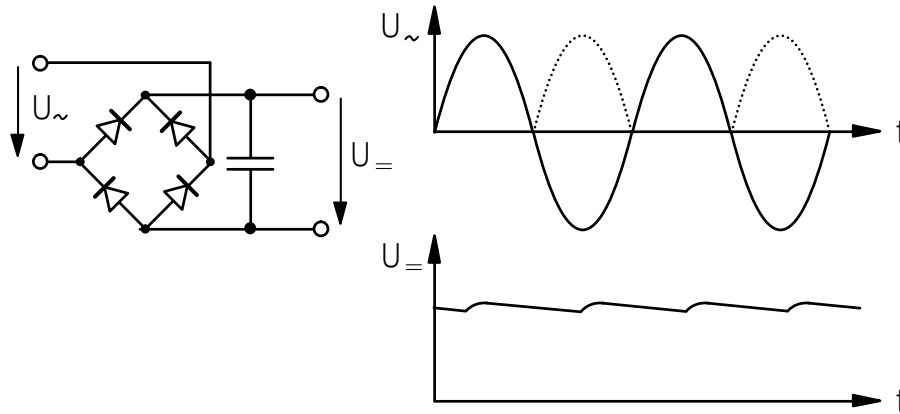
Wechselspannungen müssen nicht nur zu ihrer Messung gleichgerichtet werden; jedes Gleichspannungsnetzgerät muß aus der mit 50 Hz angelieferten Netzwechselspannung eine Gleichspannung erzeugen. Im Unterschied zu Meßgleichrichtern verbraucht in solchen Schaltungen die Gleichspannungsseite natürlich viel Leistung. Dies macht eine theoretische Behandlung sehr schwierig, im folgenden sind die wichtigsten Eigenschaften solcher Schaltungen daher nur qualitativ geschildert.

Einweggleichrichter



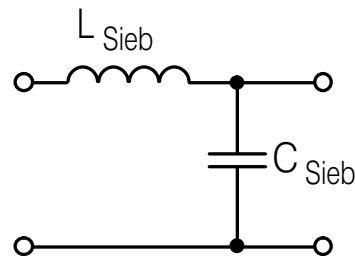
Solche Schaltungen bestehen nur aus einem Gleichrichter und einem **Ladekondensator**. Die an ihm entstehende „Gleichspannung“ ist rechts für die Fälle geringer und hoher Belastung eingezeichnet. Man sieht, daß mit steigender Belastung nicht nur der mittlere Gleichspannungswert abnimmt (u. a. wegen des Spannungsabfalls am Innenwiderstand der Wechselspannungsquelle und am Durchlaßwiderstand der Gleichrichterdiode), sondern auch die **Welligkeit** der Ausgangsspannung zunimmt, weil über einen kleineren Verbraucherwiderstand sich der Ladekondensator schneller entlädt. Diese Welligkeit besitzt die Frequenz der Wechselspannung, bei Netzgleichrichtern also 50 Hz.

Vollweggleichrichter



Nutzt man auch die negative Halbwelle zur Aufladung des Ladekondensators, so wird die Ausgangsspannung in ihrem Mittelwert und ihrer Welligkeit weniger lastabhängig. Die Welligkeit besitzt die doppelte Frequenz der Wechselspannung, also bei Netzgleichrichtern 100 Hz.

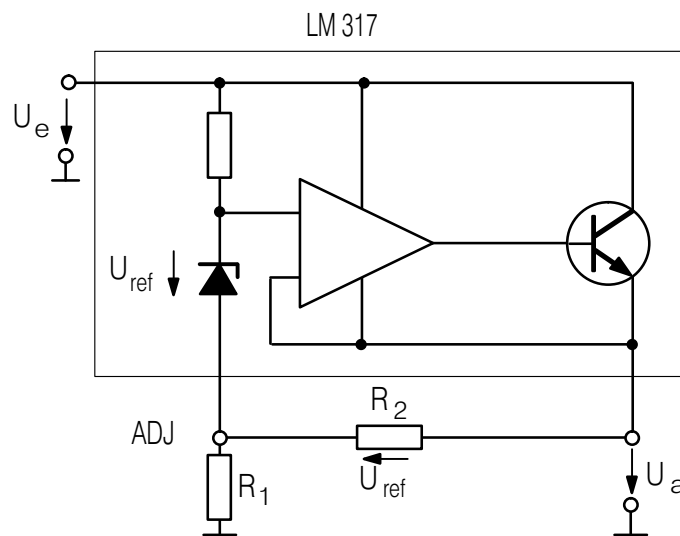
Maßnahmen zur Reduktion der Welligkeit



Tiefpässe mit einer Grenzfrequenz unter der Frequenz der Wechselspannung können die Welligkeit reduzieren. Bei einem RC-Tiefpaß würde die durchfließende Gleichstromkomponente am ohmschen Widerstand einen zusätzlichen lastabhängigen Spannungsabfall hervorrufen. Ein LC-Tiefpaß ist hierfür günstiger, jedoch ist die **Siebdrossel L** wegen der niedrigen verlangten Grenzfrequenz (L sehr groß) recht voluminös. Wenn man nicht nur die Welligkeit, sondern zusätzlich noch die Ausgangsgleichspannung stabilisieren muß, verzichtet man daher auf solche Siebmaßnahmen: die Stabilisierung reduziert ja die Welligkeit genauso wie andere Schwankungen der Ausgangsgleichspannung.

Die einfachste Spannungsstabilisierung auf einen festen Wert erfolgt mit einer Zenerdiode, die nahe ihrer Durchbruchspannung betrieben wird (s. G4). Besser und variabler ist eine Stabilisierung durch eine elektronische Regelschaltung, die im wesentlichen eine eigene Referenzspannung (Zenerdiode), einen thermischen Schutz, einen Differenzverstärker und einen Leistungstransistor enthält. Der integrierte Spannungsregler LM 317 besitzt drei Anschlüsse für ADJUST (Regeleingang), V_{in} (Spannungseingang U_e) und V_{out} (Spannungsausgang U_a). Die Referenzspannungsquelle ist hier am nichtinvertierenden Eingang des Regelverstärkers angeschlossen. Die Ausgangsspannung steigt deshalb so weit an, bis an R_2 die Spannung U_{ref} abfällt. Dann ist die Eingangsspannungsdifferenz des Operationsverstärkers gerade Null. Das Widerstandsverhältnis R_1/R_2 legt die Ausgangsspannung fest:

$$U_a = (1 + R_1/R_2)U_{ref}; \quad U_{ref} = 1,25 \text{ V.}$$



G 4. Halbleiterdioden

Vorbemerkung: Im folgenden werden Halbleitereigenschaften sehr elementar und nur insofern behandelt, als es für das Verständnis der elektronischen Funktion nötig ist. Mit einer präziseren Beschreibung (Bändermodell etc.) müssen Sie sich selbst zu einem gegebenen Zeitpunkt beschäftigen!

i-, n- und p-Halbleiter

Die Halbleiteratome Si und Ge sind vierwertig an ihre Nachbarn gebunden, jedes Atom liefert je Bindung ein Elektron des Elektronenpaares. Diese festsitzenden Valenzelektronen können durch Zufuhr der Energie E_g frei beweglich werden. Dadurch entstehen zwei La- dungsträger: das freie (Leitungs-) **Elektron** und ein ebenfalls frei bewegliches (Valenzelektronen-) **Loch**. Letzteres ist positiv geladen und wandert dadurch, daß ein Valenzelektron einer benachbarten Bindung in es „hineinspringt“ und dabei ein Loch an anderer Stelle zurückläßt.

Ein Leitungselektron und ein Valenzelektronen-Loch können **rekombinieren**, dabei verschwinden beide Ladungsträger. Erzeugung und Rekombination stehen in einem Gleichgewicht; aus der Thermodynamik (Massenwirkungsgesetz, Boltzmannverteilung o.ä.) erscheint folgendes **MWG** zwischen den Konzentrationen n für die Leitungselektronen (n von „negativ“) und p für die Löcher (p von „positiv“) plausibel

$$n \cdot p \sim \exp(-E_g/kT)$$

denn das Elektron-Loch-Paar besitzt im freien Zustand um E_g mehr Energie als im „rekombinierten Zustand“, in dem es verschwunden ist.

Im ideal reinen Halbleiter ist der obige Mechanismus der einzige, der freie Ladungsträger erzeugen kann, beide Sorten entstehen in gleicher Zahl, und damit ist

$$n = p \sim \exp(-E_g/2kT)$$

Solche **Eigenhalbleiter** (engl: **intrinsic**) besitzen wegen $E_g \gg kT$ (z.B. für Si $1.1 \text{ eV} \gg 0.025 \text{ eV}$ bei 300 K) eine geringe, aber stark temperaturabhängige Leitfähigkeit.

Durch **Dotierung** lassen sich zusätzliche Ladungsträger erzeugen:

Einbau eines fünfwertigen Elements liefert ein zusätzliches Elektron, das für die Bindung nicht gebraucht wird und daher schon bei geringer thermischer Energie, also auch bei Zimmertemperatur, frei beweglich ist. Übrig bleiben dann festsitzende positive Ladungen, die

aber durch die so erzeugten überschüssigen Elektronen im Mittel kompensiert werden. In Halbleitern, die mit solchen **Donatoratomen** dotiert sind, sind die Elektronen die überwiegenden Ladungsträger: man hat einen sogenannten **n-Halbleiter**. Es sind nicht nur die Elektronen als **Majoritätsträger** in großer Zahl vorhanden, sondern es sinkt zusätzlich die Konzentration der Löcher als **Minoritätsträger** unter die des Eigenhalbleiters, da sie mit den vielen Elektronen jetzt viel häufiger rekombinieren können. Dies ergibt sich aus dem nach wie vor gültigen „Massenwirkungsgesetz“ für $n \cdot p$. Wichtig ist die hieraus folgende Temperaturabhängigkeit der Minoritätsträgerkonzentration: Da die Konzentration der Majoritätsträger gleich der Dotierungskonzentration und damit fest vorgegeben ist, hängt die Minoritätsträgerkonzentration $\sim \exp(-E_g/kT)$, also außerordentlich stark von der Temperatur ab.

Beim Einbau von dreiwertigen Elementen fehlt dagegen ein Valenzelektron. Es kann solchen **Akzeptoratomen** sehr leicht von der Umgebung geliefert werden: man hat bereits bei Zimmertemperatur eine große Zahl von Löchern als Majoritätsträger. In solchen **p-Halbleitern** sind die Elektronen die Minoritätsträger, deren Konzentration wieder unter der im Eigenhalbleiter liegt.

Die Minoritätsträger spielen für die Stromleitung im homogenen Material praktisch keine Rolle. Dies ist aber ganz anders in Gebieten, in denen p-dotiertes Material an n-dotiertes angrenzt:

pn-Übergang



Abbildung 4.1 : pn-Übergang und Diodensymbol

Bringt man p-Material mit n-Material in Kontakt, so bewirkt der an der Grenze vorhandene starke Konzentrationsgradient von Elektronen und Löchern eine Diffusion von Elektronen vom n- in das p-Gebiet und eine Diffusion von Löchern vom p- in das n-Gebiet. Hierdurch wird das p-Gebiet negativ, das n-Gebiet positiv aufgeladen. Die Elektronen, die das n-Gebiet verlassen haben, treffen im p-Gebiet auf Löcher und rekombinieren mit diesen. Dieser Rekombinationsprozeß findet nur in einem Bereich von der Tiefe der sogenannten Rekombi-

nationslänge statt und reduziert die Konzentration der Majoritätsträger „Loch“ und damit stark die Leitfähigkeit. Die negative Ladung ist dort an die Akzeptoratome gebunden. Diese haben ein Elektron zuviel, ohne daß die zugehörigen Löcher vorhanden sind.

Entsprechendes gilt für die in das n-Gebiet diffundierten Löcher; auch dort entsteht eine **ladungsträgerarme Zone**, jetzt mit positiver **Raumladung**. Beide Zonen bilden den pn-Übergang; da sie schlecht leiten, nennt man sie zusammen die **Sperrschicht**.

Der oben geschilderte Diffusionsprozeß führt dazu, daß das n-Gebiet gegenüber dem p-Gebiet ein positives Potential erhält. Je größer dieser Potentialunterschied wird, umso mehr behindert er den Fortgang dieser Diffusion: die Löcher werden zunehmend vom positiven n-Gebiet, die Elektronen zunehmend vom negativen p-Gebiet abgestoßen. Ein Gleichgewicht entsteht dann, wenn dieser Diffusionsstrom der Majoritäts-träger in die Sperrschicht (z.B. der Löcher aus dem p-Gebiet) durch die Behinderung so verkleinert ist, daß er gerade von dem gleichfalls vorhandenen, umgekehrten Strom der entsprechenden Minoritätsträger in die Sperrschicht hinein (z.B. der Löcher aus dem n-Gebiet) kompensiert wird. Da ja dann der Strom jeder Ladungsträgersorte verschwindet, findet eine weitere Aufladung nicht statt.

In diesem stromlosen Zustand herrscht zwar ein Potentialunterschied von E_g zwischen p- und n-Gebiet, dieser ist aber von außen nicht meßbar, da an den hierzu nötigen Metall-elektroden ein unterschiedliches Kontaktpotential entsteht, das den Potentialunterschied der Sperrschicht gerade kompensiert: von außen mißt man für $I = 0$ auch $U = 0$.

Legt man an die Metallelektroden eine äußere Spannung an, so addiert sie sich zum inneren Potentialunterschied, man kann mit ihr also je nach Polarität die Diffusionsbehinderung der Majoritätsträger vergrößern oder verkleinern:

Macht man den n-Anschluß **positiver** als den p-Anschluß, so vergrößert man damit das so-wieso vorhandene Behinderungspotential noch mehr. Der Diffusionsstrom der Majoritätsträger kommt völlig zum Erliegen, es fließt nur noch der unbehinderte Strom der Minoritäts-träger, nämlich Elektronen von p nach n, Löcher von n nach p, also insgesamt ein positiver Strom vom positiven n- zum negativen p-Anschluß. Dieser Strom ist sehr klein und wird **Sperrstrom** genannt. Man sagt auch, daß der pn-Übergang **in Sperrichtung** oder **Rückwärtsrichtung** betrieben wird. Der Sperrstrom ist proportional zur Konzentration der Minoritätsträger und daher wegen des „Massenwirkungsgesetzes“ $\sim \exp(-E_g/kT)$ stark

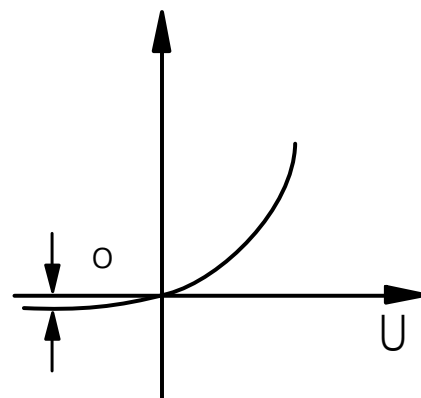
temperaturabhängig. Für Si ergibt $E_g = 1.1 \text{ eV} \simeq 40 \text{ kT}$ eine Verdopplung des Sperrstromes je 10 K Temperaturerhöhung. Die Sperrschicht wird bei diesem Betrieb breiter als im stromlosen Zustand.

Ganz anders sind die Verhältnisse, wenn man den p-Anschluß positiver als den n-Anschluß macht: jetzt verringert man das Behinderungspotential, der Diffusionsstrom der Majoritätsträger überwiegt: Elektronen gelangen von n nach p, Löcher von p nach n. Bei diesem Betrieb in **Durchlaßrichtung** oder **Vorwärtsrichtung** fließt also insgesamt ein positiver **Durchlaßstrom** vom positiven p-Anschluß zum negativen n-Anschluß. Man kann sich vorstellen, daß um so mehr von den praktisch boltzmannverteilten Majoritätsträgern das Behinderungspotential überwinden können, je kleiner dieses ist, je größer also die von außen angelegte Durchlaßspannung U ist. Der Boltzmannfaktor vergleicht die Verkleinerung der Behinderungsenergie um $e_o U$ ($e_o = \text{Elementarladung}$) mit kT . Also erwartet man in Durchlaßrichtung die Spannungsabhängigkeit $I \sim \exp(e_o U/kT)$. Da der Strom von den Majoritätsträgern getragen wird, also von den Elektronen im n-Gebiet, von den Löchern im p-Gebiet, muß in der Sperrschicht eine Umwandlung des Stromträgers über Rekombinationsprozesse geschehen. Die Sperrschicht wird dadurch schmaler.

Diodenkennlinie

Die Dioden-Gleichung zeigt den Gesamtstrom I als Bilanz zwischen Sperrstrom I_o und exponentiellem Durchlaßstrom in Abhängigkeit von der Spannung U zwischen p- und n-Anschluß:

$$I = I_o \cdot (e^{U/U_T} - 1)$$



Hierbei wurde die Abkürzung $U_T = kT/e_o$, $e_o = \text{Elementarladung}$, eingeführt. U_T besitzt bei Zimmertemperatur den theoretischen Wert von ca. 26 mV, für reale Dioden ist er etwas größer. Diese Diodengleichung gilt für die gesamte Kennlinie.

Im Sperrbereich ($U < -5 \dots 10 \cdot U_T < -100 \dots 200 \text{ mV}$) fließt nur noch der von U unabhängige Sperrstrom $-I_o$.

Im Durchlaßbereich ($U > 5 \dots 10 \cdot U_T > +100 \dots 200 \text{ mV}$) kann man dagegen den Sperrstrom $-I_O$ vernachlässigen, man hat dann eine rein exponentielle Kennlinie:

$$I = I_O \cdot \exp(U/U_T)$$

Dies bedeutet wegen $U_T = 26 \text{ mV}$, daß der Durchlaßstrom mit jeder Spannungserhöhung um 26 mV um das e-fache, mit jeder Spannungserhöhung um $\ln 10 \cdot 26 \text{ mV} \simeq 60 \text{ mV}$ um das 10-fache ansteigt. Für Si-Dioden ist I_O bei Zimmertemperatur von der Größenordnung 1 pA , also 10 Zehnerpotenzen kleiner als ein typischer Durchlaßstrom von 10 mA . Die zugehörige Durchlaßspannung muß also etwa $10 \cdot 60 \simeq 600 \text{ mV}$ betragen. Dieser Sachverhalt ergibt eine wichtige Regel für die Schaltungsdimensionierung:

An jedem pn-Übergang, durch den nennenswert Strom fließen soll, muß für Siliziumdioden eine Spannung von ca. 0.6 V anliegen!

Für Ge-Dioden ist (wegen des kleineren E_g und der daraus resultierenden höheren Konzentration der Minoritätsträger) der Sperrstrom viel größer, nämlich ca. $0.1 \mu\text{A}$. Ca. 0.3 V reichen deshalb für den jetzt nötigen Faktor 10^5 schon aus. Diese Durchlaßspannungen bezeichnet man auch als **Knickspannungen**, obwohl nach oben gesagtem in der Kennlinie einer Diode kein Knick vorhanden ist.

Temperaturabhängigkeit der Kennlinie

Obwohl auch $U_T \sim T$ ist, spielt dieser Einfluß eine geringere Rolle. Größer ist der Einfluß von T auf den Sperrstrom I_O , zu dem ja auch der Durchlaßstrom proportional ist. I_O und damit auch I steigt, wie schon oben ausgeführt wurde, für Siliziumdioden je 10 K um ca. den Faktor 2.

Differentieller Widerstand im Durchlaßbereich

Differenziert man die Dioden-Gleichung nach U für den Durchlaßbereich (Vernachlässigung der -1), so erhält man

$$\frac{dI}{dU} = \frac{1}{U_T} \cdot I_O e^{(U/U_T)} = \frac{I}{U_T}$$

Der differentielle Widerstand r ist hiervon der Kehrwert, er ergibt sich also für eine Diode, durch die der Strom I fließt, zu

$$r = \frac{U_T}{I}$$

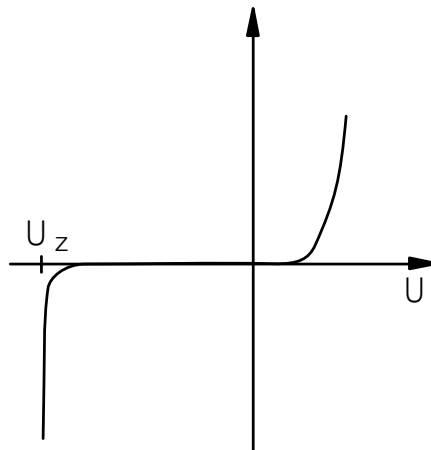
Für einen Diodenstrom von 1 mA sind dies 26Ω .

Reale Dioden folgen der Dioden-Gleichung nicht bis zu beliebig großen Durchlaßströmen, da sich bei diesen ein zusätzlicher, in ihr nicht berücksichtigter Bahnwiderstand bemerkbar

macht. Jedoch reicht der Durchsteuerbereich, für den die Dioden-Gleichung den Diodenstrom gut beschreibt, über ca. 5 Größenordnungen. Entsprechend variiert auch der differentielle Widerstand, was sich vorteilhaft bei stromgesteuerten Spannungsteilern für kleine Wechselfspannungen ausnützen läßt. Später werden auch Schaltungen besprochen, welche die exponentielle Kennlinie direkt verwenden.

Zener- und Lawineneffekt

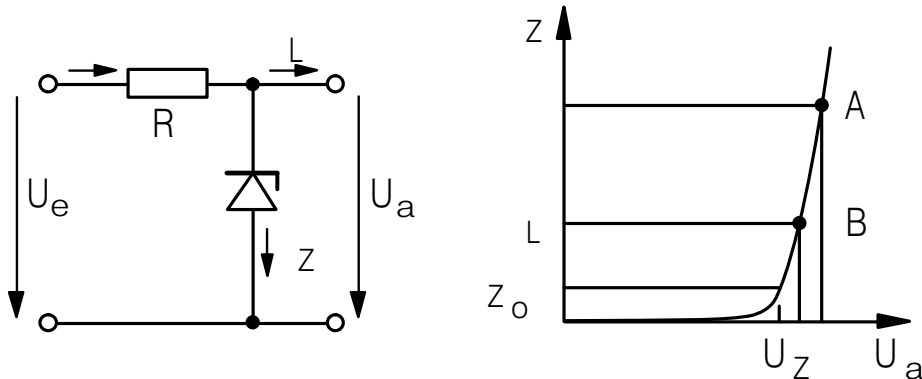
Der **Zener**effekt besteht darin, daß bei einer genügend großen, in Sperrrichtung angelegten Spannung die Feldstärke in der Sperrschicht des pn-Übergangs so groß wird, daß sie gebundene Valenzelektronen durch **Tunneleffekt** befreit und dadurch Elektronen und Löcher erzeugt. Diese transportieren nun einen Strom in Sperrrichtung, die Sperrwirkung bricht zusammen. Der **Lawineneffekt** bewirkt letztlich das gleiche: die in der Sperrschicht vorhandenen Minoritätsträger werden durch das Feld so stark beschleunigt, daß sie **durch Stoß** Elektronen-Loch-Paare, also wieder zusätzliche Ladungsträger erzeugen, die erneut beschleunigt werden können. Der Prozeß ähnelt dem der Stoßionisation in einer Gasentladung. Beide Effekte werden bei Zenerdioden ausgenutzt, die bei Überschreiten einer gewissen Sperrspannung U_Z (Zenerspannung) stark leitend werden. Jedoch ist dieser Durchbruch reversibel, solange der maximal zulässige Zenerstrom I_{Zmax} nicht überschritten wird. Die Kennlinie einer solchen Diode hat folgende Form:



In Durchlaßrichtung verhalten sich Zenerdioden wie normale Dioden. Im steil abfallenden Teil der Kennlinie im Sperrbereich besitzen Zenerdioden einen sehr kleinen differentiellen Widerstand, was bei folgender Anwendung ausgenützt wird:

Spannungsstabilisierung mit einer Zenerdiode

Das Prinzip soll anhand der folgenden Darstellung erläutert werden:



Ohne Belastung des Ausgangs, d.h. für $I_L = 0$, fließt der Gesamtstrom I durch die Zenerdiode. Ist dieser Strom nicht zu klein, befindet man sich immer im steilen Teil der Diodenkennlinie, so daß U_a etwa U_Z ist. Belastet man den Ausgang, so verteilt sich der Gesamtstrom auf I_L und I_Z und der Arbeitspunkt rutscht auf der Kennlinie der Diode von A nach B. Dabei ändert sich als Folge des kleinen differentiellen Widerstands der Zenerdiode die Spannung U_a nur geringfügig. Bei der Berechnung kann deshalb vereinfachend angenommen werden, daß der Gesamtstrom $I = (U_e - U_Z)/R$ konstant ist. Eine Belastung des Ausgangs mit I_L führt daher zu einer gleichgroßen Verkleinerung des Stromes I_Z , so daß für die Spannungsänderung gilt:

$$\Delta U_a = r_Z \cdot \Delta I_L \quad ; \quad r_Z \text{ differentieller Zenerwiderstand}$$

Der Innenwiderstand r_i der so erzeugten Konstantspannungsquelle ist also etwa so groß wie der differentielle Widerstand der Zenerdiode im Arbeitspunkt. Eine exakte Berechnung zeigt, daß der wirkliche Wert $r_i = r_Z \parallel R$, also noch etwas kleiner ist. (Im Folgenden wird eine Parallelschaltung durch \parallel gekennzeichnet.)

Bei der Dimensionierung einer solchen Schaltung geht man folgendermaßen vor:

Bei Vollast muß gewährleistet sein, daß noch ein ausreichender Strom I_{Z0} über die Diode fließt, damit der Arbeitspunkt im steilen Kennlinienbereich bleibt. Der Gesamtstrom I muß also folgendermaßen vorgegeben werden:

$$I = I_{L\max} + I_{Z0}$$

Bei vorgegebener Spannung U_e gilt dann für R:

$$R = (U_e - U_Z)/(I_{Lmax} + I_{Z0})$$

Zu beachten ist jedoch, daß bei unbelastetem Ausgang der Gesamtstrom über die Diode fließt und diese entsprechend belastbar sein muß.

Lichtemittierende Dioden (LEDs)

Im Durchlaßbetrieb finden in der Sperrschicht Rekombinationsprozesse in großer Zahl statt, da dort der Elektronenstrom des n-Gebiets in einen Löcherstrom des p-Gebiets umgewandelt werden muß. Die hierbei freigesetzte Energie E_g führt bei normalen Dioden zu einer Erwärmung. Bei geeigneten Materialien läßt sich jedoch erreichen, daß bei einem Bruchteil der Rekombinationsprozesse die Energie E_g als Photon emittiert wird. Für sichtbares Licht muß E_g dem sichtbaren Bereich (3,1 - 1,8 eV) entsprechen. Als Ausgangsmaterial verwendet man häufig $GaAs_{1-x}P_x$, einen Mischkristall eines III-V Halbleiters, bei dem durch Variation der Phosphorkonzentration x die Farbe des emittierten Lichts von rot über gelb bis grün eingestellt werden kann. Die neueste Entwicklung ist eine blaue LED auf der Basis von GaN. Durch Indium-Dotierung ist die Farbe des Emissionslichts von blau bis rot frei einstellbar.

G 5. Bipolare Transistoren

Der npn-Transistor

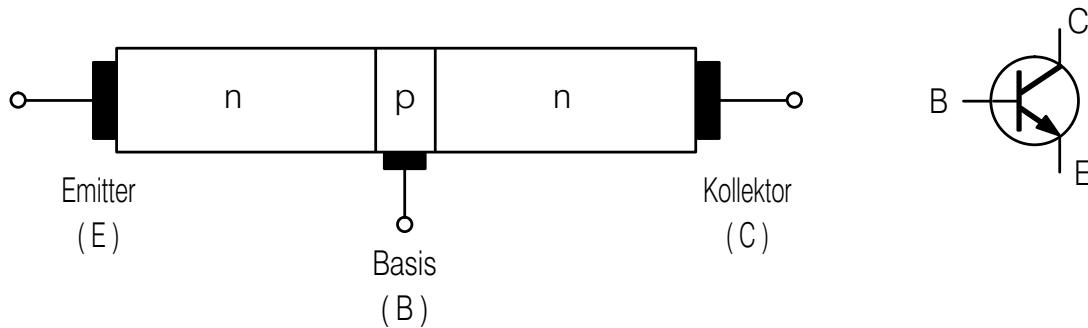


Abbildung 5.1 : Schematischer Aufbau und Schaltzeichen eines npn-Transistors

Der npn-Transistor der Abb. 5.1 besteht aus einem n-dotierten **Emitter** und n-dotiertem **Kollektor**, getrennt durch eine p-dotierte **Basis**; er besitzt somit zwei pn-Übergänge. Bei normaler Betriebsweise ist die Basiselektrode positiver als der Emitteranschluß, d.h. die Basis-Emitter-Diode wird in Durchlaßrichtung betrieben. Der Kollektoranschluß liegt auf noch positiverem Potential, die Basis-Kollektor-Diode ist also in Sperrichtung gepolt.

Wären diese beiden pn-Übergänge völlig unabhängig voneinander, so würde der Emitterstrom (Elektronenstrom) in der Basis-Emitter-Sperrschicht mit dem Basisstrom (Löcherstrom) rekombinieren. In diesem Fall fließt ein Strom von der Basis zum Emitter, der Kollektor bleibt dagegen stromlos. Da die p-Basisschicht jedoch sehr dünn und geringer dotiert ist, ist es nur wenigen der vom Emitter in sie gelangenden Elektronen möglich, mit den Löchern der Basis zu rekombinieren, der Rest gelangt zum Basis-Kollektor-pn-Übergang. Dieser sperrt nur für den Majoritätsträger „Loch“ der Basis, leitet aber für den Minoritätsträger „Elektron“. Die den Rekombinationsprozessen in der Basis entgangenen Elektronen des Emitters werden folglich vom positiven Kollektor abgesaugt.

Formuliert man dies für positive Ströme, so stammt nur ein kleiner Teil des Emitterstroms von der Basis, der weitaus größere dagegen vom Kollektor. Unter normalen Betriebsbedingungen ist das Verhältnis dieser beiden Stromteile konstant. Diese Stromaufteilung kann man zu einer Verstärkung ausnutzen: Jeder Basisstrom I_B ruft einen um den Faktor der **Stromverstärkung B** größeren Kollektorstrom I_C hervor. Dabei ist I_C von der Absaug-

spannung U_{CB} am B-C-Übergang praktisch unabhängig, solange diese genügend groß ist. Dasselbe gilt wegen $U_{BE} \simeq \text{konst.} \simeq 0.6 \text{ V}$ (Durchlaßbetrieb der Basis-Emitter-Diode!) auch für die Spannung zwischen Kollektor und Emitter $U_{CE} = U_{CB} + U_{BE}$. Trägt man daher den Kollektorstrom I_C über der Kollektor-Emitter-Spannung U_{CE} mit dem Basisstrom I_B als Parameter auf (man nennt diese Darstellung auch das **Ausgangskennlinienfeld**), so erhält man für ein genügend großes U_{CE} eine Schar fast horizontaler Geraden. Der in diesem Bereich konstante Kollektorstrom ist das B-fache des als Parameter verwendeten Basisstroms. Die Stromverstärkung B erreicht Werte von einigen hundert.

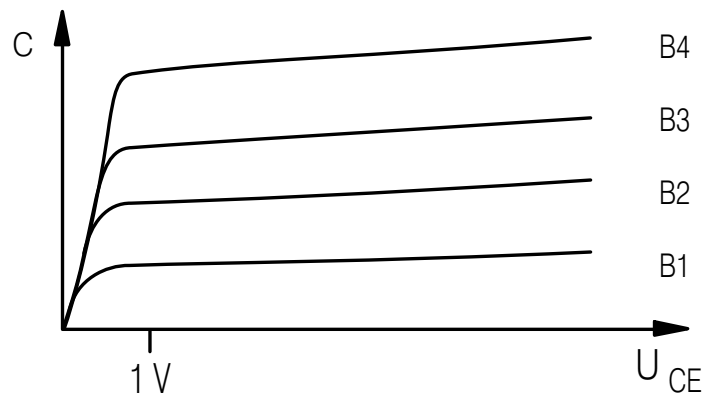


Abbildung 5.2 : Ausgangskennlinienfeld eines npn-Transistors

Unterhalb einer minimalen Kollektor-Emitter-Spannung, die auch **Sättigungsspannung** U_{CESat} genannt wird und mit I_B steigt, jedoch stets wenige 100 mV beträgt, kann der Kollektor den Emitterstrom in der Basis nicht mehr ausreichend absaugen, er fließt zunehmend zur Basis. In diesem Gebiet nimmt I_C mit sinkendem U_{CE} stark ab und läßt sich auch durch Erhöhung des Basisstroms nicht mehr steigern. Im Ausgangskennlinienfeld entsteht eine obere Grenze für I_C , man sagt, daß der Transistor **sättigt**. Die Funktionsweise „Stromverstärkung“ existiert nicht mehr, daher ist auch B kein guter Parameter in diesem Gebiet. (Anmerkung: Die Nomenklatur „Sättigung“ ist nicht ganz eindeutig: Man mache sich klar, daß auch das Gebiet mit horizontalen Ausgangskennlinien eine „Sättigungserscheinung“ bedeutet: hier wird I_E praktisch völlig abgesaugt, eine Erhöhung von U_{CE} führt zu keiner Erhöhung von I_C .)

Der Basisstrom, der den Kollektorstrom steuert, wird selbst wieder von der Basis-Emitter-Spannung gesteuert. Da U_{BE} an der Basis-Emitter-Diode anliegt, gilt auch hier die Dioden-

Gleichung

$$I_B = I_{B0} \cdot (e^{(U_{BE}/U_T)} - 1) \simeq I_{B0} \cdot e^{(U_{BE}/U_T)},$$

worin I_{B0} den Basissperrstrom bezeichnet. In dieser Gleichung tritt die Kollektor-Emitter-Spannung nicht auf.

Ein Diagramm obiger Beziehung, auch **Eingangskennlinie** genannt, gleicht also dem einer Halbleiterdiode:

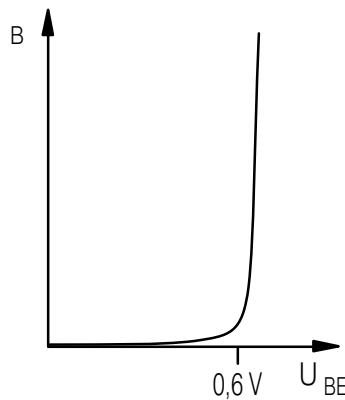


Abbildung 5.3 : Eingangskennlinie eines Si-npn-Transistors.

Kleinsignalverhalten

Der in den Kennlinien geschilderte Zusammenhang ist nichtlinear.

Die Einführung eines **Arbeitspunkts** durch Festlegung von U_{BE} oder I_B und von U_{CE} oder I_C gestattet die **Linearisierung** dieses Zusammenhangs für kleine Abweichungen vom Arbeitspunkt. Da erst zwei Größen den Betrieb definieren, erreicht man die Linearisierung durch partielle Differentiation. Folgende Differentialquotienten sind gebräuchlich:

Differentielle Stromverstärkung β , auch **Kleinsignalstromverstärkung** genannt:

$$\beta = \left. \frac{\delta I_C}{\delta I_B} \right|_{U_{CE}}$$

β ist wenig von der „Gleichstrom“-verstärkung B verschieden.

Differentieller **Ausgangswiderstand** r_{CE} :

$$r_{CE} = \left. \frac{\delta U_{CE}}{\delta I_C} \right|_{I_B}$$

Er ist reziprok zur Neigung der Kurven des Ausgangskennlinienfeldes und daher sehr groß. Wäre er unendlich, so wäre der Kollektor eine ideale Stromquelle, zumindest für kleine Stromänderungen.

Differentieller **Eingangswiderstand** r_{BE} :

$$r_{BE} = \left. \frac{\delta U_{BE}}{\delta I_B} \right|_{U_{CE}}$$

Der differentielle Eingangswiderstand gibt an, wie stark eine zwischen Basis und Emitter hängende Wechselspannungsquelle durch den Basiswechselstromanteil belastet wird. Da die B-E-Diode in Durchlaßrichtung betrieben wird, gilt dieselbe Beziehung wie beim differentiellen Widerstand einer Halbleiterdiode, mit $I_B = I_C/B$ also

$$r_{BE} = \frac{U_T}{I_B} = \frac{B U_T}{I_C}$$

Mit $U_T = 26 \text{ mV}$ erhält man für $B = 100$ und $I_C = 1 \text{ mA}$ einen Wert von $r_{BE} = 2.6 \text{ k}\Omega$. Der differentielle Eingangswiderstand ist also nie sehr groß!

Schließlich interessiert noch die Frage, inwieweit eine Änderung der Kollektorspannung den Eingang beeinflusst: Die differentielle **Spannungsrückwirkung** v_r gibt dies an:

$$v_r = \left. \frac{\delta U_{BE}}{\delta U_{CE}} \right|_{I_B}$$

Sie ist sehr klein (Größenordnung 10^{-4}) und meist zu vernachlässigen.

Die oben eingeführten Differentialquotienten sind Koeffizienten eines linearen Gleichungssystems, das die Änderungen ΔI_C , ΔI_B , ΔU_{BE} , und ΔU_{CE} miteinander verknüpft:

$$\begin{bmatrix} \Delta U_{BE} \\ \Delta I_C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{BE} & v_r \\ \beta & \frac{1}{r_{CE}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta I_B \\ \Delta U_{CE} \end{bmatrix}$$

Die Matrix dieses Gleichungssystems nennt man auch H-Matrix, entsprechend werden die Koeffizienten bezeichnet: $r_{BE} = h_{11}$, $1/r_{CE} = h_{22}$, $\beta = h_{21}$ und $v_r = h_{12}$. Für Hochfrequenzbetrieb sind noch andere Anordnungen der vier Variablen mit entsprechend anderen Matrizen üblich.

Grenzwerte

Für die Betriebsgrößen existieren gewisse Grenzwerte, bei deren Überschreiten der Transistor zerstört wird:

Betreibt man die Basis-Emitter-Diode in Sperrichtung (was nicht üblich ist, jedoch zufällig geschehen kann), so darf man eine **maximale Basis-Emitter-Sperrspannung** nicht überschreiten. U_{BEMax} ist relativ klein (5–6 V)!

Auch für die andere, normalerweise in Sperrichtung betriebene Diode des Transistors existiert eine maximale Sperrspannung, oberhalb der ein irreversibler Durchbruch stattfindet. Dies begrenzt die **maximale Kollektor-Emitter-Spannung** U_{CEMax} . Sie liegt zwischen 10 und 2000 V und kann von der Transistortemperatur abhängen.

Die Strombelastbarkeit der Kollektoranschlüsse führt zu einem **maximalen Kollektorstrom** I_{Cmax} zwischen 0.1 und 25 A.

Im Transistor wird eine Leistung von

$$P_{\text{V}} = U_{\text{CE}} \cdot I_{\text{C}}$$

verbraucht. Sie entsteht hauptsächlich in der Basis-Kollektor-Sperrschicht und erhöht deren Temperatur. Bei Überschreiten einer **maximalen Sperrschichttemperatur** T_{max} wird sie zerstört. T_{max} ist für Si-Transistoren 175 °C. Da die **Verlustleistung** von der Sperrschicht ans Gehäuse abgeführt werden muß, entsteht ein Wärmeleitungsproblem. Der **Wärmewiderstand** R_{thg} gibt an, welches Temperaturgefälle zwischen Sperrschicht und Gehäuse zum Durchfluß einer bestimmten Leistung nötig ist. Hieraus läßt sich mit T_{max} und $T_{\text{Gehäuse}}$ eine **maximale Verlustleistung** berechnen:

$$P_{\text{Vmax}} = \frac{T_{\text{max}} - T_{\text{Gehäuse}}}{R_{\text{thg}}}$$

Zur Berücksichtigung der Übertragung an die umgebende Luft, eventuell mit einem Kühlblech, müssen zu R_{thg} weitere Wärmewiderstände als in Serie geschaltet betrachtet werden. Meist werden jedoch in Datenblättern maximale Verlustleistungen für bestimmte Kühlbedingungen direkt angegeben. Sie reichen von 0.2 bis 150 W.

Ist auf diese Weise eine maximale Verlustleistung ermittelt, so kann man die zu ihr gehörende Grenze von $U_{\text{CE}} \cdot I_{\text{C}}$ als **Verlustleistungshyperbel** in das Ausgangskennlinienfeld einzeichnen. Sie darf im Mittel nicht überschritten werden.

Hochfrequenzverhalten

Ein Transistor besitzt die Eigenschaften eines Tiefpasses erster Ordnung. Dies bedeutet, daß oberhalb einer Grenzfrequenz die Kleinsignalverstärkung β mit 20 dB/Dekade abnimmt. Statt dieser Grenzfrequenz wird meist als **Transitfrequenz** diejenige Frequenz angegeben, für die β auf 1 gesunken ist. Teilt man sie durch das für niedrigere Frequenzen angegebene β_0 , so erhält man die Grenzfrequenz, bei der der Verstärkungsabfall beginnt. Transitfrequenzen reichen von 1 MHz bis 1 GHz, mit $\beta_0 = 100$ ergeben sich also Grenzfrequenzen zwischen 10 kHz und 10 MHz.

Der Transistor als Spannungsverstärker: Emitterschaltung

Der Transistor ist primär ein Stromverstärker. Zur Verstärkung einer Eingangsspannung muß diese zunächst in einen Strom I_B verwandelt werden. Dies erledigt die Basis-Emitter-Diode mit ihrer Eingangskennlinie. Der um β verstärkte Kollektorstrom I_C muß dann wieder in eine Ausgangsspannung zurückverwandelt werden. Dazu läßt man ihn durch einen zwischen die Versorgungsspannung U_{Bat} und den Kollektoranschluß geschalteten Kollektorwiderstand fließen, an dem er einen zu I_C proportionalen Spannungsabfall hervorruft. Abb. 5.4 zeigt die Grundschialtung. Sie heißt Emitterschaltung, weil der Emitteranschluß auf „Masse“ gelegt ist.

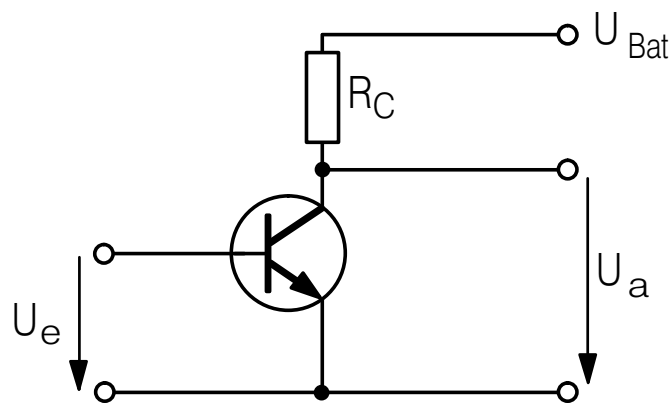


Abbildung 5.4 : Emitterschaltung

Zur Ermittlung der Verstärkung untersuchen wir, wie sich eine kleine positive Änderung der Eingangsspannung ΔU_e auf den Ausgang überträgt:

Sie ruft zunächst eine kleine Änderung des Basisstroms hervor, die mit dem differentiellen

Widerstand der Basis-Emitter-Strecke r_{BE} berechnet werden kann:

$$\Delta I_B = \Delta U_{BE}/r_{BE} = \Delta U_e/r_{BE}$$

Am Kollektor tritt diese Stromerhöhung um den Faktor β vergrößert auf

$$\Delta I_C = \beta \Delta I_B = \Delta U_e \beta / r_{BE}$$

und führt zu einer Erhöhung des Spannungsabfalls an R_C . Das Potential des Ausgangs sinkt also, seine Änderung ist

$$\Delta U_a = -\Delta U_{R_C} = -\Delta I_C \cdot R_C = -\Delta U_e \cdot (\beta R_C / r_{BE})$$

Hierin wurde noch nicht berücksichtigt, daß wegen des fallenden Kollektorpotentials der Kollektorstrom weniger stark zunimmt, als dies durch $\beta \Delta I_B$ gefordert wird (nach links fallende Kennlinien des Ausgangskennlinienfeldes). Dies wird durch den differentiellen Ausgangswiderstand beschrieben, der so wirkt, als wäre er zu R_C parallelgeschaltet: an dieser Parallelschaltung entsteht letztlich ein kleinerer Spannungsabfall ΔU_a . Die Emitterschaltung hat somit die **Leerlauf-Spannungsverstärkung** (unbelasteter Ausgang)

$$V_o = \Delta U_a / \Delta U_e = -\frac{\beta \cdot (R_C \parallel r_{CE})}{r_{BE}}$$

Berücksichtigt man, daß $r_{BE} = B \cdot U_T / I_C$ und $B \simeq \beta$ ist, ergibt sich die besonders einfache Form

$$V_o = -\frac{(R_C \parallel r_{CE}) I_C}{U_T} \simeq -\frac{R_C \cdot I_C}{U_T} \quad \text{für } R_C \ll r_{CE}$$

Man sieht zunächst, daß sie negativ ist: Eingangsspannungserhöhungen führen zu einer Verkleinerung der Ausgangsspannung. Man sagt auch, die Verstärkerstufe **invertiert** oder „dreht die Phase um 180° “, was aber nur für sinusförmige Vorgänge richtig ist.

Die letzte Form zeigt, daß die Leerlaufverstärkung wenig von den speziellen Transistoreigenschaften abhängt, insbesondere für $R_C \ll r_{CE}$. Dann ist sie nämlich gegeben durch das Verhältnis zwischen der wegen des Kollektorstroms am Kollektorwiderstand abfallenden Spannung und U_T . Die Spannung am Kollektorwiderstand kann nun höchstens U_{Bat} sein, für vernünftig gewählte Arbeitspunkte (s.u.) ist sie $U_{Bat}/2$. Nimmt man hierfür z.B. 7.5 V, so erhält man für die Leerlaufverstärkung einen typischen Wert von 290. Ist z.B. $R_C = 7.5 \text{ k}\Omega$, so fließt 1 mA Kollektorstrom. Ein solches R_C ist noch 10 % des für $I_C = 1 \text{ mA}$ gültigen $r_{CE} = 80 \text{ k}\Omega$, daher muß die Verstärkung um 10 % nach unten korrigiert werden auf 260.

Außer der Leerlaufverstärkung muß man zur völligen Beschreibung eines Verstärkers noch den **Eingangswiderstand** r_e kennen, da er die Signalquelle belastet und daher an deren R_i eine innere Spannungsteilung hervorruft. Aus obiger Grundschialtung ersieht man sofort

$$r_e = r_{BE} = B \cdot U_T / I_C$$

Auch der **Ausgangswiderstand** r_a muß bekannt sein, da er das Belastungsverhalten des Verstärkers wiedergibt, er ist nämlich der Innenwiderstand des Ausgangs. Wird daher an den Ausgang ein Lastwiderstand R_L angeschlossen, so sinkt die Verstärkung unter ihren Leerlaufwert auf

$$V_L = V_O \cdot R_L / (R_L + r_a)$$

In der Grundschialtung ist R_C zwischen Ausgang und U_{Bat} geschaltet, der nicht-ideale Transistor mit endlichem r_{CE} dagegen zwischen Ausgang und Masse. Da jedoch U_{Bat} konstant ist, besitzt die Versorgungsspannungsquelle den Innenwiderstand 0: für Wechselspannungen ist der U_{Bat} -Anschluß ebenfalls „Masse“. Daher sind R_C und r_{CE} parallelgeschaltet (siehe Innenwiderstand eines Spannungsteilers):

$$r_a = R_C \parallel r_{CE}$$

Sind Eingangs- und Ausgangswiderstände bekannt, so kann auch die optimale **Leistungsverstärkung** berechnet werden. Der Eingang verbraucht eine Leistung von $(\Delta U_e)^2 / r_e = \Delta U_e \cdot \Delta I_B$. Die abgegebene Leistung hängt vom Lastwiderstand ab. An ihm und R_C zusammen hat man:

$$\Delta U_a \cdot \Delta I_C = V_O \cdot \beta \cdot \Delta U_e \cdot \Delta I_B$$

Die Leistungsverstärkung ist also das β -fache der Leerlaufspannungsverstärkung.

Arbeitspunktwahl und Arbeitspunkteinstellung

Bei der obigen Argumentation betrachtete man nur Änderungen der Ein- und Ausgangsspannungen. Man kann sie sich daher als reine Wechselspannungen ohne Gleichspannungskomponente über Kondensatoren zu- und abgeführt denken. Für den Bezugspunkt dieser Änderungen, den Arbeitspunkt, muß eine sinnvolle Wahl getroffen werden und dann muß dieser Arbeitspunkt durch geeignete Schaltungsmaßnahmen eingestellt werden.

1. Festlegung von U_{CEA} (**A** = Arbeitspunkt)

Diese Wahl erfolgt häufig unter dem Gesichtspunkt **maximaler Aussteuerbarkeit**.

Dies bedeutet, daß man eine möglichst große Ausgangswechselspannung haben möchte, ehe

Begrenzungseffekte einsetzen. Hierzu ist es nützlich, die Auswirkung des Kollektorwiderstands in das Ausgangskennlinienfeld des Transistors einzuzeichnen. Da die Kollektorspannung um $R_C I_C$ unter U_{Bat} liegen muß, liegen alle möglichen U_{CE} -Werte auf einer Geraden durch die Punkte ($U_{\text{CE}} = U_{\text{Bat}}, I_C = 0$) und ($U_{\text{CE}} = 0, I_C = U_{\text{Bat}}/R_C$) (Abb. 5.5).

Diese **Arbeitsgeraden** liegen umso flacher, je größer R_C ist.

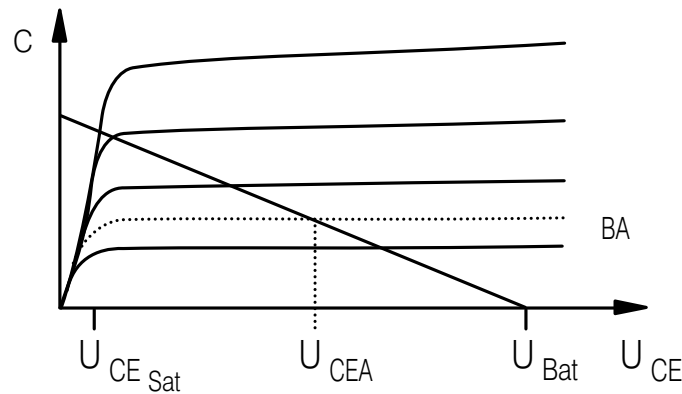


Abbildung 5.5 : Ausgangskennlinienfeld mit Arbeitsgerade

Die obere Grenze für die Ausgangsspannung ist U_{Bat} ($I_C = 0$). Die untere Grenze wird durch die zur Arbeitsgeraden gehörige Sättigungsspannung gegeben. Der Aussteuerbereich ist daher

$$\Delta U_{\text{amax}} = U_{\text{Bat}} - U_{\text{CESat}} \simeq U_{\text{Bat}}$$

Damit sich dieser Bereich zu gleichen Teilen auf die positive und negative Halbwelle der Ausgangswechselspannung verteilt, wählt man den Arbeitspunkt in der Mitte:

$$U_{\text{CEA}} = U_{\text{Bat}}/2$$

2. Berechnung des Kollektorstroms I_{CA}

Da an R_C die Spannung $U_{\text{Bat}} - U_{\text{CEA}} = U_{\text{Bat}}/2$ abfallen muß, gilt

$$I_{\text{CA}} = U_{\text{Bat}}/(2R_C)$$

3. Hieraus ergibt sich sofort der nötige Basisstrom zu

$$I_{\text{BA}} = I_{\text{CA}}/B = U_{\text{Bat}}/(2R_C B)$$

Die Methode der Abb. 5.6, bei der die Basis-Emitter-Spannung durch einen Spannungsteiler aus U_{Bat} gewonnen wird, ist ungünstig:

Es gibt nun mehrere Methoden zur Einstellung des Arbeitspunkts über den Basisstrom:

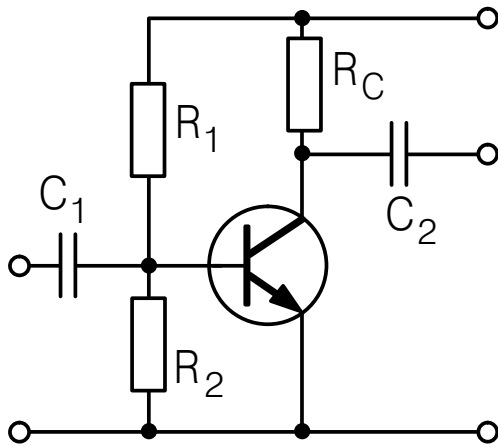


Abbildung 5.6: Einprägen der Basis-Emitter-Spannung

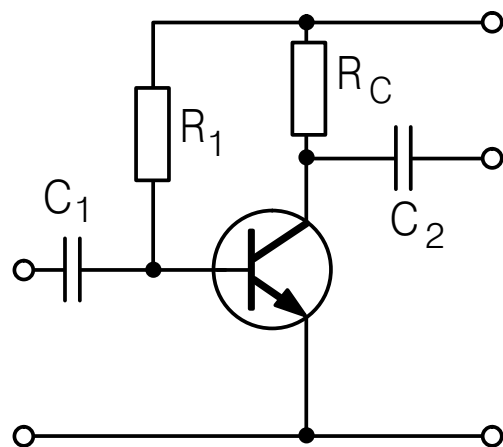


Abbildung 5.7: Einprägen des Basis-Stroms

- Die Einstellung ist sehr kritisch, da ja schon eine Spannungsänderung von ca. 60 mV den Basisstrom verzehnfacht. Der endliche Innenwiderstand des Spannungsteilers $R_1 \parallel R_2$ würde dieses Anwachsen etwas vermindern, dazu ist aber R_2 meist zu niederohmig.
- Selbst wenn es gelingt, den Arbeitspunkt richtig einzustellen, gilt dies nur für eine Temperatur. Schon ein Temperaturanstieg von 10 K würde den Basisstrom verdoppeln.
- Auswechseln des Transistors würde wegen der Exemplarstreuungen der Eingangskennlinie stets eine neue Arbeitspunkteinstellung erforderlich machen.

Günstiger ist die Methode der Abb. 5.7. Bei ihr fließt ein Basisstrom von

$$I_{BA} = (U_{\text{Bat}} - U_{\text{BEA}})/R_1$$

Weil die Änderungen von U_{BEA} klein gegen U_{Bat} sind, ist dieser stabil gegenüber Temperaturschwankungen und Exemplarstreuungen, außerdem ist die Einstellung unkritisch. Die Handicaps dieser Methode sind jedoch die Temperaturabhängigkeit (etwa 1 %/K) und die Exemplarstreuungen von B, denn wirklich eingestellt werden soll ja nicht I_{BA} , sondern $I_{CA} = \beta I_{BA}$. Abb. 5.8 zeigt eine Methode hierfür:

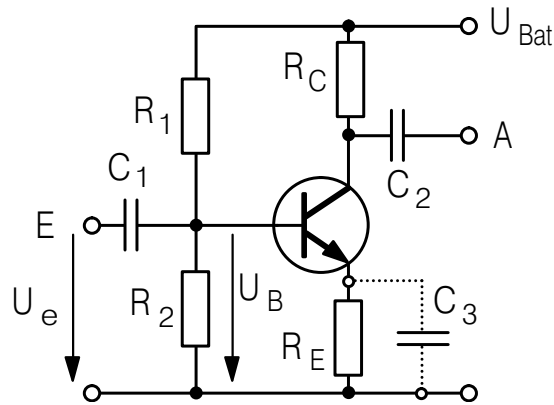


Abbildung 5.8 : Arbeitspunkteinstellung mit Emittewiderstand

Der bezüglich des Basisstroms niederohmige Spannungsteiler R_1 und R_2 legt das Basispotential U_B fest. Im leitenden Zustand ist das Emittierpotential stets um $U_{BE} = 0.6 \text{ V}$ kleiner, so daß der Emittierstrom an R_E einen vorgegebenen Spannungsabfall hervorrufen muß. Da $I_C \simeq I_E$ ist, ist hiermit der Arbeitspunkt festgelegt:

$$I_{CA} = (U_B - 0.6 \text{ V})/R_E$$

$$U_{CEA} = U_{Bat} - \frac{R_C}{R_E} \cdot (U_B - 0.6 \text{ V})$$

In diese Gleichung gehen die Transistoreigenschaften nur als „0.6 V“ ein, es ist daher verständlich, daß ihr Arbeitspunkt völlig unempfindlich gegenüber Temperaturschwankungen und Exemplarstreuungen ist.

Zu beachten ist bei dieser Methode jedoch, daß die Spannung an R_E dem Aussteuerbereich verloren geht; dieser ist jetzt nur noch

$$\Delta U_{amax} = \frac{R_C}{R_C + R_E} \cdot U_{Bat}$$

was bei der Wahl von U_{CEA} berücksichtigt werden muß.

Bisher wurden die Eigenschaften der Schaltung in Abb. 5.8 nur hinsichtlich der Arbeitspunkteinstellung behandelt. Wird an sie eine Eingangswchelspannung gelegt, so fließt der Wechselstromanteil des Kollektorstroms auch durch den Emittierwiderstand und ruft an ihm eine Wechselspannung hervor, die für $R_C \ll r_{CE}$ der (R_E/R_C) -te Teil der invertierten Ausgangsspannung ist. Mit ihr schwankt das Potential des Emitters in Phase zur Eingangsspannung U_e , so daß die den Kollektorstrom steuernde Basis-Emittier-Spannung kleiner

als U_e ist. R_E verkleinert also die Verstärkung. Dieser Sachverhalt ist so wichtig, daß er in einem eigenen Abschnitt „Gegenkopplung“ beschrieben wird. Ist die Verstärkungsverkleinerung unerwünscht, so kann man durch einen parallel geschalteten Kondensator R_E für Wechselspannungen überbrücken. Dies ist in Abb. 5.8 gestrichelt eingezeichnet.

Wechselspannungsverstärker

Die Abbildungen 5.6 – 5.8 zeigen schon einen einstufigen Wechselspannungsverstärker, da Eingang und Ausgang durch Kondensatoren von den Gleichspannungen abgetrennt sind. Wir wollen auch annehmen, daß R_E mit einem weiteren Kondensator überbrückt ist. Für die Wahl dieser Kondensatoren ist folgendes zu beachten:

Der **Eingangskondensator** bildet mit dem nachfolgenden Eingangswiderstand r_{BE} , zu dem noch, je nach Arbeitspunkteinstellmethode die Spannungsteilerwiderstände oder der Basisvorwiderstand parallel geschaltet sind, einen Hochpaß. Er muß also genügend groß gewählt werden, damit die tiefste zu verstärkende Frequenz über der Grenzfrequenz

$$\omega_g = 1/((r_{BE} \parallel R_1 \parallel R_2) \cdot C_1) \quad \text{liegt.}$$

Der **Ausgangskondensator** liegt in Serie zum Innenwiderstand $r_a = R_C \parallel r_{CE}$ des Ausgangs und bildet mit dem nachfolgenden Lastwiderstand R_L einen Hochpaß. Kennt man R_L , so macht man C_2 so groß, daß die niedrigste vorkommende Frequenz über der Grenzfrequenz dieses Hochpasses liegt:

$$\omega_g = 1/(R_L \cdot C_2)$$

Kennt man R_L nicht, so muß man dafür sorgen, daß bei der niedrigsten Frequenz der Innenwiderstand des Ausgangs r_a nicht merklich vom nachfolgenden kapazitiven Widerstand vergrößert wird:

$$C_2 \gg 1/r_a \omega_{\min}$$

Der **Überbrückungskondensator** muß so gewählt werden, daß er für die niedrigste Frequenz R_E genügend gut kurzschließt. Auch er erzeugt ein Hochpaßverhalten, die Grenzfrequenz ist jedoch (s.u.) nicht $1/R_E C_3$, sondern das $V_O R_E / R_C$ -fache davon, worin V_O die gewünschte Leerlaufverstärkung bedeutet:

$$\omega_g = V_O / (R_C C_3)$$

C_3 muß deswegen meist sehr groß gemacht werden. Z.B. müßte für $V_O = 260$, $R_C = 7.5 \text{ k}\Omega$, $\omega_g = 300 \text{ s}^{-1} (50 \text{ Hz})$ $C_3 = 100 \mu\text{F}$ sein.

Oben wurde geschildert, daß schon ein einstufiger Wechselspannungsverstärker drei hintereinandergeschaltete Hochpässe enthält. Für jede weitere Stufe kämen noch zwei dazu. Dies ist nicht erwünscht. Man koppelt solche mehrstufigen Verstärker im Innern direkt galvanisch ohne Kondensatoren. Dann kann man aber die Arbeitspunkte der einzelnen Stufen nicht mehr individuell einstellen, die dementsprechende Dimensionierung wird schwierig. Gegenkopplungen über mehrere Stufen hinweg sind praktisch die einzige Möglichkeit, dieses Problem zu lösen.

Nichtlineare Verzerrungen

Während genügend kleine Signale unverzerrt am Ausgang auftreten, erwartet man wegen der gekrümmten Eingangskennlinie starke Verzerrungen dann, wenn der Ausgangsaussteuerbereich voll ausgenutzt wird. Die Art der Verzerrung kann man sich überlegen, wenn man die Eingangsspannung an der Übertragungskennlinie der Emitterschaltung „spiegelt“ (Abb. 5.9) und die invertierende Wirkung des Verstärkers beachtet. Ein sinusförmiges Signal erscheint am Ausgang an seinen Spitzen zusammengedrückt und enthält Oberwellen. Das Quadrat des **Klirrfaktors** k vergleicht die Leistung, also das Amplitudenquadrat dieser Oberwellen, mit der Leistung der Grundfrequenz:

$$k = \sqrt{\frac{U_2^2 + U_3^2 \dots}{U_1^2}}$$

Die Rechnung zeigt, daß für $k < 1\%$ die Eingangsamplitude nicht größer als 1 mV sein darf. Bei $V_o = 260$ entstehen dann am Ausgang nur 260 mV!

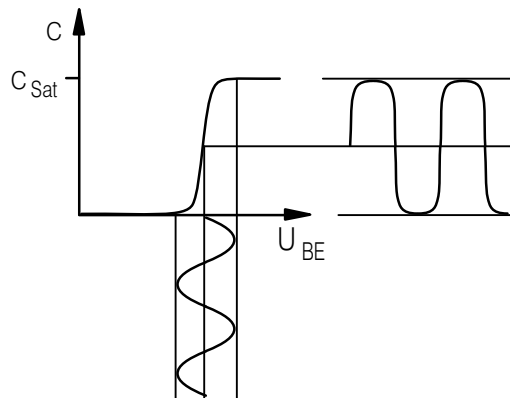


Abbildung 5.9 : Entstehung nichtlinearer Verzerrungen

Diese nichtlinearen Verzerrungen lassen sich durch „Gegenkopplung“ (s.u.) verkleinern. In

Ausgangsverstärkern mit hoher Leistung ist es außerdem üblich, den unteren Knick der Übertragungskennlinie durch Gegenschalten eines zweiten Transistors zu linearisieren (**Gegentaktschaltung**).

Emitterschaltung mit Gegenkopplung

Bei der Diskussion des Emitterwiderstands R_E wurde festgestellt, daß über ihn ein Teil der Ausgangsspannung auf den Eingang zurückgeführt wird. Eine solche Rückführung heißt **Rückkopplung**. Vergrößert sie die Eingangsspannung, nennt man sie **Mitkopplung**; eine **Gegenkopplung** wirkt der Eingangsspannung entgegen.

Der letztgenannte Fall liegt bei Einfügung von R_E vor: Steigt der Kollektorstrom um ΔI_C , so nimmt U_a um $R_C \cdot \Delta I_C$ ab, das Potential des Emitters aber um $R_E \cdot \Delta I_C$ zu. Entsprechend reduziert sich die Spannung zwischen Basis und Emitter, was der Steigerung des Kollektorstroms entgegenwirkt. Quantitativ erhält man:

$$U_{BE} = U_e - \left(-\frac{R_E}{R_C} \cdot U_a\right)$$

Andererseits gilt mit der Leerlaufverstärkung V_o ohne Gegenkopplung über R_E

$$U_a = V_o \cdot U_{BE}$$

Elimination von U_{BE} ergibt schließlich (Beachte: $V_o < 0!$)

$$\frac{U_a}{U_e} = \frac{V_o}{1 + \frac{R_E}{R_C} \cdot |V_o|} = V'_o$$

Man sieht, daß die Verstärkung kleiner ist als im nicht-gegengekoppelten Fall. Will man dies für Wechselspannungen vermeiden, so muß man R_E kapazitiv so gut überbrücken, daß $1/\omega C$ nicht nur klein gegen R_E , sondern auch gegen $R_C/|V_o|$ ist.

Ein solcher **Verstärkungsverzicht** hat bedeutsame Auswirkungen:

Führt man den **Gegenkopplungsfaktor**

$$k = \frac{R_E}{R_C}$$

ein und schreibt die Gleichung für die Verstärkung leicht um

$$V'_o = \frac{V_o}{1 + k |V_o|} = \frac{1}{k} \cdot \frac{1}{1 + \frac{1}{k |V_o|}}$$

so sieht man, daß für $kV_o \gg 1$ die Verstärkung hauptsächlich durch $1/k$ festgelegt wird. Das Glied, das V_o selbst enthält, tritt nur noch als eine kleine relative Korrektur auf, für die man dann auch

$$V'_o \simeq \frac{1}{k} \left(1 - \frac{1}{k |V_o|} \right)$$

schreiben kann. $|kV_o| \gg 1$ ist gerade der Verstärkungsverzicht V_o/V'_o . Man nennt ihn auch **Schleifenverstärkung**, da mit ihr, abgesehen vom Vorzeichen, eine Ausgangsspannungsänderung über Gegenkopplung und Verstärkung wieder am Ausgang erscheint.

Stellt man sich nun vor, daß sich V_o um die relative Größe $\Delta V_o/V_o$ ändert, so würde diese Änderung im nicht gegengekoppelten Verstärker voll wirksam sein. Mit Gegenkopplung beeinflußt sie jedoch nur die kleine Korrektur, V'_o selbst ändert sich relativ nur um

$$\frac{\Delta V'_o}{V'_o} = \frac{1}{kV_o} \cdot \frac{\Delta V_o}{V_o}$$

Auswirkungen von Verstärkungsschwankungen werden also um den Faktor der Schleifenverstärkung verkleinert. In V_o stecken aber alle Eigenschaften des Transistors: Temperaturegang, Exemplarstreuungen und die nichtlinearen Verzerrungen! Die Gegenkopplung reduziert alle diese Einflüsse um so mehr, je größer sie gewählt wird.

Man sollte sich diese Auswirkung der Gegenkopplung auch noch folgendermaßen vorstellen: Die Spannung am Emitterwiderstand muß der Eingangsspannung praktisch folgen, der Transistor beeinflußt dies nur über die kleine Veränderung von U_{BE} . Da der Strom durch R_E auch durch R_C fließt und dort zur Ausgangswchselspannung führt, enthält diese die Nichtidealitäten des Transistors nur in geringem Maße.

Aus der Überlegung „Emitter folgt der Eingangsspannung“ erwartet man auch einen Einfluß der Gegenkopplung auf den Eingangswiderstand. Wäre U_{BE} konstant, so gälte dies auch für I_B , in den Transistor selbst würde gar kein Eingangswchselstrom fließen: sein differentieller Eingangswiderstand wäre unendlich.

Nun ist jedoch

$$\Delta U_{BE} = -\frac{\Delta U_a}{V_o} = \frac{V'_o}{V_o} \cdot \Delta U_e$$

und damit der Basiswechselstrom nur um V'_o/V_o reduziert. Also ist der Eingangswiderstand des Transistors um V_o/V'_o erhöht. Dies ist wichtig, da der Eingangswiderstand der Emitterschaltung, wie oben schon ausgeführt, nicht besonders groß ist. Man erhält aus

$$r'_e = \frac{V_o}{V'_o} \cdot \frac{B \cdot U_T}{I_C} = kV_o \cdot \frac{BU_T}{I_C}$$

wegen $k = R_E/R_C$, $V_o = I_C R_C/U_T$ und $B \simeq \beta$ die einfache Beziehung

$$r'_e = \beta \cdot R_E$$

Hierzu parallel liegt natürlich noch der Innenwiderstand $R_1 || R_2$ des Spannungsteilers für die Basisspannung.

Der Ausgangswiderstand wird von der Gegenkopplung nur insoweit beeinflusst, als der unerwünschte Transistoreinfluß „endliches r_{CE} “ wiederum die Schleifenverstärkung verbessert, also vergrößert wird. Da man meist $R_C \ll r_{CE}$ macht, spielt dies für die Eigenschaften des Spannungsverstärkers keine Rolle. Wichtig ist dieser Sachverhalt aus einem anderen Gesichtspunkt:

War schon der Kollektoranschluß des Transistors selbst eine gute Annäherung an eine ideale Stromquelle (Innenwiderstand ∞), so gilt dies umso mehr für den Kollektoranschluß eines Transistors mit Emittorwiderstand. Man benützt diese Eigenschaft zur Herstellung sehr guter **Konstantstromquellen** (Abb. 5.10)

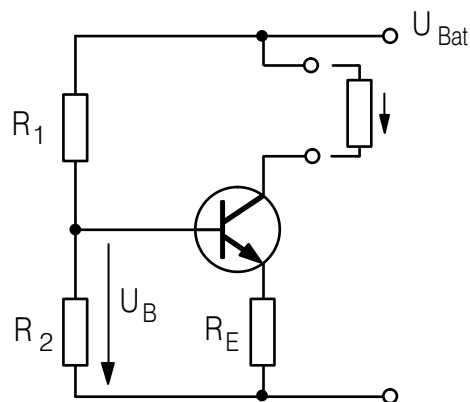


Abbildung 5.10 : Konstantstromquelle

Zur Dimensionierung einer Konstantstromquelle legt man zunächst fest, welchen Anteil von U_{Bat} für U_B zur Verfügung gestellt werden kann. Dies hat Einfluß auf den maximalen Spannungshub der Stromquelle, da $U_{Last} < U_{Bat} - U_B - U_{Knick}$ sein muß. Andererseits ist die Stromquelle umso besser, je geringer der Anteil U_{BE} an U_B ist, da ja nur in diesen die Transistoreigenschaften eingehen. Aus U_B bestimmt man dann R_E über

$$U_B = U_{BE} + I R_E.$$

Obige Überlegungen bezogen sich zunächst nur auf die Gegenkopplung über den Strom durch den Emitterwiderstand, die man deswegen auch Stromgegenkopplung nennt. Es gibt jedoch auch andere Methoden der Gegenkopplung. Ihre Auswirkungen sind ebenfalls wie oben geschildert:

Verringerung der Transistoreinflüsse auf die Verstärkung und Vergrößerung des Verhältnisses zwischen Eingangs- und Ausgangswiderstand, allerdings, abweichend von oben, eventuell auch durch eine Verkleinerung des Ausgangswiderstands.

Der Transistor als Impedanzwandler: Emitterfolger = Kollektorschaltung

Ist ein Emitterwiderstand vorhanden, so folgt das Emitterpotential praktisch der Eingangsspannung. Verwendet man diesen Schaltungspunkt als Ausgang, so erwartet man folglich eine Leerlauf-Spannungsverstärkung von ungefähr 1. Da jetzt R_E die Rolle des „Strom-Spannungswandlers“ übernommen hat, kann man auf R_C verzichten und den Kollektor direkt an U_{Bat} anschließen. Dieser Punkt ist wechsellspannungsmäßig „Masse“

(R_i von $U_{\text{Bat}} = 0!$), der Kollektor also derjenige Transistoranschluß, der auf Masse liegt. Daher rührt der Name Kollektorschaltung.

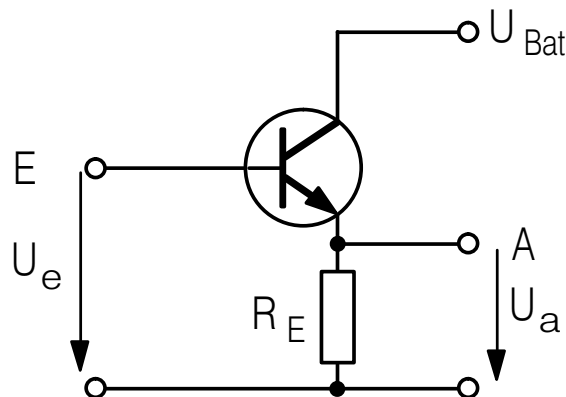


Abbildung 5.11 : Grundschtung des Emitterfolgers

Der Emitterfolger ist stark gegengekoppelt: es wird die volle Ausgangsspannung auf den Eingang zurückgeführt, $k = 1$. Ohne diese Gegenkopplung wäre die Verstärkung analog zu der der Emitterschaltung

$$\frac{R_E \cdot I_C}{U_T}$$

Auf sie wird verzichtet, man erhält also

$$V'_o = \frac{1}{1 + \frac{R_E I_C}{U_T}} \simeq 1$$

Für den Eingangswiderstand gilt wie bei der Emitterschaltung mit R_E :

$$r_e = \beta \cdot R_E$$

Im Unterschied zur Emitterschaltung liegt jedoch der Lastwiderstand parallel R_E , so daß obige Beziehung nur im Leerlauf gilt. Ein endliches R_L tritt aber ebenfalls mit β multipliziert auf der Eingangsseite auf:

$$r_e = \beta(R_E \parallel R_L)$$

Der Ausgangswiderstand wird ebenfalls von der Gegenkopplung verändert:

Entnimmt man einen Strom ΔI_a , so muß dieser zusätzlich durch den Transistor fließen. Hierzu muß I_B um

$$\Delta I_B = \Delta I_C / \beta = \Delta I_a / \beta$$

gesteigert werden, was an r_{BE} einen Spannungsabfall von

$$\Delta U_{BE} = r_{BE} \Delta I_B = \frac{r_{BE}}{\beta} \Delta I_a$$

hervorrufft. Um diese Spannung sinkt die Ausgangsspannung ab. Das Verhältnis zwischen $-\Delta U_a$ und ΔI_a ist aber gerade der Innenwiderstand des Ausgangs r_a :

$$r_a = \frac{r_{BE}}{\beta}$$

Dies gilt jedoch nur, wenn der Innenwiderstand der Eingangsspannungsquelle $R_{ie} = 0$ ist. Ein endliches R_{ie} liegt in Serie zu r_{BE} und wird wie dieses mit dem Faktor $1/\beta$ auf den Ausgang übertragen:

$$r_a = \frac{r_{BE} + R_{ie}}{\beta}$$

Die Eigenschaft, daß ein Belastungswiderstand am Ausgang mit β multipliziert am Eingang, ein Innenwiderstand am Eingang durch β dividiert am Ausgang erscheint, hat der Schaltung Namen und Anwendung gegeben: Es ist mit ihr möglich, Signale, die aus hochohmigen Quellen stammen, auf einen um β niedrigeren Innenwiderstand zu transformieren. In umgekehrter Betrachtungsweise erscheint ein niederohmiger Belastungswiderstand um den Faktor β vergrößert am Eingang und belastet die Signalquelle weniger. Beide Formulierungen sind eine Folge der Tatsache, daß der Emitterfolger zwar eine Spannungsverstärkung von 1, aber

eine Stromverstärkung von β besitzt.

Differenzverstärker

Für Wechselspannungen mit kleinen Frequenzen werden Eingangs- und Ausgangskondensatoren unhandlich groß, für die Verstärkung von Gleichspannungen kann man sie überhaupt nicht verwenden. Steht eine zweite Spannungsversorgung mit negativer Polarität zur Verfügung, so ist es, besonders bei einem mehrstufigen Verstärker, leicht möglich, den Arbeitspunkt des Ausgangs auf Massepotential zu legen. Für den „Arbeitspunkt“ des Eingangs ist dies schwieriger. Am geeignetsten ist hier eine Eingangsschaltung, die einen weiteren Anschluß für das Bezugspotential der Eingangsspannung besitzt und die Differenz zu diesem Bezugspunkt verstärkt. Solche Differenzverstärker lösen auch das oft auftretende Problem, daß das Bezugspotential der Eingangsspannung gar nicht das Massepotential ist.

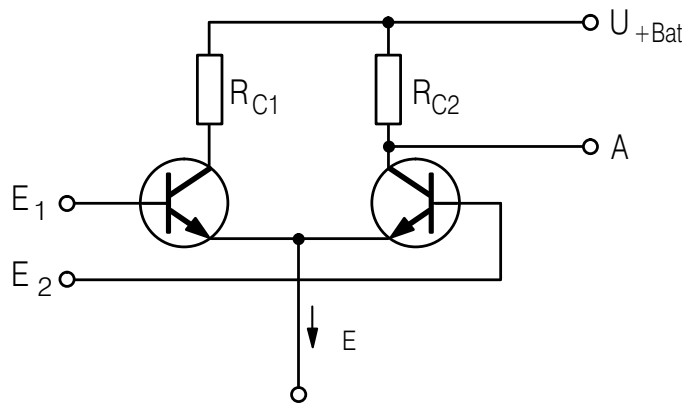


Abbildung 5.12 : Differenzverstärkerstufe

In der Schaltung der Abb. 5.12 soll nach unten ein konstanter, vorgegebener Strom I_E fließen, der (wenn man von den kleinen Basisströmen absieht) durch die beiden Kollektoren fließen muß:

$$I_{C1} + I_{C2} = I_E$$

Andererseits gilt für jeden dieser Kollektorströme die Transistorbeziehung

$$I_{C1,2} = B_{1,2} \cdot I_{01,02} \cdot e^{(U_{BE1,2}/U_T)},$$

für ihr Verhältnis also, wenn gleiche Transistoren angenommen werden:

(meist sind sie tatsächlich im gleichen Gehäuse auf dem gleichen Substrat, so daß

$B_1 I_{01} = B_2 I_{02}$ ist)

$$I_{C1}/I_{C2} = e^{(U_{BE1}/U_T)} / e^{(U_{BE2}/U_T)} = e^{(U_{BE1} - U_{BE2})/U_T}$$

Da beide Emittter dasselbe Potential besitzen, ist die Differenz der Basis-Emitterspannungen gleich der Eingangsspannungsdifferenz:

$$I_{C1}/I_{C2} = e^{(U_1 - U_2)/U_T}$$

Aus dieser und der Beziehung für die Summe der Kollektorströme läßt sich z.B. I_{C1} eliminieren, man erhält

$$I_{C2} = I_E / (1 + e^{(U_1 - U_2)/U_T})$$

I_{C2} geht von 0 (E_1 wesentlich positiver als E_2) über $I_E/2$ (beide Eingangspotentiale gleich) zu I_E (E_2 wesentlich positiver als E_1). Folgende andere Form unter Benützung von $\tanh x = (e^x - e^{-x}) / (e^x + e^{-x})$ zeigt dies deutlicher:

$$I_{C2} = \frac{I_E}{2} \left(1 - \tanh \frac{U_1 - U_2}{2U_T} \right)$$

Die Spannung des Ausgangs U_A liegt um $I_{C2} \cdot R_{C2}$ unter U_{+Bat} :

$$U_A = U_{+Bat} - \frac{R_{C2} I_E}{2} \left(1 - \tanh \frac{U_1 - U_2}{2U_T} \right)$$

Hieraus entnimmt man folgende Ergebnisse:

a) Differenzverstärkereigenschaft

U_A hängt **nur** von der **Differenz** der Eingangsspannungen $U_{diff} = U_1 - U_2$, nicht aber von deren absolutem Wert ab.

Voraussetzung ist allerdings, daß die Transistorbeziehung gilt, keiner der Transistoren also in das Gebiet der Sättigung gesteuert wird. Für einen Mittelwert $(U_1 + U_2)/2 = 0$ der Eingangsspannungen läßt sich dies leicht erreichen: Da nie mehr Strom als I_E durch einen Kollektorwiderstand fließt, sorgt

$$U_{+Bat} = U_{Knick} + R_C I_E$$

dafür, daß kein Kollektor unter die Knickspannung U_{Knick} gerät. Der **Aussteuerbereich** des Ausgangs ist dann $U_{+Bat} - U_{Knick}$.

b) Differenzverstärkung und Linearität

Benützt man die Entwicklung des hyperbolischen Tangens

$$\tanh(x) = x(1 - x^2/3 + \dots)$$

so erhält man

$$U_A = U_{+Bat} - \frac{I_E R_{C2}}{2} + \frac{I_E R_{C2}}{2} \cdot \frac{U_{diff}}{2U_T} \left(1 - \frac{U_{diff}^2}{12U_T^2} + \dots\right),$$

d.h. die **Differenzverstärkung** für kleine U_{diff} ist

$$V_{diff} = \frac{I_E R_{C2}}{4U_T},$$

ein wegen der Kleinheit von $U_T \simeq 26$ mV großer Wert (1 mA, 10 k Ω gibt 100). Der Faktor $(1 - U_{diff}^2/12U_T^2)$ bedeutet eine **Nichtlinearität** (Krümmung) der Eingangs - Ausgangs - Beziehung, diese ist schon für $U_{diff} = U_T$, also 26 mV, etwa 10 %! Hierbei wird allerdings auch der halbe Aussteuerbereich durchfahren. Zusätzliche linearisierende Maßnahmen über Zuschaltung von Dioden sind möglich.

c) Multiplizierende Wirkung

Da der variable Teil von U_A proportional zu I_E ist, kann man eine Differenzverstärkerstufe dann zu einer **analogen Multiplikation** verwenden, wenn I_E proportional zum zweiten Faktor gemacht werden kann.

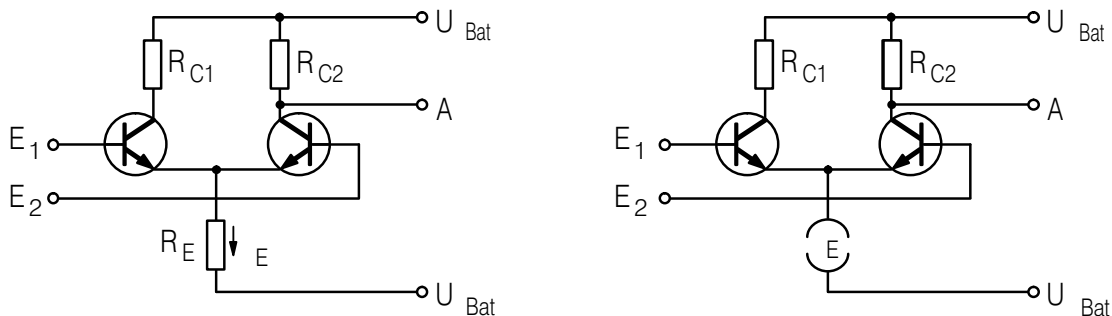


Abbildung 5.13 : I_E -Erzeugung über einen Widerstand und eine Konstantstromquelle

Zu klären bleibt noch die Erzeugung von I_E . Abb. 5.13 zeigt die einfachste Lösung mit einem Widerstand R_E zu einer negativen zweiten Versorgungsspannung. Da die Emittoren um 0.6 V unter den praktisch gleichen Basispotentialen $(U_1 + U_2)/2$ liegen (siehe Punkt b), gilt

$$I_E = \{(U_1 + U_2)/2 - 0.6 \text{ V} - U_{-Bat}\} / R_E$$

und daher

$$U_A = U_{+Bat} - \frac{R_{C2}}{2R_E} \left\{ \frac{U_1 + U_2}{2} - 0.6 \text{ V} - U_{-Bat} \right\} \left\{ 1 - \tanh \frac{U_1 - U_2}{2U_T} \right\}$$

Man sieht, daß sich jetzt für $U_{\text{diff}} = 0$ der arithmetische Mittelwert mit der sogenannten **Gleichtaktverstärkung**

$$V_{\text{gleich}} = -\frac{R_{C2}}{2R_E}$$

am Ausgang bemerkbar macht. Für $U_{-\text{Bat}} = -U_{+\text{Bat}}$ ist $R_E \simeq R_{C2}$, also wird $V_{\text{gleich}} \simeq 1/2 \neq 0$.

Andererseits ermöglicht genau die Schaltung in Abb. 5.13 die analoge Multiplikation, denn sie liefert in U_A das Glied

$$\frac{R_{C2}}{2R_E} \cdot U_{-\text{Bat}} \cdot \tanh \frac{U_1 - U_2}{2U_T} \simeq \frac{R_{C2}}{4R_E U_T} \cdot U_{-\text{Bat}} \cdot (U_1 - U_2)$$

Nimmt man für die Erzeugung von I_E eine Konstantstromquelle, so ist in die Formel für V_{gleich} statt R_E deren sehr viel größerer differentieller Innenwiderstand einzusetzen und V_{gleich} wird dann sehr klein.

Anwendung von Differenzverstärkern

Wie der Name schon sagt, kann man mit ihnen Spannungsdifferenzen verstärken, ohne daß deren absoluter Wert eine Rolle spielt. Dies ist manchmal wichtig, wenn man kleine Signalspannungen über eine große Entfernung übertragen will. Man gibt sie dann als Spannungsdifferenz auf 2 Leitungen und benützt den Differenzverstärker als „Empfänger“. Störungen, die über den Übertragungsweg in gleicher Weise auf beide Leitungen einwirken, treten wegen der verschwindenden Gleichtaktverstärkung am Ausgang dieses Empfängers nicht mehr auf.

Viel wichtiger ist jedoch eine andere Verwendung der beiden Eingänge:

Da sich einer mit positiver, der andere mit negativer Verstärkung am Ausgang bemerkbar macht, kann man den letzteren mit Vorteil zur Zuführung einer negativen Rückkopplung, einer Gegenkopplung, verwenden. Hiervon machen alle Schaltungen mit Operationsverstärkern Gebrauch, die nichts anderes sind als hochverstärkende Differenzverstärker.

Der Transistor als Schalter

Schließlich sei noch eine Anwendung mit nur zwei Betriebszuständen behandelt: Der Transistor soll als Schalter den Kollektoranschluß entweder mit dem auf Masse liegenden Emitter verbinden oder von ihm trennen. Zur Trennung genügt es, die Basis-Emitter-Spannung genügend unter 0.6 V zu legen. Dann fließt nur noch der Kollektor-Emitter-Sperrstrom. Verbinden bedeutet, daß der Kollektor auch bei großem Strom nur ein kleines Potential besitzen soll. Die mögliche Grenze ist die Sättigungsspannung, die mit I_C ansteigt. Sie wird jedoch

nur für einen genügend großen Basisstrom erreicht, der von der Ansteuerschaltung geliefert werden muß.

Abschließend sei noch bemerkt, daß es außer der Emitter- und Kollektorschaltung noch eine dritte Grundschaltung gibt, bei der die Basis auf Massepotential liegt. Diese **Basisschaltung** wird jedoch nur für einige wenige Hochfrequenzanwendungen benützt.

Es gibt neben npn-Transistoren auch **pnp-Transistoren**, mit der umgekehrten Dotierungsreihenfolge. Sie werden weniger häufig verwendet, da sie aus technologischen Gründen schlechtere Eigenschaften besitzen. Da ihre Dioden umgekehrt gepolt sind, muß man für sie nur in allen Schaltungen die positive Versorgungsspannung durch eine negative ersetzen.

G 6. Feldeffekttransistoren (FETs)

Feldeffekttransistoren unterscheiden sich in einigen Eigenschaften ganz wesentlich von Bipolartransistoren.

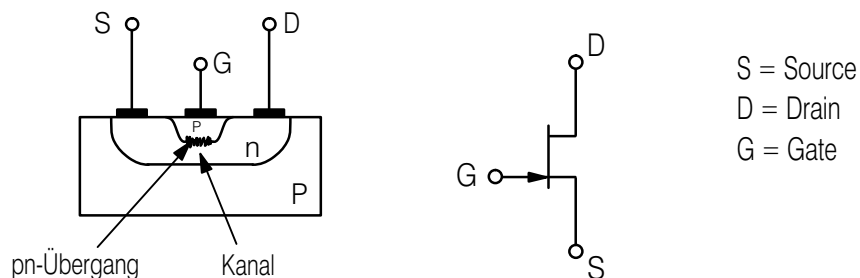
Ein durch Dotierung entsprechend leitendes Halbleiterstück, der **Kanal**, kann in seiner Leitfähigkeit durch ein elektrisches Feld gesteuert werden, das über eine dritte Elektrode, das **Gate**, angelegt wird.

In gewissen Grenzen kann ein **FET** einfach als steuerbarer Widerstand angesehen werden. Weil der Leitungsmechanismus im Kanal nur durch eine Sorte Ladungsträger bestimmt wird (je nach Dotierung Elektronen oder Defektelektronen), wird der **FET** auch **Unipolartransistor** genannt. Die Steuerung durch ein elektrisches Feld und nicht durch einen Strom hat zur Folge, daß die Steuerung prinzipiell leistungslos erfolgen kann. Damit ist der für **FETs** charakteristische hohe Eingangswiderstand erklärt. Technisch können FETs auf viele Weisen realisiert werden.

Ganz generell unterscheidet man zwischen **JFETs** (Junction-FETs), bei denen die Feldsteuerung über einen in Sperrichtung gepolten pn-Übergang erfolgt, und sogenannte **MOS-FETs** (Metall-Oxid-FETs), bei denen die metallische Steuerelektrode durch ein Oxid vom Kanal getrennt ist. MOS-FETs besitzen deshalb außerordentlich hohe Eingangswiderstände ($\sim 10^{14}\Omega$). Dies ist für einige Anwendungen günstig, bringt jedoch Nachteile insofern mit sich, als elektrostatische Aufladungen zu so hohen Spannungen zwischen Gate und Kanal führen, daß das Oxid durchschlagen kann und das Bauelement zerstört wird.

Im folgenden ist der prinzipielle Aufbau beider FET-Arten mit den dazu gehörenden Schaltsymbolen gezeichnet.

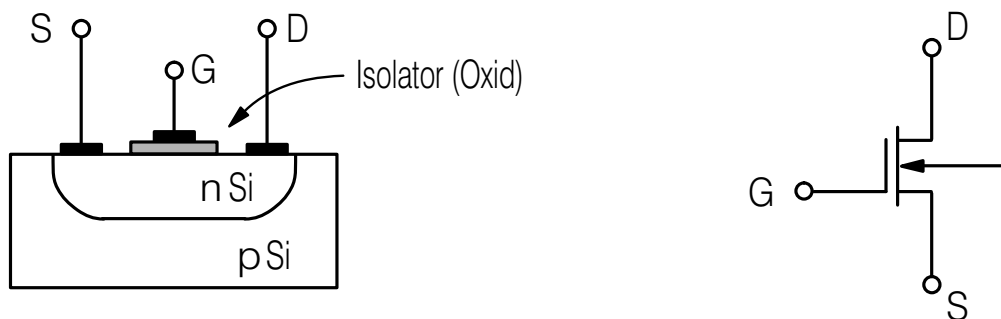
n-Kanal JFET



Wirkungsweise:

Der pn-Übergang zwischen Gate und Kanal ist in Sperrichtung gepolt, es fließt also nur ein extrem kleiner Strom über das Gate. Mit Erhöhung von U_{GS} steigt die Breite der Sperrschicht und verringert dadurch die für den Stromtransport zur Verfügung stehende Kanalbreite, wodurch der Widerstand des Kanals steigt. Bei einer bestimmten Spannung U_P ist der ganze Kanal abgeschnürt, es fließt kein Strom mehr durch den Kanal.

n-Kanal MOS-FET



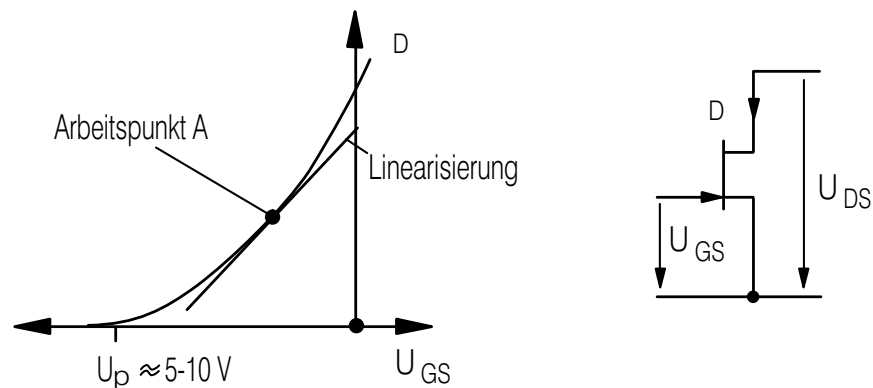
Wirkungsweise:

Beim MOS-FET erfolgt die Steuerung durch elektrostatische Wechselwirkung des Gatefeldes auf die Ladungsträger des Kanals. Dadurch kann die Dichte der Ladungsträger variiert werden.

Da die Gateelektrode durch eine Isolierschicht vom Kanal getrennt ist, fließt über das Gate kein Strom. (In Wirklichkeit fließt ein geringer Strom durch die Oxidleitfähigkeit und die Umladeströme der Gate-Kanal-Kapazität bei Wechselstrom)

Kennlinien von FETs

1.) Eingangskennlinie



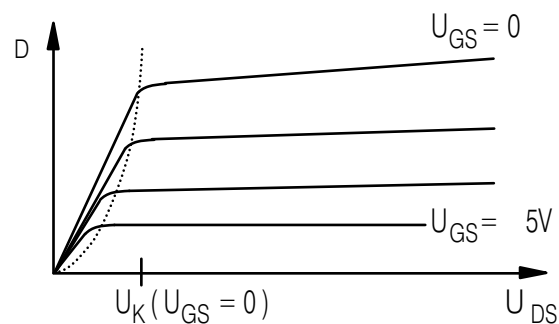
Die Eingangskennlinie ist eine Folge der oben erklärten Wirkungsweise der FETs. Die Eingangskennlinie ist nicht linear, sondern quadratisch und läßt sich oberhalb U_P durch folgende Gleichung beschreiben

$$I_D = I_{DS} \left(1 - \frac{U_{GS}}{U_P}\right)^2$$

Für kleine Eingangsspannungen linearisiert man die Eingangskennlinie in der Nähe des Arbeitspunktes. Die **Steilheit S** dieser Geraden ist:

$$S = \left. \frac{\delta I_D}{\delta U_{GS}} \right|_{U_{DS}}$$

2.) Ausgangskennlinie



Die Ausgangskennlinie läßt sich in zwei Bereiche einteilen:

Im **Anlaufbereich** erhält man eine praktisch lineare Abhängigkeit des Kanalstromes von

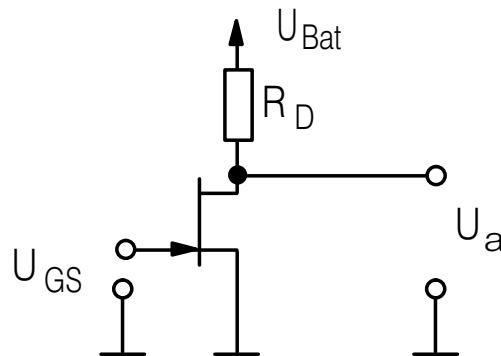
der Spannung (ohmscher Bereich). Der Widerstand des Kanals ist dabei festgelegt durch die effektive Kanalbreite, die mit der Gatespannung eingestellt werden kann.

Bei Erreichen einer bestimmten Kanalspannung, der Kniespannung U_K , tritt durch die endliche Zahl der freien Ladungsträger im Kanal eine Sättigung ein. Der in diesem sogenannten **Abschnürbereich** fließende Strom ist praktisch unabhängig von der Spannung am Kanal und hängt ab von der die Ladungsträgerkonzentration beeinflussenden Gatespannung.

Anwendungen von FETs

1.) FET als Verstärker

Wie beim Bipolartransistor unterscheidet man auch beim FET zwischen drei verschiedenen Grundschaltungen in Abhängigkeit davon, welche Elektrode auf Massepotential liegt. Wegen des ohnehin sehr hohen Eingangswiderstands von FETs verwendet man praktisch ausschließlich die sogenannte **Sourceschaltung** :



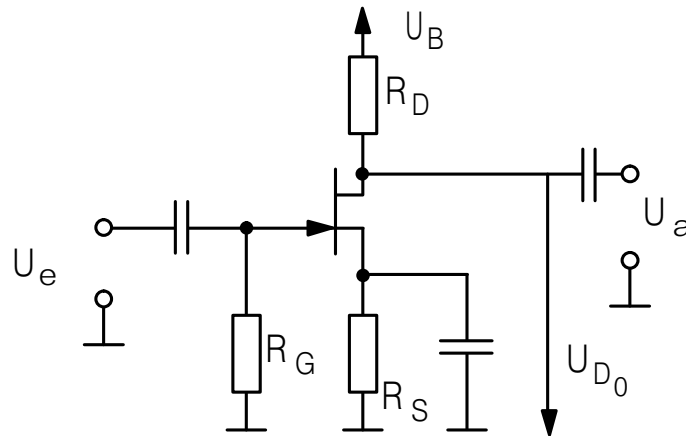
Die Spannungsverstärkung dieser Schaltung lässt sich wie folgt berechnen:

$$\begin{aligned} \Delta U_a &= -\Delta I_D \cdot R_D \\ \text{mit } \Delta I_D &= \frac{\delta I_D}{\delta U_{GS}} \cdot \Delta U_{GS} = S \cdot \Delta U_{GS} \\ \frac{\Delta U_a}{\Delta U_{GS}} &= V_o = -S \cdot R_D \end{aligned}$$

Die Arbeitspunkteinstellung geschieht ähnlich wie beim Bipolartransistor durch Stromgegenkopplung.

Bei der Dimensionierung der Schaltung geht man etwas anders vor als beim Bipolartransistor:

1. Festlegung des Drainruhestromes I_{D0} (Kriterium hierfür ist die gewünschte Steilheit).
Aus der Eingangskennlinie erhält man die dazugehörige Gate-Source-Spannung U_{GS} .



2. Berechnung des Sourcewiderstandes R_S

$$R_S = \frac{U_{GS}}{I_{D0}}$$

3. Berechnung des Drainwiderstandes R_D

Kriterium für die Dimensionierung von R_D ist hier entweder ein gewünschtes V_O oder wieder die maximale Aussteuerbarkeit, wie beim Bipolartransistor. Das zweite Kriterium führt zu der Bedingung:

$$U_K + \Delta U_a \leq U_{DA} \leq U_{Bat} - \Delta U_a$$

wobei ΔU_a der gewünschte Ausgangsspannungshub ist.

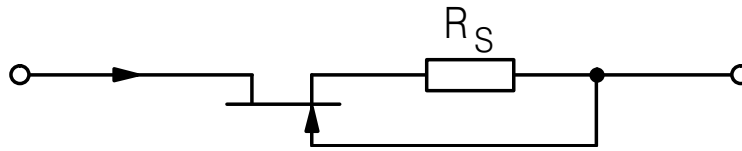
Schließlich ist dann

$$R_D = \frac{U_{Bat} - U_{DA}}{I_{DA}}$$

Der Gatewiderstand R_G dient dazu, dem Gate das Massepotential zu vermitteln. Da hierzu kein nennenswerter Strom fließen muß, wählt man R_G im Bereich von $M\Omega$, um den hohen Eingangswiderstand des FET nicht zu stark zu erniedrigen.

2.) FET als Konstantstromquelle

Mit selbstleitenden FETs kann man eine besonders einfache Konstantstromquelle aufbauen: Sie besitzt den Vorzug, aus nur zwei Bauteilen aufgebaut zu sein, und als reiner Zweipol betrieben wird.



Der Widerstand R_S bestimmt zusammen mit der Eingangskennlinie des FET den fließenden Strom $I = \text{const.}$

Bei vorgegebenem konstanten Strom I erhält man aus der Eingangskennlinie den dazugehörigen Wert U_{GS} und berechnet weiter:

$$R_S = \frac{U_{GS}}{I} = f(U_{GS})$$

3.) FET als steuerbarer Widerstand und Schalter

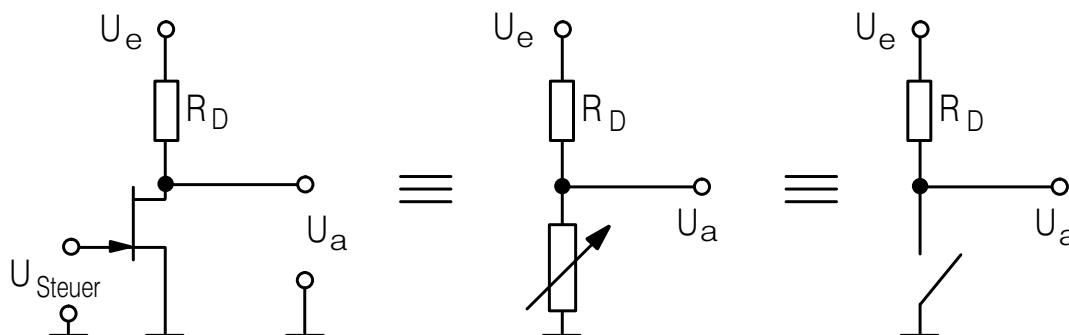
Betrieibt man einen FET im Gegensatz zu den Verstärkerschaltungen nicht oberhalb der Kniespannung U_K im Ausgangskennlinienfeld, so stellt er einen steuerbaren Widerstand dar mit dem Wert

$$r_{DS} = \frac{1}{S} = f(U_{GS})$$

Für $U_{GS} = 0$ erhält man die niedrigsten Werte (r_{DSon} , Schalter geschlossen), die bei Kleinsignal-FETs bei ca. 100Ω liegen, bei inzwischen erhältlichen Spezialtypen für Schalteranwendungen sind Werte $\leq 0,1 \Omega$ realisiert.

Wählt man $U_{GS} \leq U_P$, so erhält man Werte von R_{DS} in der Größenordnung $G\Omega$. Dies entspricht einem geöffneten Schalter.

Die Grundschaltung eines steuerbaren Spannungsteilers/Schalters entspricht der Source-schaltung:



G 7. Operationsverstärker

Der ideale Operationsverstärker

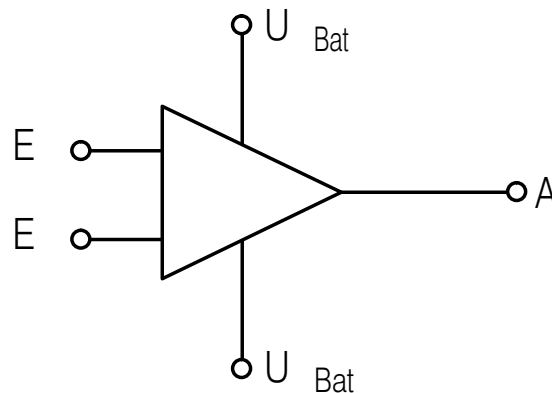


Abbildung 7.1 : Operationsverstärker

Für eine Einführung in die Wirkungsweise von Operationsverstärkerschaltungen und für die meisten Versuche, die Sie im Praktikum durchführen, genügt es zunächst, den Operationsverstärker in Abb. 7.1 idealisiert als Differenzverstärker mit je einem invertierenden (E^-) und einem nichtinvertierenden (E^+) Eingang bei unendlich hoher Differenzverstärkung („Gegentaktverstärkung“) und verschwindender Gleichtaktverstärkung zu betrachten:

$$U_A = \infty \cdot (U_{E^+} - U_{E^-}) + 0 \cdot (U_{E^+} + U_{E^-})/2$$

Die Ausgangsspannung bezieht sich dabei auf die arithmetische Mitte der beiden Versorgungsspannungen U_{+Bat} und U_{-Bat} als Nullpunkt; da die Eingangsspannungen nur als Differenz auftreten, benötigen sie keinen Bezugspunkt.

Wie kann man ein solches Schaltelement verwenden, welche Vorteile bietet es? Wir erinnern uns an die resultierende Gesamtverstärkung eines Verstärkers, wenn der k -te Teil der Ausgangsspannung invertiert auf den Eingang gegengekoppelt wird: aus

$$(U_E - k \cdot U_A) \cdot V = U_A$$

ergibt sich

$$\frac{U_A}{U_E} = \frac{V}{1 + k \cdot V}$$

Man sieht, daß für $V \rightarrow \infty$ diese Größe des unbeschalteten Verstärkers keinen Einfluß mehr auf die Wirkungsweise hat, da dann $U_A/U_E \rightarrow 1/k$ geht. Die Gesamtverstärkung wird nur noch durch die Gegenkopplung bestimmt. Da diese durch rein passive Bauelemente mit entsprechend geringerer Toleranz erzeugt wird, ist die Gesamtschaltung hochgenau.

Als weitere Idealisierung soll weder in $E+$ noch in $E-$ ein Strom hineinfließen (also sind beide Eingangswiderstände ∞); der Innenwiderstand des Ausgangs soll 0 sein, U_A also von der Belastung unabhängig.

Wie weit ein realer Operationsverstärker diesem Ideal nahekammt, wird später erklärt. Bei der Analyse von Operationsverstärkerschaltungen geht man (mindestens anfangs) von den idealisierten Eigenschaften aus:

Regel 1: U_A ist nur dann $\neq \pm \infty$ (also $\neq U_{\pm \text{Bat}}$), wenn $U_{E+} = U_{E-}$ ist. Legt man z. B. $E+$ auf Massepotential, so geht auch $E-$ auf dieses Potential, sofern die Schaltung dies überhaupt ermöglicht. $E-$ ist dann ein „**virtueller Massepunkt**“.

Beispiel: In Abb. 7.2 ist der Ausgang über R_N auf $E-$ rück-, also gegengekoppelt. Gelangt auf $E-$ ein leicht positives Potential, würde sich U_A sofort erniedrigen, bis die Differenz $U_E - U_A$ durch R_1 und R_N „richtig“ geteilt wird, also $U_{E-} = 0$ ist.

Regel 2: In keinen Eingang fließt ein Strom.

Umkehrverstärker

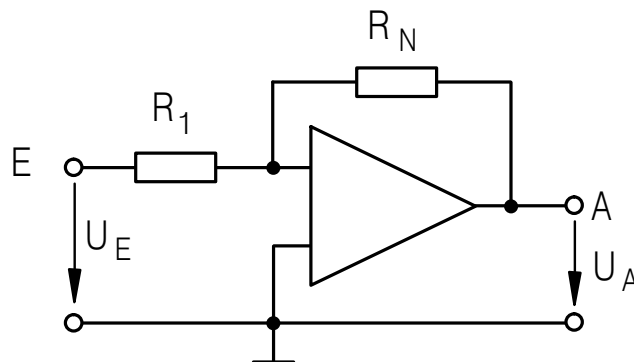


Abbildung 7.2 : Umkehrverstärker

Man ermittelt mit obigen Regeln sofort:

Regel 1: Da $U_{E-} = 0$ (virtuelle Masse), fließt durch R_1 der Strom $I_E = U_E/R_1$.

Regel 2: Er muß vollständig auch durch R_N fließen, dies ist nur möglich, wenn

$$U_A = -(I_E \cdot R_N).$$

Man erhält

$$U_A = -U_E \cdot \frac{R_N}{R_1}$$

also eine **Verstärkung** $-R_N/R_1$. Der Eingangswiderstand ist $U_E/I_E = R_1$.

Umkehraddierer

Eine genauere Funktionsanalyse von Abb. 7.2 ergibt zwei Teile:

R_1 kann wegen seines festen rechten Potentials („virtuelle Masse“) als **Spannungs-Strom-Wandler** interpretiert werden. Der Rest der Schaltung wirkt als **Strom-Spannungs-Wandler**. An E- können daher weitere solche Spannungs-Strom-Wandler R_i angeschlossen werden (Abb. 7.3), R_N summiert dann über alle Ströme und man hat

$$U_A = -R_N \cdot \sum(U_{Ei}/R_i).$$

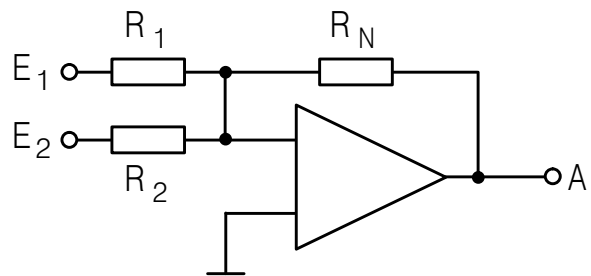


Abbildung 7.3 : Umkehraddierer

Subtrahierer

Beim Umkehraddierer werden eigentlich alle Eingangsspannungen, mit dem positiven Faktor R_N/R_i versehen, „von der Ausgangsspannung 0 subtrahiert“. Will man auch Spannungen addieren, so müssen sie dem nichtinvertierenden Eingang $E+$ zugeführt werden. In Abb. 7.4 ist daher $U_{E+} = U_{E2} \cdot R_P/(R_P + R_2) \neq 0$, also E- kein virtueller Massepunkt mehr. Jedoch muß die Gegenkopplung so wirken, daß nach wie vor $U_{E-} = U_{E+}$ ist. Daher gilt für I_{E1}

$$I_{E1} = (U_{E1} - U_{E+})/R_1.$$

Dieser Strom muß durch R_N , also ist

$$U_A = -(U_{E1} - U_{E+}) \cdot \frac{R_N}{R_1} + U_{E+} = -U_{E1} \cdot \frac{R_N}{R_1} + U_{E2} \cdot \frac{R_P(R_N + R_1)}{R_1(R_P + R_2)},$$

der Eingangswiderstand für E_2 ist $R_2 + R_P$.

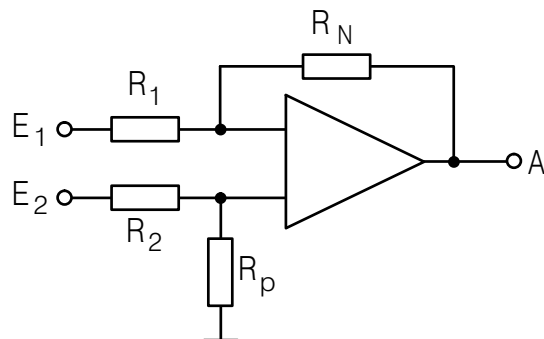


Abbildung 7.4 : Subtrahierer

Elektrometerverstärker

Bisher ging die Eigenschaft des unendlich hohen Eingangswiderstandes verloren, weil sowohl die Gegenkopplungsbeschaltung als auch die Eingangsspannung auf den invertierenden Eingang des Operationsverstärkers führte. Man behält sie, wenn man für U_E den nichtinvertierenden Eingang benutzt (Abb. 7.5).

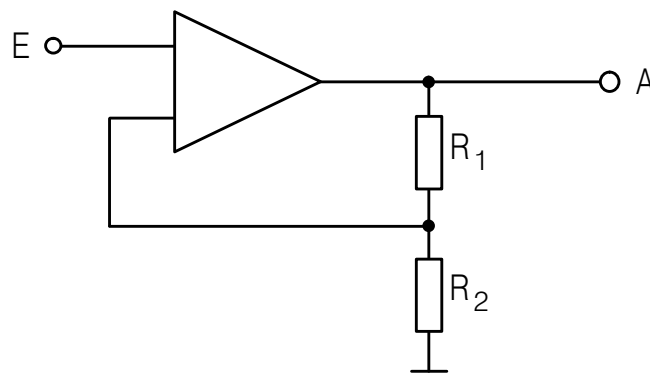


Abbildung 7.5 : Elektrometerverstärker

Wieder muß $U_{E-} = U_{E+}$, also $= U_E$ sein, man hat

$$U_A \cdot \frac{R_2}{R_1 + R_2} = U_E \quad \text{oder}$$

$$U_A = U_E \cdot \frac{R_1 + R_2}{R_2} = \left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right) \cdot U_E$$

Die Schaltung in Abb. 7.5 invertiert also nicht, besitzt minimal die Verstärkung 1 ($R_2 \rightarrow \infty$ oder $R_1 = 0$) und hat für einen idealen Operationsverstärker einen unendlich großen Ein-

gangswiderstand, daher der Name.

Differenzierer

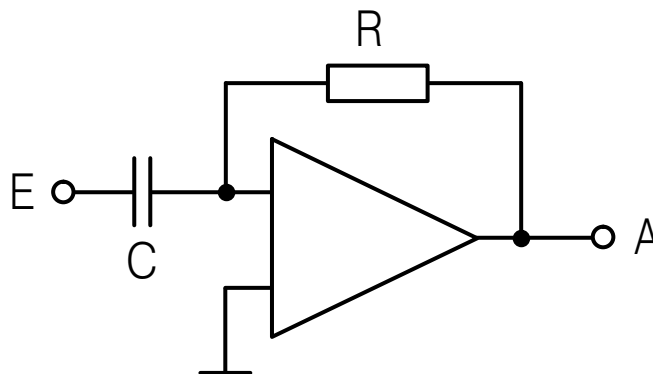


Abbildung 7.6 : (Umkehr-) Differenzierer

Liegt an der Schaltung in Abb. 7.6 eine konstante Eingangsspannung, so fließt kein Strom I_E , also bleibt $U_A = 0$. Für Änderungen von $U_E = U_C$ muß sich jedoch der Kondensator umladen, es fließt

$$I_E = C \cdot \frac{dU_E}{dt}$$

auf die linke Kondensatorplatte. Dieser Strom muß auch von der rechten Platte über R zu U_A fließen:

$$U_A = -RC \cdot \frac{dU_E}{dt}$$

Die Schaltung besitzt den kapazitiven Eingangswiderstand $1/j\omega C$.

Integrierer

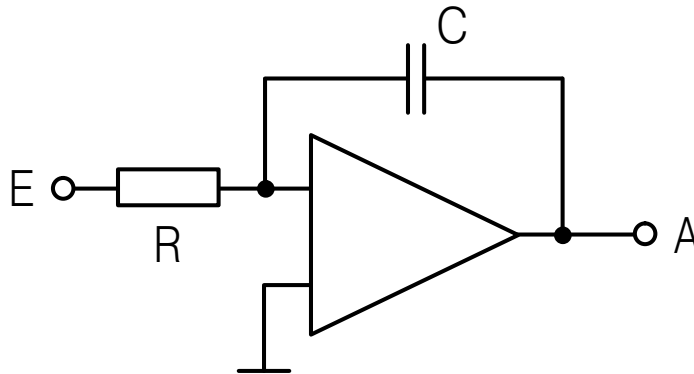


Abbildung 7.7 : (Umkehr-) Integrierer

In Abb. 7.7 lädt jeder Eingangsstrom $I_E = U_E/R$ den Kondensator um. Da sein linkes Ende am virtuellen Massenpotential liegt, gilt $U_A = -Q/C$ und also

$$U_A = -\frac{1}{RC} \cdot \int U_E dt.$$

Zur Festlegung einer Anfangsbedingung (Integrationskonstante = 0) kann man zum gewünschten Zeitpunkt den Kondensator über einen Kurzschlußschalter entladen.

Die Schaltungen in Abb. 7.6 und Abb. 7.7 sind echte Differenzierer bzw. Integrierer im Unterschied zu Hochpaß- bzw. Tiefpaß-RC-Gliedern, die diese Operationen nur „quasi“, d.h. nur für Frequenzen unterhalb bzw. oberhalb einer Grenzfrequenz ausführen. Der Grund liegt in der „Zwischenschaltung“ eines idealen Verstärkers, der die RC-Verbindungsstelle auf „virtuelle Masse“ zwingt.

Logarithmierer

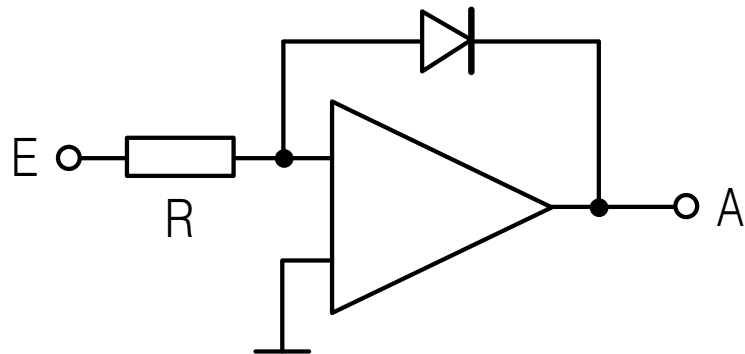


Abbildung 7.8 : Logarithmierer

In Abb. 7.8 enthält der Gegenkopplungszweig eine Diode, die den Eingangsstrom U_E/R zum Ausgang des Operationsverstärkers leitet. Wegen der Diodenkennlinie

$$I = I_0(e^{(U_D/U_T)} - 1) \simeq I_0 \cdot e^{(U_D/U_T)}$$

muß dazu an ihr die Spannung U_D anliegen. Links besitzt sie Massepotential, daher muß $U_A = -U_D$ sein. Logarithmieren der Gleichung

$$U_E/R = I_0 \cdot e^{-(U_A/U_T)}$$

ergibt

$$U_A = -U_T \cdot \ln(U_E/R I_0).$$

Für jede Verzehnfachung der Eingangsspannung sinkt wegen $\ln 10 = 2.3$ die Ausgangsspannung also um $2,3 \cdot U_T \simeq 60 \text{ mV}$ ab. Die Schaltung arbeitet nur für positive Eingangsspannungen, für negative sperrt die Diode, U_{E-} wird $\neq 0$, $U_A = U_{+Bat}$.

Exponentierer

Die Schaltung in Abb. 7.9, die auch Antilogarithmierer und fälschlich Potenzierer genannt wird, erfüllt die umgekehrte Funktion:

$$U_A = -RI_{0e}(U_E/U_T)$$

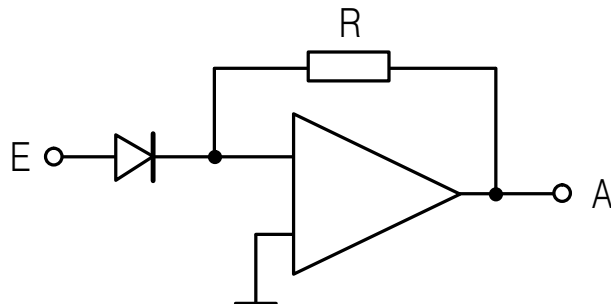


Abbildung 7.9 : Exponentierer

Die Schaltungen in Abb. 7.8 und Abb. 7.9 sind, vor allem wegen I_0 , sehr temperatur-empfindlich. Für Präzisionsschaltungen verwendet man Kompensationsschaltungen mit pn-Übergängen von Transistorpaaren, die sich im gleichen Gehäuse befinden und daher dieselbe Temperatur besitzen.

Schmitt-Trigger

Im Gegensatz zu den bisher besprochenen gegengekoppelten Schaltungen besitzt eine Schaltung mit (frequenzunabhängiger) **positiver** Rückkopplung, einer **Mit**-Kopplung, völlig andere Eigenschaften. Der Ausgang der Schaltung in Abb. 7.10 kann nach dem oben gesagten nur „ $+\infty$ “ = U_{+Bat} oder „ $-\infty$ “ = U_{-Bat} sein. Das Potential des Eingangs $E+$ ergibt sich aus einer Spannungsteilung:

$$U_{E+} = U_A \cdot \frac{R_1}{R_1 + R_2} + U_E \cdot \frac{R_2}{R_1 + R_2}$$

Nehmen wir an, U_A sei U_{+Bat} . Dann bleibt U_{E+} solange positiv und damit $U_A = U_{+Bat}$, solange U_E den Wert $U_{-Bat} \cdot (R_1/R_2)$ nicht unterschreitet. Für diesen Eingangsspannungsbereich ist also der Zustand der Schaltung stabil. Unterschreitet aber U_E diese **Schaltschwelle**, so wird U_{E+} leicht negativ, was sich sofort hochverstärkt auf U_A auswirkt:

U_A **kippt** nach U_{-Bat} und U_{E+} ist deswegen stark negativ geworden. Erst ein Überschreiten der positiven Schaltschwelle $U_{+Bat} \cdot (R_1/R_2)$ mit dem Eingang stellt wieder den Ausgangszustand her. Das Ausgangs-Eingangsdiagramm in Abb. 7.10 zeigt diesen Sachverhalt: es tritt eine **Schalthysterese** auf, die Pfeile geben den Umlaufsinn an.

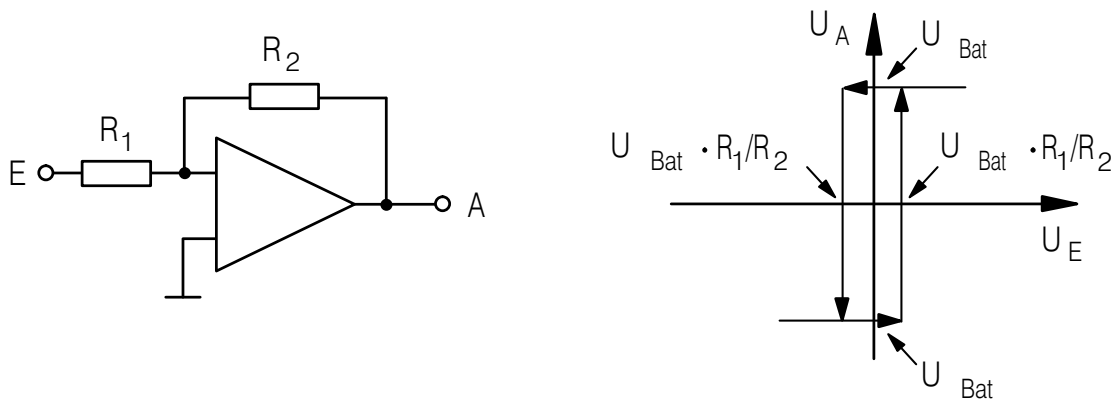


Abbildung 7.10 : Schaltung und Schalthysterese eines Schmitt-Triggers

Schmitt-Trigger werden vor allem zur Aufbereitung verrauschter Spannungen benützt, die eigentlich nur 2 Werte einnehmen sollen: logische Signale. Auch jeder Funktionsgenerator enthält einen Schmitt-Trigger.

Allpaßfilter

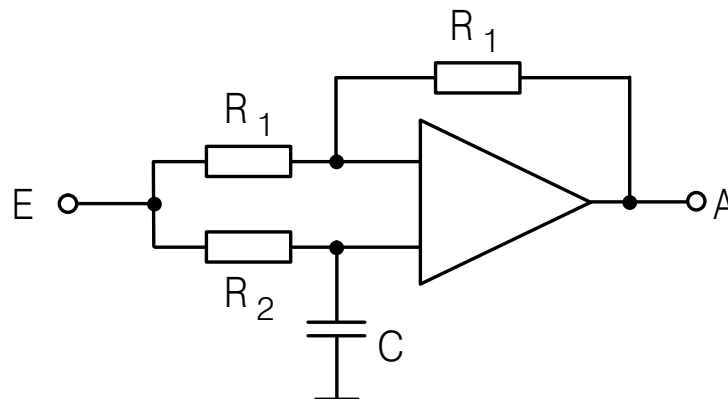


Abbildung 7.11 : Allpaßfilter

U_{E+} ergibt sich aus einer Spannungsteilung von U_E zu

$$U_{E+} = U_E \cdot \frac{1/j\omega C}{R_2 + 1/j\omega C} = U_E \cdot \frac{1}{1 + j\omega R_2 C}$$

U_{E-} hat dasselbe Potential, daher fließt ein Strom $I_{R1} = (U_E - U_{E+})/R_1$ durch R_1 und

erzeugt über den Spannungsabfall im Gegenkopplungswiderstand (ebenfalls R_1) eine Ausgangsspannung U_A , die genau um $U_E - U_{E+}$ unter U_{E+} liegt:

$$U_A = U_{E+} - (U_E - U_{E+}) = 2U_{E+} - U_E = U_E \cdot \frac{2}{1 + j\omega R_2 C} - U_E = U_E \cdot \frac{1 - j\omega R_2 C}{1 + j\omega R_2 C}$$

Berechnet man Betrag und Phase des Verstärkungsfaktors, so sieht man, daß

$$|V| = 1, \quad \tan\phi = -\frac{2\omega\tau}{1 - \omega^2\tau^2} \quad \text{mit } \tau = R_2 C \text{ ist.}$$

Alle Frequenzen werden mit gleicher Amplitude übertragen (daher der Name), jedoch mit unterschiedlicher Phasenverschiebung. Für ω erheblich unter der Grenzfrequenz $1/\tau$ tritt eine frequenzproportionale Phasenverschiebung auf; dies bedeutet eine konstante Laufzeit (Gruppenlaufzeit) für diese Frequenzen

$$t_g = -\frac{d\phi}{d\omega} = 2\tau.$$

Für höhere Frequenzen entstehen Laufzeitverzerrungen der Kurvenform, für $\omega\tau = 1$ wird $\phi = -\pi/2$, für $\omega\tau \gg 1$ hat man $\phi = -\pi$.

Allpaßfilter finden, besonders mit variablem R_2 , als Phasenschieber oder Laufzeitglieder Verwendung, die die Amplitude nicht beeinflussen.

Die bisher behandelten **Filter** (RC-Hoch- und Tiefpaß, Integrierer, Differenzierer, Allpaß) waren alle von **erster Ordnung**, was man daran erkennt, daß ihre komplexe Verstärkung die Größe $j\omega$ in Nenner und/oder Zähler nur in der ersten Potenz enthält. Bei **Filtern höherer Ordnung** tritt $j\omega$ auch in höheren Potenzen auf, für sie sind Operationsverstärker besonders vorteilhaft. Wir behandeln hier nur ein spezielles Filter zweiter Ordnung, das auch mit passiven Bauelementen aufgebaut werden könnte; jedoch benötigte man hierfür außer Kondensatoren auch Spulen, die wegen ihrer Unhandlichkeit in der modernen Elektronik möglichst vermieden werden:

Selektives Filter

Um nur einen bestimmten Frequenzbereich durchzulassen, benötigt man sowohl einen Hochpaß als auch einen Tiefpaß; obwohl beide erster Ordnung sind, ist das Resultat ein Filter zweiter Ordnung. Von den vielen Realisationsmöglichkeiten wählen wir die der Abb. 7.12:

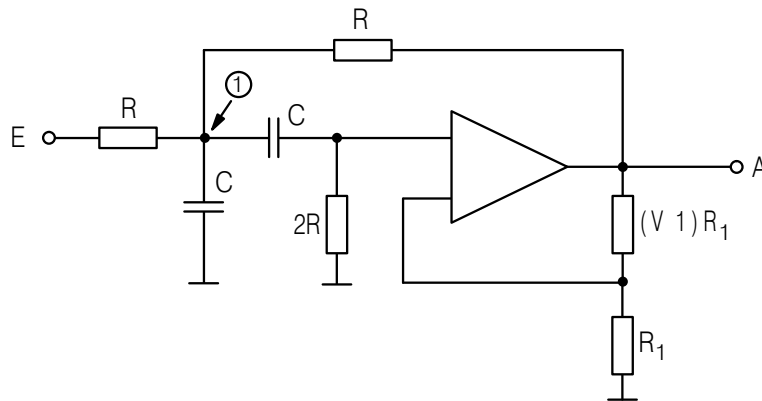


Abbildung 7.12 : Selektives Filter

Die Verstärkung U_A/U_E errechnet sich folgendermaßen: Zunächst formuliert man, daß die Summe der auf den Knoten 1 (Hilfsspannung U_1) zufließenden Ströme Null sein muß:

$$\frac{U_E - U_1}{R} + \frac{U_A - U_1}{R} - \frac{U_1}{1/j\omega C} - \frac{U_1}{2R + 1/j\omega C} = 0.$$

Hieraus läßt sich U_1 über U_E und U_A ausdrücken. Wir verwenden die Abkürzung $RC = \tau$:

$$U_1 = (U_E + U_A) \cdot \frac{1 + 2j\omega\tau}{2 + 6j\omega\tau - 2\omega^2\tau^2}$$

Aus dieser Spannung resultiert U_{E+} über eine Spannungsteilung an C und 2R, U_{E+} wird in der Elektrometerschaltung mit der Verstärkung $((V - 1)R_1 + R_1)/R_1 = V$ zu U_A verstärkt:

$$U_A = U_1 \cdot V \cdot \frac{2R}{2R + 1/j\omega C} = U \cdot V \cdot \frac{2j\omega\tau}{1 + 2j\omega\tau}$$

Jetzt kann man U_1 einsetzen, nach U_A auflösen und erhält

$$U_A = U_E \cdot \frac{j\omega\tau V}{1 + (3 - V)j\omega\tau - \omega^2\tau^2}$$

Im Grenzfall kleiner Frequenzen steigt die Verstärkung proportional zu ω , U_A eilt U_E um $\pi/2$ voraus. Bei hohen Frequenzen nimmt die Verstärkung proportional zu ω^{-1} ab und U_A hinkt um $\pi/2$ hinter U_E her. Dazwischen liegt eine **Resonanzfrequenz** $\omega = 1/\tau$, für welche die Verstärkung rein reell, also ohne Phasenverschiebung, zu

$$\frac{U_A}{U_{E \text{ Resonanz}}} = \frac{V}{3 - V}$$

wird. Dies ist auch die größte Verstärkung des Bandpasses. Vergleicht man dieses Verhalten mit der Geschwindigkeits-Kraft-Beziehung bei erzwungenen Schwingungen, so sieht man die völlige Analogie.

Wie beim Hoch- oder Tiefpaß interessieren auch die Frequenzen, für welche die Phasenverschiebung zwischen Aus- und Eingang gerade $\pm 45^\circ$ beträgt; für diese Frequenzen ist der Verstärkungsbetrag gerade um 3 dB kleiner als die Resonanzverstärkung. Dies ist dann der Fall, wenn der Nenner von U_A/U_E gleichen Real- und Imaginärteil besitzt, also für

$$(1 - \omega^2\tau^2)^2 = (3 - V)^2\omega^2\tau^2 \quad \text{oder} \quad \omega^4 - (1/\tau^2)\{2 + (3 - V)^2\}\omega^2 + 1/\tau^4 = 0.$$

Aus den Koeffizienten entnimmt man sofort Summe und Produkt der Lösungsquadrate:

$$\begin{aligned} \omega_{\text{oben}}^2 + \omega_{\text{unten}}^2 &= (1/\tau^2)\{2 + (3 - V)^2\} \\ \omega_{\text{oben}}^2 \cdot \omega_{\text{unten}}^2 &= 1/\tau^4 \quad \text{oder} \quad \omega_{\text{oben}} \cdot \omega_{\text{unten}} = 1/\tau^2 \end{aligned}$$

Man benötigt aber die Differenz; für deren Quadrat gilt:

$$\begin{aligned} (\omega_{\text{oben}} - \omega_{\text{unten}})^2 &= \omega_{\text{oben}}^2 + \omega_{\text{unten}}^2 - 2\omega_{\text{oben}}\omega_{\text{unten}} \\ &= (1/\tau^2)\{2 + (3 - V)^2\} - (2/\tau^2) = (3 - V)^2/\tau^2 \end{aligned}$$

Die Differenz der beiden Grenzfrequenzen ist also

$$\omega_{\text{oben}} - \omega_{\text{unten}} = (3 - V)/\tau = (3 - V) \cdot \omega_{\text{Resonanz}}$$

Man nennt sie auch die **Bandbreite** des Bandpasses. Sie gibt Auskunft über die Selektivität. Ein weiteres Maß hierfür ist die **Güte**, nämlich der Reziprokwert der auf die Resonanzfrequenz bezogenen relativen Bandbreite

$$Q = \frac{\omega_{\text{Resonanz}}}{\omega_{\text{oben}} - \omega_{\text{unten}}} = \frac{1}{3 - V}$$

Macht man V zu 1, so erhält man eine kleine Resonanzverstärkung und Güte: beide sind $1/2$. Nähert man sich mit der „inneren Verstärkung“ V jedoch dem Wert 3, so wachsen beide Größen über alle Grenzen. Der Grund ist die Energiezufuhr über den Elektromoterverstärker, der die Verluste in den Widerständen mehr und mehr kompensiert und den Bandpaß **entdämpft**.

Oszillatoren

Für $V = 3$ und $\omega = \omega_{\text{Resonanz}}$ wird aus der Ausgangs - Eingangsbeziehung der Schaltung in

Abb. 7.12: $U_A/U_E = 1/0$,

d.h. man erhält auch ohne jede Eingangsspannung eine Ausgangsspannung mit der Resonanzfrequenz; man besitzt einen Oszillator. Beide genannten Bedingungen beziehen sich auf zwei wichtige Bestandteile jedes Oszillators, die aus dem Blockschaltbild in Abb. 7.13 deutlicher werden:

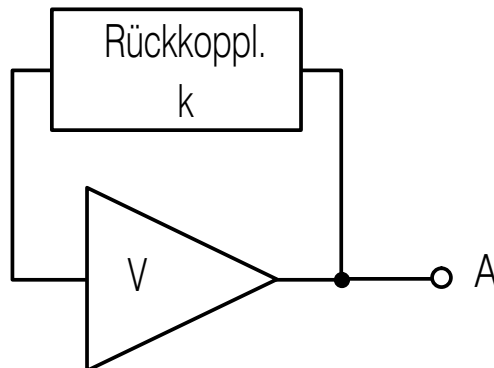


Abbildung 7.13 : Blockschaltbild eines Oszillators

Ein gedachtes Sinussignal am Ausgang durchläuft das frequenzabhängige Rückkopplungsnetzwerk mit der komplexen „Schwächung“ k und danach den Verstärker mit der (eventuell ebenfalls komplexen) Verstärkung V . Es tritt dann unverändert wieder am Ausgang auf (**regenerative Rückkopplung**), wenn $V \cdot k = 1$.

Diese komplexe Gleichung zerfällt in zwei reelle:

Die **Phasenbedingung** verlangt, daß das Signal nach Durchlaufen der Schleife wieder dieselbe Phase hat, d.h. die Phasenverschiebungen im Rückkopplungszweig und im Verstärker müssen sich kompensieren, die gesamte Phasenverschiebung muß Null sein. Erfüllt das Rückkopplungsnetzwerk diese Bedingung nur für eine Frequenz, so tritt diese als Oszillatorfrequenz auf. (Ist die Rückkopplung nicht frequenzselektiv, so entsteht eventuell ein ganzes Frequenzgemisch am Ausgang, z.B. beim später zu besprechenden Multivibrator.) In unserem obigen Beispiel entspricht diese Bedingung der Forderung $\omega = 1/\tau$. Das phasenrichtige Signal am Ausgang muß auch wieder mit derselben Amplitude auftreten. Die **Amplitudenbedingung** beschreibt dies so:

$$|V| \cdot |k| = 1$$

(Im Fall der Abb. 7.12 war dies die Forderung $V = 3$). Exakt ist dies nur schwer zu erfüllen: für Werte > 1 steigt die Amplitude allmählich über alle Grenzen, für Werte < 1 klingt die

Schwingung langsam aus. Ein in Abb. 7.13 nicht eingezeichnet, meist im Verstärker versteckt enthaltener Regelmechanismus beseitigt dieses Problem: Macht man die Verstärkung für große Amplituden kleiner als für kleine und diese dafür etwas größer als $1/|k|$, so stellt sich nach einer Einschwingphase der Amplitudenwert ein, für den $|V|$ gerade $1/|k|$ ist. Diese notwendige Nichtlinearität führt zu einer Verzerrung der Kurvenform des Ausgangs, in unserem Beispiel ist es die Begrenzerwirkung des Operationsverstärkers wegen seines endlichen Aussteuerbereichs.

Nach dem Schema in Abb. 7.13 arbeiten alle Oszillatoren, also auch z. B. ein Lichtoszillator (Laser).

Wir wollen hier noch einen anderen elektronischen Oszillator betrachten, der als frequenzbestimmendes Rückkopplungselement einen elektrischen **Schwingkreis** enthält:

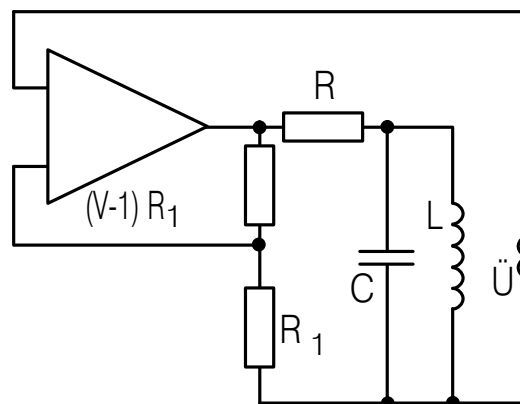


Abbildung 7.14 : LC-Oszillator

In Abb. 7.14 wird der Verstärkerausgang über R und die Parallelschaltung von L und C spannungsgeteilt, der Punkt 1 erhält die Spannung

$$U_1 = U_A \cdot \frac{j\omega(L/R)}{1 + j\omega(L/R) - \omega^2 LC}$$

Diese Spannung wird von einer zweiten Spule (Spannungsübersetzungsverhältnis \ddot{u}) zum Verstärker rückgekoppelt. k ist also

$$k = \ddot{u} \cdot \frac{j\omega(L/R)}{1 + j\omega(L/R) - \omega^2 LC}$$

die anschließende „innere“ Verstärkung des Oszillators (Elektrometerverstärker) ist V und

reell. Daher lautet die Phasenbedingung $\phi(k) = 0$ oder

$$\omega^2 = 1/LC.$$

Dann ist $k = \ddot{u}$ und die Amplitudenbedingung lautet $V = 1/\ddot{u}$.

Interessant ist noch die Frage, was bei einer im Verstärker zufällig entstehenden Phasenverschiebung geschieht. Dann muß das Rückkopplungsnetzwerk diese Phasenverschiebung kompensieren, dies kann nur durch eine Änderung der Oszillatorfrequenz geschehen. Je stärker nun die Phase bei der Resonanz von der Frequenz abhängt, um so geringer ist diese Frequenzänderung, um so stabiler schwingt also der Oszillator. Die Rechnung ergibt für kleine Abweichungen $\Delta\omega$ von der Resonanzfrequenz ω_0

$$\phi = 2 \Delta\omega / (\omega_0^2 L/R)$$

Andererseits zeigt ein Vergleich von k mit der U_A/U_E -Beziehung des oben geschilderten Bandpaßfilters, daß $\omega_0^2 L/R$ gerade die Bandbreite B des Rückkopplungsnetzwerkes ist. Differenziert man nach ω , multipliziert mit ω_0 und führt noch die Güte $Q = \omega_0/B$ ein, so sieht man, daß die **relative Phasensteilheit**, ein Maß für die Stabilität des Oszillators,

$$\omega_0 d\phi/d\omega = 2Q,$$

mit der Güte des Rückkopplungsnetzwerkes steigt. Im vorliegenden Falle muß man R dazu groß machen (**lose Ankopplung** an den Verstärker), da ein großes R den Parallelschwingkreis vom kleinen Ausgangswiderstand des Verstärkers abkoppelt. Außerdem müßte auch die in obiger Rechnung vernachlässigte innere Dämpfung des Schwingkreises möglichst klein gehalten werden. Im Extremfalle erreicht man dies sogar dadurch, daß man als Schwingkreis einen Quarz benützt, dessen mechanische Resonanz eine hohe Güte aufweist. Über den Piezoeffekt machen sich diese mechanischen Eigenschaften im elektrischen Widerstand bemerkbar.

Reale Operationsverstärker

Realisierbare Operationsverstärker weichen vom Ideal ab. Wir wählen als Beispiel den weitverbreiteten Typ 741, der völlig in bipolarer Technologie aufgebaut ist.

Für die **Ausgangsspannung** gilt:

$$U_A = V_{\text{diff}} \cdot (U_{E+} - U_{E-}) + V_{\text{gleich}} \cdot \frac{U_{E+} + U_{E-}}{2} + V_{\text{diff}} \cdot U_{\text{Offset}}$$

Hierin ist die **Differenzverstärkung** V_{diff} , zumindest für niedrige Frequenzen, zwar groß, aber endlich (20 000...100 000). Die Gleichtaktverstärkung V_{gleich} ist $\neq 0$, man bezieht sie

als **Gleichtaktunterdrückung** $G = V_{\text{diff}}/V_{\text{gleich}}$ auf die Differenzverstärkung und gibt dieses Verhältnis im logarithmischen Maß an. Typisch ist ein Wert von 90 dB, also 30 000. Man beachte, daß folglich das arithmetische Mittel der Eingangsspannungen am Ausgang des unbeschalteten Verstärkers mit einer Verstärkung der Größenordnung 1 und mit unbestimmtem Vorzeichen erscheint. Die beschriebene Eingangs-Ausgangs-Beziehung enthält auch ein Absolutglied; d.h. man erhält auch ohne Eingangsspannungen ($U_{E+} = U_{E-} = 0 =$ Mittelpunkt der Versorgungsspannungen) eine Ausgangsspannung. Sie entsteht irgendwo in der Innenschaltung, wird aber üblicherweise auf den Eingang bezogen und **Offsetspannung** genannt. Man stellt sie sich also als intern zwischen den Eingängen anliegend vor. Typische Werte sind ± 1 mV. Diese Offsetspannung kann natürlich individuell kompensiert werden, die meisten Operationsverstärker haben hierfür sogar besondere Anschlüsse. Die Kompensation kann jedoch nur für eine Temperatur durchgeführt werden, da die Offsetspannung sich mit der Temperatur ändert. Diese **Offsetspannungsdrift** ist typisch $\pm 5 \mu\text{V/K}$.

Die zweite Idealisierung: „Eingangsströme = 0“ trifft ebenfalls nicht zu. Das Eingangsersatzschaltbild in Abb. 7.14 zeigt die verschiedenen Ursachen der **Eingangsströme** (englisch: bias currents). Derjenige Teil dieser Ströme, der zu den Eingangsspannungen proportional ist, läßt sich durch einen **Eingangswiderstand** darstellen; wichtig sind hierbei nur die zur Masse führenden, als R_{gleich} eingezeichneten (typ. 1 M Ω), während der Widerstand zwischen beiden Eingängen R_{diff} als Isolationswiderstand vernachlässigt werden kann (typ. $10^9 \Omega$). Für Schaltungen mit virtueller Masse spielt wegen $U_{E+} = U_{E-} = 0$ auch R_{gleich} keine Rolle. Jedoch treten auch für verschwindende Eingangsspannungen noch positive oder negative Eingangsströme auf, an den Eingängen scheint eine Stromquelle zu liegen. Diese **Eingangsruheströme** teilt man in Mittelwert und Differenz auf:

$$\begin{aligned} \text{Biasstrom} \quad I_{\text{Bias}} &= (I_{E+} + I_{E-})/2 && (\text{typ. } 0,2 \mu\text{A}) \\ \text{Offsetstrom} \quad I_{\text{Offset}} &= I_{E+} - I_{E-} && (\text{typ. } 30 \text{ nA}) \end{aligned}$$

Daß der Offsetstrom kleiner ist, beruht darauf, daß er von zufälligen Unsymmetrien der Eingangsschaltung herrührt.

Die Eingangsströme beeinträchtigen die Funktion dadurch, daß z.B. beim Umkehrverstärker $I_{E-} = I_{\text{Bias}} - I_{\text{Offset}}/2$ durch den Eingangswiderstand fließt und dort einen Spannungsabfall hervorruft. Dieser Einfluß kann dadurch kompensiert werden, daß man den annähernd gleichen Strom $I_{E+} = I_{\text{Bias}} + I_{\text{Offset}}/2$ nicht direkt zur Masse leitet, sondern an einem gleichen Widerstand zwischen E+ und Masse ebenfalls einen Spannungsabfall erzeugen läßt. Schwerwiegender ist der Einfluß beim Integrator, hier fließt I_{E-} teilweise, bei offenem Eingang völlig, in den Kondensator, dessen Spannung sich dadurch ändert. Günstiger sind hierfür

deswegen Operationsverstärker mit FET-Eingang, für diese verschwinden praktisch die Eingangsströme (z.B. 356: $R_{\text{diff}} = 10^{12} \Omega$, $I_{\text{Bias}} = 30 \text{ pA}$).

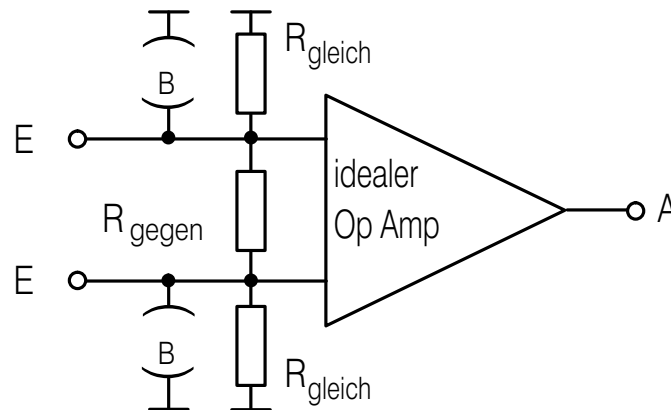


Abbildung 7.15 : Ersatzschaltbild der Operationsverstärkereingänge

Die letzte der getroffenen Idealisierungen trifft ebenfalls nicht zu, der **Ausgangswiderstand** ist $\neq 0$ (typ. 100Ω). Dies gilt jedoch nur für den unbeschalteten Verstärker, da die Wirkung der stets vorhandenen Gegenkopplung r_a auf vernachlässigbare Werte erniedrigt: Man überlege, daß es z.B. für die Funktion des Umkehrverstärkers keine Rolle spielt, ob zwischen Ausgang und Gegenkopplungsanschlußpunkt ein Widerstand geschaltet wird.

Oben wurde festgestellt, daß die Differenzverstärkung nur für niedrige Frequenzen hoch sei, daher interessiert der **Frequenzgang** der Differenzverstärkung. Dazu muß man wissen, daß der Operationsverstärker als mehrstufiger Verstärker aufgebaut ist. Jede Stufe hat die Eigenschaft eines Tiefpasses und dreht deswegen beim Überschreiten ihrer Grenzfrequenz die Phase um 90° . Nach Durchlaufen von zwei solchen Stufen hat also ein Signal genügend hoher Frequenz eine Phasendrehung um 180° erfahren. Dies bedeutet aber, daß sich die Bedeutung „invertierend“ und „nichtinvertierend“ für diese Frequenzen vertauscht: aus der Gegenkopplung wird für sie eine Mitkopplung. Ist die Verstärkung für diese Frequenzen noch groß genug, um die Abschwächung durch den Gegenkopplungsweig zu kompensieren, schwingt der Operationsverstärker. Man muß also durch eine **Kompensation** genannte Schaltungsmaßnahme dieses Verhalten vermeiden: man zwingt dem Operationsverstärker das Verhalten eines einzigen Tiefpasses auf, der die Phase nur um 90° dreht und für hohe Frequenzen die Differenzverstärkung auf einen ungefährlichen Wert bringt. Typisch ist eine Grenzfrequenz von 10 Hz , ab der die Verstärkung reziprok zu ω abnimmt, bis sie bei der **Transitfrequenz**

von z.B. 1 MHz den Wert 1 erreicht. In diesem Bereich mit Verstärkungsabfall ist das Produkt aus Frequenz und Verstärkung konstant gleich der Transitfrequenz, man nennt sie daher auch das **Bandbreite-Verstärkungs-Produkt**. Es sei noch angemerkt, daß heutige Operationsverstärker intern kompensiert sind, früher mußte man das selbst erledigen.

Interessant für das Frequenzverhalten ist auch noch die **Signallaufzeit** im Operationsverstärker, für den 741 beträgt sie $0,3 \mu\text{s}$.

Bisher haben wir stillschweigend vorausgesetzt, daß der Operationsverstärker linear arbeitet. Dies kann natürlich nicht sein, z.B. kann er ja keine Ausgangsspannung außerhalb des Bereichs $+U_{\text{Bat}} \dots -U_{\text{Bat}}$ liefern. In Wirklichkeit gehen von diesem Bereich an beiden Grenzen $1-2 \text{ V}$ verloren, der **lineare Aussteuerbereich** ist also etwas kleiner als die Spanne der Betriebsspannungen.

Eine weitere Nichtlinearität beobachtet man leicht: während z.B. eine Sinuseingangsfunktion genügend hoher Frequenz für eine kleine effektive Ausgangsspannung praktisch unverzerrt wiedergegeben wird, entsteht aus demselben Signal bei großen Amplituden eine Dreiecksfunktion, deren Anstiegsrate weder von Eingangsfrequenz noch Amplitude abhängt. Offenbar gibt es nicht nur die oben geschilderte Begrenzung der Ausgangsspannung selbst, sondern auch ihrer Änderungsgeschwindigkeit („**Slew-Rate**“-Grenze). Die Ursache ist eine Aussteuerungsgrenze der vorletzten Verstärkerstufe. Sie treibt das Tiefpaß-Eingangsglied der letzten Stufe; da sie maximal $U_{\pm\text{Bat}}$ liefern kann, wird dessen Kondensator maximal mit dem Strom $U_{\pm\text{Bat}}/R$ umgeladen. Typische Werte für diese Slew-Rate sind beim 741 $0,5 \text{ V}/\mu\text{s}$. Man überlege sich, daß damit ein Dreieck voller Amplitude (Aussteuerbereich 30 V) schon bei 5 kHz nicht mehr richtig wiedergegeben werden kann!

G 8. Grundlagen der digitalen Elektronik

Logikpegel und Logikart

Während bei der Analogelektronik für die Spannungen oder Ströme an oder in jeder Leitung innerhalb der erlaubten Grenzen jeder Wert sinnvoll ist, trägt in der Digitalelektronik jede Leitung nur eine einzige Ja-Nein-Entscheidung, also nur ein Bit. Früher wurde dies dargestellt durch: Strom \leftrightarrow kein Strom oder Kontakt geschlossen \leftrightarrow offen. Heute stellt man diese Ja-Nein-Entscheidung durch einen **Spannungspegel** dar:

die Spannung für den Wert **H** (=high) ist positiver als die Spannung für den Wert **L** (=low). Zwischen der höchsten Spannung, die noch L, und der niedrigsten, die schon H ist, liegt ein Spannungsbereich, in dem das Bit nicht definiert ist.

Die Funktionsbeschreibung solcher Schaltungen geschieht mit den für **logische** Variablen eingeführten Begriffen, da auch solche Variablen nur zwei Zustände **0** (= falsch) und **1** (= wahr) haben. (Anmerkung: Früher wurde diese „1“ durch ein „L“ geschrieben, wir vermeiden diese heillose Begriffsverwirrung!). Vor der Beschreibung einer Schaltung mit logischen Variablen muß jedoch die Zuordnung zwischen den Paaren H, L und 1, 0 festgelegt werden:

von „**positiver**“ Logik spricht man bei der Zuordnung $H = 1, L = 0$;

von „**negativer**“ Logik bei der Zuordnung $H = 0, L = 1$.

Ist die Logikart nicht angegeben, wird positive Logik angenommen (wie z.B. im vorliegenden Anleitungsbuch).

Merke: Die Logikart ist nur eine Eigenschaft der Funktionsdarstellung durch die logischen Größen 0 und 1, durch logische Gleichungen oder durch logische Schaltsymbole. Sie hat keinen Einfluß auf die Funktion des Schaltkreises in den Pegeln H und L.

Schaltalgebra (Boolesche Algebra)

Zur Berechnung digitaler Schaltungen wird eine Algebra verwendet, deren Variablen nur die Werte 0 und 1 annehmen können. Es gibt folgende Grundoperationen:

Konjunktion (logisches Produkt):

$A \cdot B$ ist nur 1, wenn **sowohl A als auch B** den Wert 1 besitzen. Diese Verknüpfung hat die Bedeutung eines logischen UNDS, wir verwenden hier die englische Bezeichnung **AND**. In Formeln wird oft der Punkt weggelassen.

Disjunktion (logische Summe):

$A+B$ ist 1, wenn **entweder A oder B oder beide** den Wert 1 besitzen. Diese Verknüpfung hat die Bedeutung eines logischen ODERs, wir verwenden hier die englische Bezeichnung **OR**. Aus der umgekehrten Formulierung „ $A+B$ ist nur 0, wenn sowohl A als auch B den Wert 0 besitzen“ sieht man eine Dualität zwischen der Konjunktion und Disjunktion bezüglich 1 und 0. Dies ist für die weiter unten angegebenen Rechenregeln wichtig.

Negation :

\bar{A} besitzt den zu A logisch invertierten Wert, also 1 für $A = 0$, 0 für $A = 1$. Diese Funktion hat die Bedeutung eines logischen „NICHT“, wir verwenden die englische Bezeichnung **NOT**.

Die Tabelle auf der folgenden Seite zeigt in den ersten 3 Zeilen für diese Grundverknüpfungen die in der Elektronik verwendeten Formelzeichen, die logischen Formelzeichen, die Funktionstabellen (Liste der Funktionswerte für alle Eingangskombinationen, auch Wahrheitstabellen genannt), die Karnaugh-Veitch-Diagramme (Matrixdarstellung der Funktionswerte), die amerikanischen, sowie die alten und neuen deutschen Schaltsymbole. Wir verwenden im weiteren Text aus Gründen der besseren Übersichtlichkeit die Symbole der alten DIN-Norm 40700. Es sei noch angemerkt, daß beim Negationsschaltensymbol der Kreis (eventuell auch schwarz ausgefüllt) die Negation bedeutet, der Rest ist ein „Verstärkersymbol“, der in Schaltungskombinationen (z.B. im NAND, s. u.) weggelassen kann.

Rechenregeln der Schaltalgebra

Für beide Grundverknüpfungen gelten

die kommutativen Gesetze $A \cdot B = B \cdot A$ und $A+B = B+A$,

die assoziativen Gesetze $(A \cdot B) \cdot C = A \cdot (B \cdot C)$ und $(A+B)+C = A+(B+C)$

(man kann also diese Klammern weglassen; für die entsprechenden Schaltsymbole bedeutet dies, daß sie mehr als 2 Eingänge besitzen können),

die distributiven Gesetze $A \cdot (B + C) = (A \cdot B) + (A \cdot C)$ und $A + (B \cdot C) = (A + B) \cdot (A + C)$.

Man kann also Ausdrücke durch Umstellen, Aus- und Einklammern wie gewohnt verändern, wobei das distributive Gesetz bezüglich der Addition eine zusätzliche, in der „normalen“ Algebra nicht vorhandene Möglichkeit bietet. Zum weiteren Einsparen von Klammern hat man ebenfalls Vorrangregeln: zuerst NOT, dann AND, dann OR.

Funktion	Symbol in der Elektronik	Symbol in der Logik	Funktions-tabelle	Karnaugh-Veitch-Diagramm	Schaltzeichen																								
					amerikanisch	deutsch (alt) (jeweils DIN 40700 Blatt 14)	deutsch (neu)																						
AND	$A \cdot B$ od. AB	$A \wedge B$	<table border="1"> <tr><th>AB</th><th>A · B</th></tr> <tr><td>0 0</td><td>0</td></tr> <tr><td>0 1</td><td>0</td></tr> <tr><td>1 0</td><td>0</td></tr> <tr><td>1 1</td><td>1</td></tr> </table>	AB	A · B	0 0	0	0 1	0	1 0	0	1 1	1	<table border="1"> <tr><th>B</th><th>0</th><th>1</th></tr> <tr><th>A</th><td>0</td><td>0</td></tr> <tr><td>0</td><td>0</td><td>0</td></tr> <tr><td>1</td><td>0</td><td>1</td></tr> </table>	B	0	1	A	0	0	0	0	0	1	0	1			
AB	A · B																												
0 0	0																												
0 1	0																												
1 0	0																												
1 1	1																												
B	0	1																											
A	0	0																											
0	0	0																											
1	0	1																											
OR	$A + B$	$A \vee B$	<table border="1"> <tr><th>AB</th><th>A + B</th></tr> <tr><td>0 0</td><td>0</td></tr> <tr><td>0 1</td><td>1</td></tr> <tr><td>1 0</td><td>1</td></tr> <tr><td>1 1</td><td>1</td></tr> </table>	AB	A + B	0 0	0	0 1	1	1 0	1	1 1	1	<table border="1"> <tr><th>B</th><th>0</th><th>1</th></tr> <tr><th>A</th><td>0</td><td>1</td></tr> <tr><td>0</td><td>0</td><td>1</td></tr> <tr><td>1</td><td>1</td><td>1</td></tr> </table>	B	0	1	A	0	1	0	0	1	1	1	1			
AB	A + B																												
0 0	0																												
0 1	1																												
1 0	1																												
1 1	1																												
B	0	1																											
A	0	1																											
0	0	1																											
1	1	1																											
NOT	\bar{A}	$\neg A$	<table border="1"> <tr><th>A</th><th>\bar{A}</th></tr> <tr><td>0</td><td>1</td></tr> <tr><td>1</td><td>0</td></tr> </table>	A	\bar{A}	0	1	1	0																				
A	\bar{A}																												
0	1																												
1	0																												
NAND	$\overline{A \cdot B}$	$\neg(A \wedge B)$	<table border="1"> <tr><th>AB</th><th>$\overline{A \cdot B}$</th></tr> <tr><td>0 0</td><td>1</td></tr> <tr><td>0 1</td><td>1</td></tr> <tr><td>1 0</td><td>1</td></tr> <tr><td>1 1</td><td>0</td></tr> </table>	AB	$\overline{A \cdot B}$	0 0	1	0 1	1	1 0	1	1 1	0	<table border="1"> <tr><th>B</th><th>0</th><th>1</th></tr> <tr><th>A</th><td>0</td><td>1</td></tr> <tr><td>0</td><td>1</td><td>1</td></tr> <tr><td>1</td><td>1</td><td>0</td></tr> </table>	B	0	1	A	0	1	0	1	1	1	1	0			
AB	$\overline{A \cdot B}$																												
0 0	1																												
0 1	1																												
1 0	1																												
1 1	0																												
B	0	1																											
A	0	1																											
0	1	1																											
1	1	0																											
NOR	$\overline{A + B}$	$\neg(A \vee B)$	<table border="1"> <tr><th>AB</th><th>$\overline{A + B}$</th></tr> <tr><td>0 0</td><td>1</td></tr> <tr><td>0 1</td><td>0</td></tr> <tr><td>1 0</td><td>0</td></tr> <tr><td>1 1</td><td>0</td></tr> </table>	AB	$\overline{A + B}$	0 0	1	0 1	0	1 0	0	1 1	0	<table border="1"> <tr><th>B</th><th>0</th><th>1</th></tr> <tr><th>A</th><td>0</td><td>1</td></tr> <tr><td>0</td><td>1</td><td>0</td></tr> <tr><td>1</td><td>0</td><td>0</td></tr> </table>	B	0	1	A	0	1	0	1	0	1	0	0			
AB	$\overline{A + B}$																												
0 0	1																												
0 1	0																												
1 0	0																												
1 1	0																												
B	0	1																											
A	0	1																											
0	1	0																											
1	0	0																											
XOR	$A \oplus B$	$A \neq B$	<table border="1"> <tr><th>AB</th><th>A ⊕ B</th></tr> <tr><td>0 0</td><td>0</td></tr> <tr><td>0 1</td><td>1</td></tr> <tr><td>1 0</td><td>1</td></tr> <tr><td>1 1</td><td>0</td></tr> </table>	AB	A ⊕ B	0 0	0	0 1	1	1 0	1	1 1	0	<table border="1"> <tr><th>B</th><th>0</th><th>1</th></tr> <tr><th>A</th><td>0</td><td>1</td></tr> <tr><td>0</td><td>0</td><td>1</td></tr> <tr><td>1</td><td>1</td><td>0</td></tr> </table>	B	0	1	A	0	1	0	0	1	1	1	0			
AB	A ⊕ B																												
0 0	0																												
0 1	1																												
1 0	1																												
1 1	0																												
B	0	1																											
A	0	1																											
0	0	1																											
1	1	0																											

Zur Vereinfachung Boolescher Ausdrücke sind weitere Sätze wichtig:

Absorptionsgesetze: $A \cdot (A + B) = A$ und $A + A \cdot B = A$

Tautologien: $A \cdot A = A$ und $A + A = A$

De Morgansche Theoreme: $\overline{A \cdot B} = \overline{A} + \overline{B}$ und $\overline{A + B} = \overline{A} \cdot \overline{B}$,

man kann ein AND- oder OR-Ergebnis durch Negation der Eingänge und Vertauschung von $+$ und \cdot negieren. Dies spiegelt die schon oben erwähnte Dualität von \cdot und $+$ wieder.

Die De Morganschen Theoreme sind besonders wichtig, wenn man von positiver Logik zu negativer Logik übergehen will oder umgekehrt. Da man hierbei die logische Bedeutung von H und L vertauscht, invertiert man (in Gedanken!) Eingänge und Ausgang eines Schaltkreises. Dabei wechselt dann auch die logische Funktion des Schaltkreises. Man sieht aus obigen Theoremen, daß z. B. aus einer AND- eine OR-Funktion wird:

Ausgang logisch invertiert $\rightarrow \overline{A \cdot B}$

De Morgan $\rightarrow \overline{A} + \overline{B}$

Eingänge logisch invertiert $\rightarrow A + B$.

Jede Umformung einer logischen Gleichung entspricht einer Schaltungsänderung. Sie kann mehrere Ziele haben:

1. Minimierung des Bauteilesortiments, also Vereinfachung der Lagerhaltung. Es läßt sich zeigen, daß man alle Grundverknüpfungen sowohl nur mit OR und NOT als auch nur mit AND und NOT herstellen kann. Dies ist besonders wichtig, da (s. u.) die elektronische Industrie als Grundtypen logischer Schaltkreise je nach Schaltkreisfamilie entweder **NAND**-Gatter (AND gefolgt von NOT) oder **NOR**-Gatter liefert. Man kommt mit einer einzigen Sorte aus, daher sind diese Funktionen in Zeile 4 und 5 der Tabelle auf der vorherigen Seite ebenfalls aufgelistet.
2. Minimierung des Bauteileaufwands, also der Kosten dadurch, daß öfter auftretende Unterfunktionen nur einmal hergestellt und mehrfach verwendet werden.
3. Minimierung der elektronischen Laufzeiten durch Minimierung der Zahl hintereinandergeschalteter Operationen. Es läßt sich zeigen, daß sich jede Funktion durch eine Summe von Produkten oder ein Produkt von Summen der Eingangsvariablen und deren Negationen herstellen läßt.

Die **Antivalenzfunktion**:

Während die Grundfunktion OR ein „inklusive oder“ darstellt, also 1 auch für $A=B=1$ liefert, ist die Antivalenzfunktion ein „exklusives oder“, das für diesen Fall 0 ergibt. Man

nennt es deshalb im amerikanischen Sprachgebrauch auch **XOR**. In der Elektronik ist das Formelzeichen \oplus gebräuchlich.

Es gilt: $A \oplus B = A \cdot \bar{B} + \bar{A} \cdot B$

Diese Funktion ist eine Summe im algebraischen Sinne, für sie gilt zwar das kommutative und assoziative Gesetz wie oben, das distributive jedoch nur bezüglich der AND-Verknüpfung:

$A \cdot (B \oplus C) = (A \cdot B) \oplus (A \cdot C)$.

Dagegen ist im allgemeinen $A \oplus (B \cdot C) \neq (A \oplus B) \cdot (A \oplus C)$

Zeile 6 der Tabelle auf Seite 149 zeigt diese Funktion.

Die TTL-Logik-Familie

Die Schaltkreise der Digitalelektronik werden in Logikfamilien geliefert, deren einzelne Mitglieder hinsichtlich Versorgungsspannung, Ein- und Ausgangspegel und anderer Kenngrößen zueinanderpassen, so daß sie direkt aneinander angeschlossen werden können. Als Beispiel besprechen wir hier die Familie der **Transistor-Transistor-Logik**, die Sie auch im Praktikum verwenden.

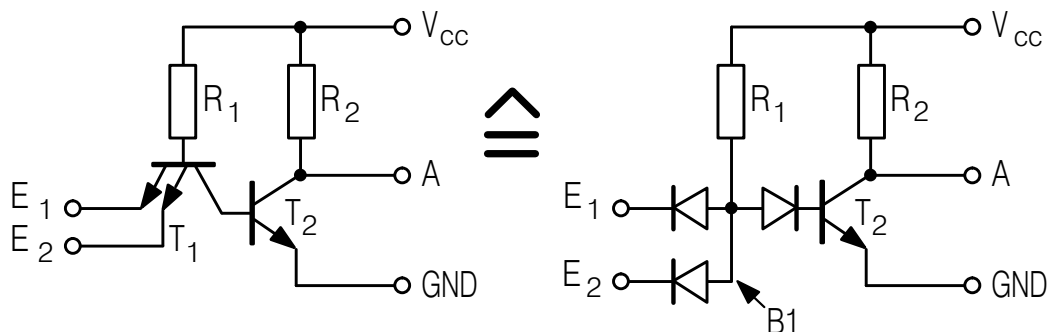


Abbildung 8.1 : TTL-Grundgatter und seine Ersatzschaltung

Abbildung 8.1 zeigt links die Grundschaltung eines TTL-Gatters. Es besteht aus einem Eingangs- und einem Ausgangstransistor (daher TTL). Zur Verdeutlichung der Wirkungsweise des mehrere Emitter besitzenden Eingangstransistors ist dieser rechts durch eine äquivalente Diodenschaltung ersetzt. Diesem Ersatz liegt die Tatsache zugrunde, daß der Multiemittertransistor der linken Schaltung in Sättigung betrieben wird, d.h. der Kollektoranschluß hat nie ein höheres Potential als die Basis. In dieser Betriebsweise wirkt der bipolare Transistor nicht als Verstärker (vgl. Kap. G 5): es gelangen keine Ladungsträger vom Emitter durch die Basis zum Kollektor. Ein so betriebener Transistor kann als zwei voneinander unabhängige pn-Übergänge betrachtet werden.

Aus dieser Ersatzschaltung wird die Funktionsweise klar: Sind alle Eingänge genügend positiv, so sind alle Basis-Emitter-Dioden von T_1 gesperrt. Der Strom durch R_1 fließt dann über dessen Basis-Kollektor-Diode in die Basis des Ausgangstransistors T_2 . Der Spannungsabfall von I_{C2} an R_2 sorgt für eine niedrige Ausgangsspannung. Werden jetzt ein oder beide Emitter des Eingangstransistors auf ein niedriges Potential (z.B. Masse) gelegt, so leitet die zugehörige Basis-Emitter-Diode. Dadurch erhält die Basis B_1 von T_1 ein so niedriges Potential, daß für dessen Basis-Kollektor-Diode keine Spannung mehr übrig bleibt. Wegen des dann fehlenden Basisstroms sperrt T_2 , der Ausgang hat ein hohes Potential. Man erhält also folgende Funktionstabelle:

E_1	E_2	A
H	H	L
L	H	H
H	L	H
L	L	H

In positive Logik umgesetzt lautet dies:

E_1	E_2	A
1	1	0
0	1	1
1	0	1
0	0	1

Ein Vergleich mit der Tabelle auf Seite 149 zeigt, daß für positive Logik Abb. 8.1 ein NAND-Gatter darstellt. Es sei noch angemerkt, daß ein nichtbeschalteter Eingang so wirkt, als ob ein H-Potential anliegen würde; dies gilt bei allen TTL-Schaltungen.

Die Ersatzschaltung in Abb. 8.1 soll bezüglich ihrer Funktion noch genauer besprochen werden: Die Eingangs-Emitter-Basis-Dioden bewirken eine Entkopplung zwischen den Eingängen, da für $E_1 = L$ zwar B_1 auch L wird, nicht jedoch E_2 , weil die zugehörige Diode dann sperrt. Außerdem bewirken diese Dioden die AND-Verknüpfung. Man könnte nun mit dem Potential B_1 direkt weitere Diodengatter treiben, hätte dann aber nicht die Eigenschaft einer Schaltkreis-„Familie“; daß nämlich die Gatter problemlos hintereinander geschaltet werden können: für die nächste Gatterstufe wären andere Schaltschwellen nötig. Daher ist ein Verstärker T_2 eingebaut. Weil er invertiert, wird aus der AND-Funktion der Dioden

ein NAND-Gatter. Die Basis-Kollektor-Diode des Eingangstransistors sorgt für eine positive Schaltschwelle, denn ohne diese wären zum sicheren Ausschalten des Basisstroms von T_2 negative Eingangsspannungen als L-Pegel nötig. In realen TTL-Schaltungen sind zum gleichen Zwecke noch zusätzliche Maßnahmen getroffen.

Eigenschaften der TTL-Familie 74XX

1. Versorgungsspannung: $5\text{ V} \pm 5\%$.
2. Garantierte Eingangspegel: $> 2\text{ V}$ wird als H, $< 0,8\text{ V}$ als L erkannt.
3. Eingangsströme: Bei H fließt nur ein kleiner Leckstrom $< 40\ \mu\text{A}$ in den Eingang hinein, bei L jedoch ein erheblicher Strom $< 1.6\text{ mA}$ aus dem Eingang heraus (R_1 -Strom), sind mehrere Eingänge auf L, teilen sie sich diesen Strom.
4. Garantierte Ausgangsspannungen: $H \hat{=} > 2,4\text{ V}$, $L \hat{=} < 0,4\text{ V}$; dies wird jedoch nur garantiert, wenn der Ausgang für H mit nicht mehr als $400\ \mu\text{A}$ herausfließendem, für L mit nicht mehr als 16 mA hineinfließendem Strom belastet wird, es dürfen also nicht mehr als 10 Folgegatter an einen Ausgang angeschlossen werden (man spricht auch von einem **Fan-out** von 10). Dabei zählen mehrere Eingänge desselben Gatters nur einfach (siehe 3.). Ein schwach belasteter Ausgang liefert für H etwa 4 V .
5. Störabstand: Der Unterschied zwischen den garantierten Ein- und Ausgangspegeln von 0.4 V unterdrückt Störungsspannungen bis zu diesem Wert.
6. Laufzeiten: Ein Wechsel der Eingangsbedingungen macht sich erst nach einer Laufzeit am Ausgang bemerkbar, in der Zwischenzeit müssen innere und auch außen anliegende Störkapazitäten umgeladen werden. In diese Zeitkonstanten gehen u.a. die Widerstände R_1 und R_2 ein. Je kleiner man diese macht, umso schneller ist der Schaltkreis, umso mehr Leistung verbraucht er aber auch. Außerdem hängen die Laufzeiten von der Richtung des Übergangs ab. Für ein 2-fach-NAND wird garantiert: $t_{H \rightarrow L} < 15\text{ ns}$, $t_{L \rightarrow H} < 22\text{ ns}$ bei einer Belastung mit 15 pF und $400\ \Omega$.
7. Leistungsverbrauch: 10 mW je Gatter.

Schottky- und Low-Power-Schottky-TTL-Schaltkreise

Ein großer Teil der Gatterlaufzeit kommt dadurch zustande, daß in der TTL-Logik alle nicht gesperrten Transistoren voll geöffnet sind, also in der Sättigung mit leitender Basis-Kollektor-Diode betrieben werden. In dieser Betriebsweise sammeln sich in diesem pn-Übergang Minoritätsträger an, die erst abfließen müssen, ehe der Kollektorstrom zu Null werden kann. Schaltet man jedoch eine Schottkydiode (einen Halbleiter-Metall-Kontakt) parallel zur Basis-Kollektor-Diode, so vermeidet man dies: er hat eine kleinere Durchlaßspannung, übernimmt also den Sättigungsstrom, und er kennt keine Minoritätsträger, also müssen auch keine abfließen. Den erzielten Geschwindigkeitsvorteil kann man auf zweierlei Weise ausnutzen:

Bei den Schottky-TTL-Schaltkreisen (74SXX) werden bei nur verdoppeltem Leistungsverbrauch (20 mW) je Gatter die Laufzeiten beinahe auf ein Viertel reduziert ($t < 5$ ns).

Bei den Low-Power-Schottky-TTL-Schaltkreisen (74LSXX) läßt man die Gesamtlaufzeit zwar gleich, darf dann aber die RC-Zeitkonstanten vergrößern und kann damit den Leistungsverbrauch senken: 2 mW je Gatter, $t < 20$ ns.

Diese Schaltmaßnahmen beeinflussen auch die Ein- und Ausgangsströme sowie das Fan-out: Bei S-TTL, L-Pegel liefert ein Eingang 2 mA, der Ausgang kann aber auch 20 mA übernehmen, das Fan-out ist wieder 10 und wird auch im H-Pegel erfüllt. Bei LS-TTL sind die Werte für L-Pegel 0,4 mA und 8 mA, das Fan-out ist also sogar 20.

Zahlsysteme der Digitalelektronik

Auch in der Elektronik rechnet man mit einer Polynomdarstellung von Zahlen

$$Z = \sum_{i=0}^{N-1} a_i b^i$$

aus N Ziffern a_i , deren Wertigkeit b^i in Potenzen der Basis b sich aus der Position der Ziffer innerhalb der Zahl ergibt.

Wegen der Kodierung nur eines Bits je Leitung ist der **Binärcode** mit den Ziffern 0 und 1 der Digitalelektronik am besten angepaßt. Die positiven Zahlen haben dann die Form:

$$\begin{array}{rcl} 0 & = & 0000 \\ 1 & = & 0001 \\ 2 & = & 0010 \end{array}$$

$$\begin{array}{rcl} 3 & = & 0011 \\ 4 & = & 0100 \\ & & \dots\dots\dots \end{array}$$

Will man im Dezimalsystem bleiben, so müssen dessen Ziffern 0...9 binär kodiert werden, man benötigt dazu 4 Bitpositionen. Man erhält so den BCD-Code (**B**inary **C**oded **D**ecimal). Von den 16 möglichen Bitkombinationen werden nur 10 verwendet, die übrigen (1010, 1011, 1100, 1101, 1110, 1111) stellen keinen BCD-Wert dar und müssen bei dieser Kodierung als Fehler betrachtet werden.

Auch ein Zahlssystem zur Basis 16 ist in der Digitalelektronik gebräuchlich. Für diese **Hexadezimalzahlen** muß man die Ziffernwerte 10...15 durch ein Symbol darstellen; man nimmt dazu die Buchstaben A...F. Die elektronische Kodierung erfolgt wieder über 4 Bits, wobei aber jetzt jede Kombination sinnvoll ist. Eigentlich ist die Hexadezimalschreibweise nur eine kürzere Darstellung der binären durch Verwendung der 16 Symbole 0...9 und A...F zur Darstellung von 4-Bit-Gruppen.

Klassifikation digitaler Schaltungen

Man teilt digitale Schaltungen in zwei Gruppen ein:

Bei Schaltungen, bei denen nirgends ein Ausgangssignal auf einen Eingang zurückgeführt ist (keine logische Rückkopplung), hängt der Ausgangswert nur vom momentanen Eingangswert ab (wenn man von den kurzen logischen Laufzeiten absieht). Man nennt solche Schaltungen **kombinatorisch**.

Bei Schaltungen mit logischer Rückkopplung kann der Ausgangszustand von einem früheren Wert der Eingänge abhängen, solche Schaltungen können die Vergangenheit speichern, man nennt sie **getaktet** oder auch Schaltwerke.

G 9. Beispiele kombinatorischer Digitalschaltungen

Binäraddierer

Beim Addieren im Binärsystem muß man (wie beim dezimalen auch) nicht nur den Ziffernwert der Summe S_i als Summe der beiden zusammengehörigen Summandenziffern A_i und B_i **modulo** der Basis b berechnen, sondern auch bestimmen, ob bei dieser Addition ein Überlauf (engl. „carry“) C_i aufgetreten ist, also die Summandenziffernsumme zunächst $\geq b$ war. Im Binärsystem ($b=2$) können die Ziffern nur 0 und 1 sein, ein Überlauf tritt auf, wenn beide Summandenziffern 1 sind. Man benötigt also folgende Funktion:

A_i	B_i	S_i	C_i
0	0	0	0
0	1	1	0
1	0	1	0
1	1	0	1

Abb. 9.1 zeigt eine solche Schaltung. Sie heißt **Halbaddierer**, weil sie nur für die hinterste Binärziffer ($i=0$) verwendet werden kann. In alle anderen Summenziffern davor gehen ja nicht nur die zugehörigen Summandenziffern, sondern auch ein Übertrag aus der vorhergehenden Addiererstufe ein. Abb. 9.2 zeigt einen hierfür verwendbaren **Volladdierer** mit drei Eingängen.

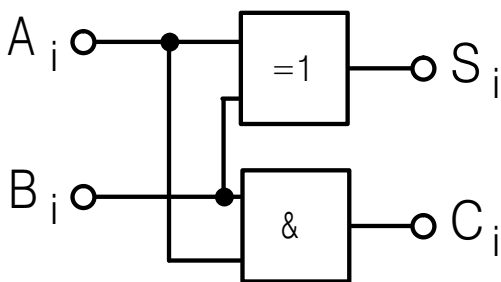


Abbildung 9.1 : Halbaddierer

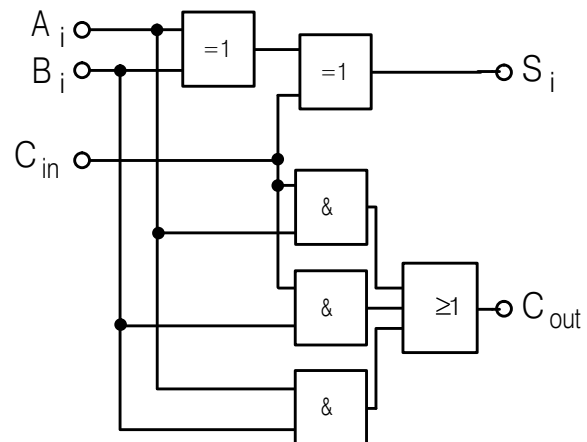


Abbildung 9.2 : Volladdierer

Multiplexer

Die Aufgabe, eine von mehreren Eingangsleitungen wahlweise auf den Ausgang zu geben, wird von Multiplexern erledigt. Die Auswahl geschieht über einen binär kodierten Steuereingang. Die Funktion entspricht der von Drehschaltern; der Steuereingang legt die Schalterstellung fest. Die „Schalter“ in Multiplexern für Digitalsignale werden mit AND-Gattern aufgebaut, von denen jeweils nur eines aktiviert wird und deren Ausgänge in einem OR-Gatter zusammengefaßt werden.

Abb. 9.3 zeigt einen 2 nach 1 - Multiplexer. Nicht zu verwechseln sind die digitalen Multiplexer mit denen für Analogsignale; diese müssen mit echten Halbleiterschaltern in MOS-Technik ausgeführt werden.

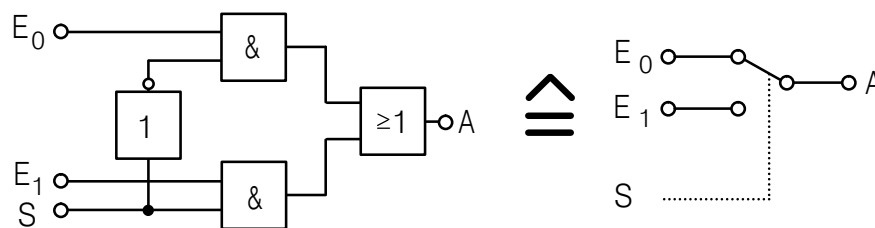


Abbildung 9.3 : 2 nach 1 - Multiplexer

1-aus-4-Dekodierer

Häufig hat man die Aufgabe, aus 2^N Leitungen diejenige auszuwählen (zu aktivieren), deren Nummer binär kodiert vorliegt. Abb. 9.4 zeigt eine Schaltung, die dies für $N = 2$ (4 Leitungen) bewerkstelligt. Bei ihr heißt „aktivieren“, daß ihr Zustand 0 ist, während die inaktiven Leitungen den Zustand 1 haben. Würde man (positive Logik vorausgesetzt) an alle Leitungen Leuchtdioden über einen Vorwiderstand zu einer gemeinsamen positiven Spannungsversorgung anschließen, die dem H-Level entspricht, so würde nur die angewählte Diode brennen. (Im Praktikum ist dies gerade umgekehrt, da das dort fertig vorhandene Leuchtdiodenmodul noch invertierende Treiberstufen enthält.)

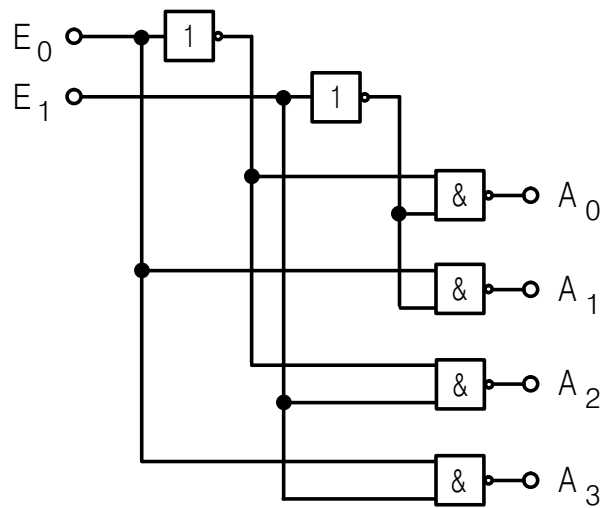


Abbildung 9.4 : 1-aus-4-Dekodierer

Festwertspeicher

Ein Festwertspeicher enthält eine Anzahl fest vorgegebener, jedoch beim Schaltungsentwurf beliebig wählbarer Bitkombinationen, die man auch „**Worte**“ nennt. Jedes Wort hat eine binäre (Haus-)Nummer, seine **Adresse**, über die es angewählt und an den Ausgang gelegt werden kann. Abb. 9.5 zeigt eine solche Schaltung für 4 Worte zu je 7 Bit in positiver Logik. Die Anwahl geschieht über eine Aktivierungsleitung je Wort, die aus einem 1-aus-4-Dekodierer kommt und im Aktivierungsfalle 0, also L, sonst 1, also H ist. Im einzelnen Wort werden nur diejenigen Bits nach L gezogen, deren Bitleitung mit der Wortleitung verbunden ist. Diese Verbindung geschieht über **Entkopplungsdioden**, sonst würden sich auch andere Wortinhalte über komplizierte Pfade im Ausgang dadurch bemerkbar machen, daß inaktive Wortleitungen nach L hin kurzgeschlossen würden. Der in Abb. 9.5 gezeichnete Festwertspeicherinhalt wählt gerade die Balken einer **Sieben-Segment-Anzeige** (Abb. 9.6) an, die die am Eingang anliegenden Binärziffern 0, 1, 2, 3 darstellen. Für die Darstellung aller Dezimalziffern (BCD-7-Segment-Dekodierer) benötigt man nicht 2, sondern 4 Eingangsleitungen und nicht 4, sondern mindestens 10 Worte à 7 Bit.

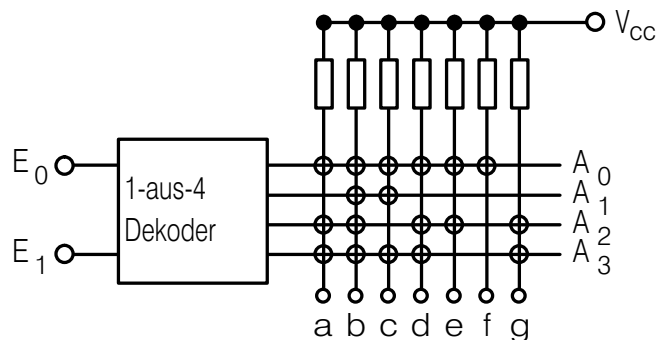


Abbildung 9.5 : Festwertspeicher

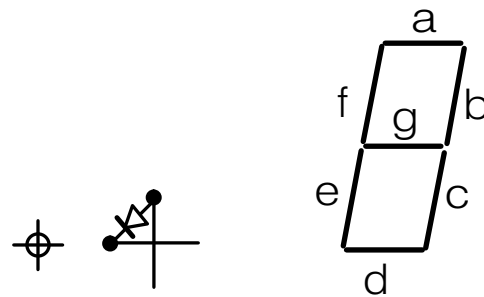


Abbildung 9.6:
Sieben-Segment-
Anzeige

Pulsformerstufe

Bei manchen nicht-rückgekoppelten Digitalaltungen macht man bewußt von den entstehenden Laufzeiten dadurch Gebrauch, daß man sie für eine **dynamische** Zwischenspeicherung benützt. Die Schaltung in Abb. 9.7 liefert sowohl für $E = 1$ als auch für $E = 0$ am Ausgang A stets 0, da $E \cdot \bar{E} = 0$ ist. Man sieht jedoch, daß \bar{E} am Ausgangsgatter später als E ankommt, da es ein zusätzliches Gatter durchlaufen und ein Tiefpaß-RC-Glied umladen muß. Auf dieser Strecke bleibt es also eine gewisse Zeit gespeichert. Macht nun E einen Übergang von 0 nach 1, so trifft der neue Wert $E = 1$ noch für kurze Zeit mit dem alten Wert $\bar{E} = 1$ zusammen, der AND-Ausgang wird solange 1, bis sich \bar{E} verzögert auf seinen neuen Wert 0 eingestellt hat. Geht E dagegen von 1 nach 0, so bleibt der AND-Ausgang 0, denn für ihn ist es unerheblich, daß er kurzzeitig auf beiden Eingängen 0 angeboten erhält, die „direkte“ 0 aus E genügt alleine. Mit dieser Schaltung läßt sich also aus einem 0→1-Übergang (einer „positiven Flanke“) ein kurzer Impuls erzeugen; er ist natürlich nie länger als bis zur negativen Flanke des Eingangswertes.

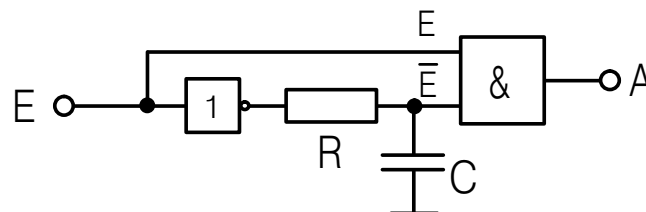


Abbildung 9.7 : Impulsformerstufe

G 10. Beispiele getakteter Digitalschaltungen

RS-Flip-Flop

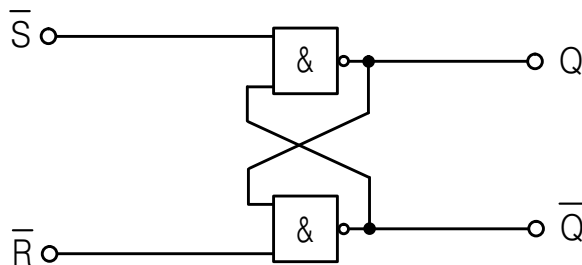


Abbildung 10.1 : RS-Flip-Flop

Abb. 10.1 zeigt eine einfache rückgekoppelte logische Schaltung. Da sie sehr häufig auftritt, erhält sie ein eigenes Schaltsymbol und ist auch als integrierter Baustein erhältlich. Werden beide Eingänge \bar{R} und \bar{S} auf 1 gelegt, so wirken bezüglich der anderen Eingänge beide NAND-Gatter als Invertierer. Jeder der beiden Ausgänge ist auf sich selbst über zwei Invertierer, also positiv rückgekoppelt. Dies bedeutet, daß sie „an den Rand“, also nach H oder L laufen müssen. Außerdem stehen für diese Eingangswerte die Ausgänge im Verhältnis der logischen Negation, die Bezeichnung \bar{Q} für den zweiten Ausgang ist also richtig.

Legt man an diese Schaltung die Spannungsversorgung an, so entsteht wegen leichter Unsymmetrie der Schaltkreise einer der beiden stabilen Zustände $Q=0, \bar{Q}=1$ oder $Q=1, \bar{Q}=0$. Wir nehmen den ersten Fall an.

Wenn man jetzt \bar{S} auf 0 setzt, geht Q nach 1. Die Rückkopplung dieses Wertes auf das untere NAND-Gatter zwingt dessen Ausgang \bar{Q} auf 0, dessen Rückkopplung auf das obere NAND-Gatter würde dort $Q=1$ hervorrufen, was aber ohnehin schon der Fall ist. Das bedeutet aber, daß man jetzt (also nach der doppelten Gatterlaufzeit!) \bar{S} wieder auf 1 setzen kann, ohne daß eine Zustandsänderung eintritt. Das RS-Flip-Flop ist also durch einen kurzzeitigen Zustand $\bar{S}=0$ aus dem **rückgesetzten** Zustand $Q=0$ in den **gesetzten** Zustand $Q=1$ **gekippt**. Dies erklärt auch die Bezeichnung des Einganges \bar{S} : $\bar{S}=0$ heißt S (= **Set**) = 1.

Ein weiteres Betätigen (auf 0 setzen) des \bar{S} -Einganges hat keinen Einfluß mehr, jedoch be-

wirkt $\bar{R}=0$ aus Symmetriegründen genau den gegenteiligen Vorgang: $\bar{R}=0$ setzt das RS-Flip-Flop von $Q=1$ auf $Q=0$ zurück, daher die Bezeichnung \bar{R} (**R**eset). Setzt man sowohl \bar{R} als auch \bar{S} auf 0, so werden beide Ausgänge 1. Ihre Bezeichnung stimmt dann nicht mehr, aber sonst ist nichts „unerlaubt“ an diesem Zustand. Man kann jedoch aus diesem Zustand nie gleichzeitig in den Haltezustand (beide Eingänge auf 1) übergehen, kurze zeitliche Verschiebungen ergeben entweder den gesetzten oder den rückgesetzten Zustand. Der stabile Folgezustand ist daher nicht definiert, man vermeidet deswegen diese Betriebsweise. Zusammengefaßt erhält man folgende Funktionstabelle:

\bar{R}	\bar{S}	Q	\bar{Q}	
0	1	0	1	
1	0	1	0	
1	1	Q_{alt}	\bar{Q}_{alt}	der vorherige Zustand wird gehalten
0	0	1	1	Rückkehr nach „Halten“ nur über $\bar{S}=0$ oder $\bar{R}=0$ möglich

Das RS-Flip-Flop ist nicht nur der Grundtyp einer rückgekoppelten logischen Schaltung, man kann es auch dazu verwenden, abzuspeichern, ob sich seit dem letzten Rücksetzen mindestens ein 0-Impuls auf der \bar{S} -Leitung ereignete ($Q=1$) oder nicht ($Q=0$).

D-Latch

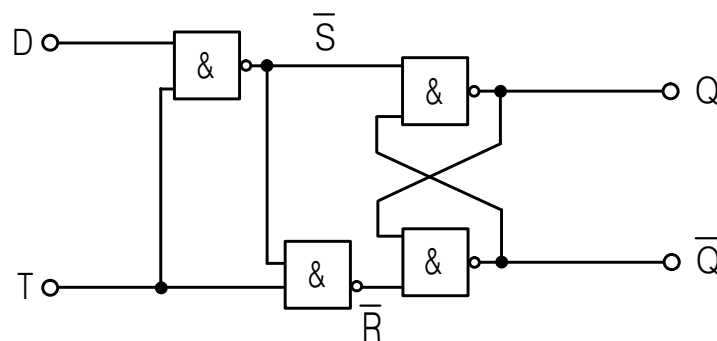


Abbildung 10.2 : D-Latch

Zur Funktionsanalyse der Schaltung in Abb. 10.2 ermittelt man zunächst die \bar{R} - und \bar{S} -Werte für alle T-D-Kombinationen und benützt dann die Funktionstabelle des RS-Flip-Flops:

T	D	\bar{S}	\bar{R}	RS-Funktion
1	1	0	1	$Q = 1$
1	0	1	0	$Q = 0$
0	X (0 oder 1, also irrelevant)	1	1	$Q = Q_{\text{alt}}$

Man sieht, daß für $T = 1$ der Ausgang Q den angelegten Daten D folgt, bei $T = 0$ jedoch der zuletzt vorhandene Q - und also D -Wert **gespeichert** bleibt. Das D-Latch ist somit die Grundschialtung einer **beschreibbaren Speicherzelle**.

D-Flip-Flop

Das D-Latch speichert zwar denjenigen D -Wert, der bei der negativen Flanke von T vorhanden war, ist aber während der gesamten Zeit, in der $T = 1$ ist, „offen“ und folgt also D . Ein D-Flip-Flop besitzt diese oft unerwünschte Eigenschaft nicht, es übernimmt den D -Wert nur während einer T -Flanke. Man sagt auch, es ist **flankengetriggert**.

Am einfachsten stellt man ein D-Flip-Flop aus einem D-Latch durch Vorschalten einer Impulsformerstufe vor den T -Eingang her, die aus der gewünschten aktiven Flanke einen kurzen positiven T -Impuls macht. Käufliche D-Flip-Flops verwenden stattdessen ein Schleusenprinzip (siehe J-K-Flip-Flop).

T-Flip-Flop

Liegt über eine weitere Rückkopplungsleitung am Dateneingang des D-Flip-Flops sein eigener invertierter Ausgang \bar{Q} (Abb. 10.3), so wird mit der aktiven Flanke bei $Q = 1$ ein $\bar{Q} = 0$, bei $Q = 0$ ein $\bar{Q} = 1$ eingeschrieben: mit jeder aktiven Flanke wechselt das T-Flip-Flop seinen Zustand. Der Name rührt vom englischen Wort „to toggle“ für dieses Hin- und Herkippen her, deshalb **T**oggle-Flip-Flop. Das T-Flip-Flop verwendet man hauptsächlich für Frequenzuntersetzer: da 2 aktive Flanken, also 2 Perioden des Eingangs für einen vollen Zyklus des Ausgangs nötig sind, teilt das T-Flip-Flop die Eingangsfrequenz durch 2.

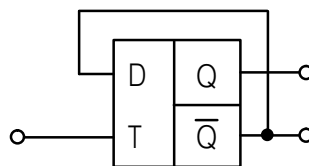


Abbildung 10.3 : T-Flip-Flop

J-K-Flip-Flop

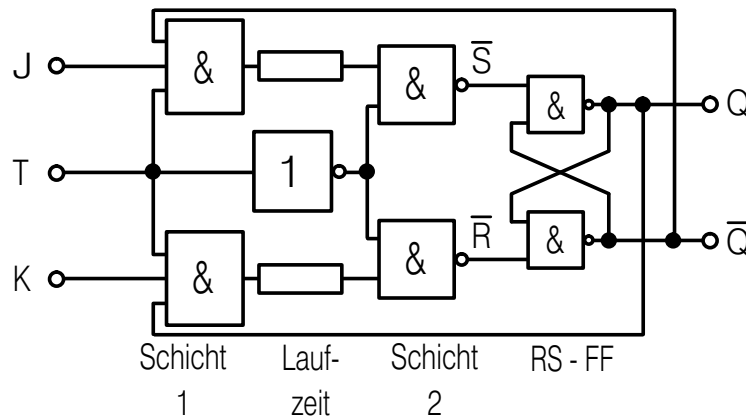


Abbildung 10.4 : J-K-Flip-Flop

In der Abb. 10.4 erkennt man rechts ein normales RS-Flip-Flop. Seine Ausgänge werden offenbar in Abhängigkeit von den Eingängen J, K, T über Kreuz auf die \bar{R} - und \bar{S} -Leitungen zurückgeführt. Man erkennt in diesem vorderen Teil Laufzeitglieder, die eine dynamische Zwischenspeicherung bewirken. Dieser vordere Teil stellt eine „Schleuse“ dar mit folgender Funktionsweise: Für $T = 1$ hält wegen $\bar{T} = 0$ die Gatterschicht 2 \bar{R} und \bar{S} auf dem inaktiven Zustand 1, Q bleibt also erhalten. Für $T = 0$ liefert die Gatterschicht 1 an beide Laufzeitglieder 0; diese Nullen werden in der jetzt offenen Gatterschicht 2 ($\bar{T} = 1$) zu $\bar{R} = 1$ und $\bar{S} = 1$ invertiert. Vor diesem gleichfalls inaktiven Zustand wirken sich jedoch die in den Laufzeitgliedern gespeicherten Werte auf \bar{R} und \bar{S} aus. Demnach sind die Gatterschichten 1 und 2 die Schleusentore, die nie gleichzeitig offen sind; die Laufzeitglieder sind das Schleusenbecken, dessen Inhalt nur beim Übergang $T = 1 \rightarrow T = 0$ die Funktion des nachfolgenden RS-Flip-Flops bestimmt. Die andere Flanke von T schließt Schicht 2 sofort, bei ihr geschieht also nichts. Wir untersuchen die gespeicherten Werte in Abhängigkeit von J, K und $Q_{(alt)}$. Ihre Inversion ergibt \bar{R} und \bar{S} , sie selbst sind also R und S:

J	K	Q_{alt}	R	S	Q_{neu}	Funktion des J-K-Flip-Flops
0	0	X	0 (K=0)	0 (J=0)	Q_{alt}	$Q = Q$
1	0	0	0 (K=0)	1 (J= \overline{Q} =1)	1	$Q = J$
1	0	1	0 (K=0)	0 (\overline{Q} =0)	$Q_{\text{alt}} = 1$	$Q = J$
0	1	0	0 (Q=0)	0 (J=0)	$Q_{\text{alt}} = 0$	$Q = J$
0	1	1	1 (K=Q=1)	0 (J=0)	0	$Q = J$
1	1	0	0 (Q=0)	1 (J= \overline{Q} =1)	1	$Q = \overline{Q}$
1	1	1	1 (K=Q=1)	0 (\overline{Q} =0)	0	$Q = \overline{Q}$

Man sieht aus der ersten Zeile, daß für $J = K = 0$ das J-K-Flip-Flop seinen Zustand beibehält, aus den nächsten vier, daß für $K = \overline{J}$ der Wert von J eingeschrieben wird (D-Flip-Flop-Wirkung), aus den nächsten zwei, daß für $K = J = 1$ das J-K-Flip-Flop wie ein T-Flip-Flop wirkt.

Abschließend sei noch bemerkt, daß im Unterschied zum oben geschilderten „Primitiv“-D-Flip-Flop dieses J-K-Flip-Flop aus der aktiven Taktflanke nicht kurze T-Impulse, sondern wie beschrieben kurze S- oder R-Impulse macht. Käuflich erhältliche J-K-Flip-Flops besitzen meist noch Setz- und Rücksetzeingänge, die unabhängig vom Zustand des T-Eingangs wirksam sind.

Astabile Kippschaltung (Multivibrator)

Bei den bisher geschilderten Flip-Flops war die logische Rückkopplung eine galvanische Verbindung, also statisch. Benützt man stattdessen Hochpaß-RC-Glieder, die keine Gleichspannungskomponente übertragen, so kann nur ein endliches Gedächtnis entstehen. Nach Ablauf einer Zeit von der Größenordnung RC „vergißt“ die Schaltung ihre Vergangenheit.

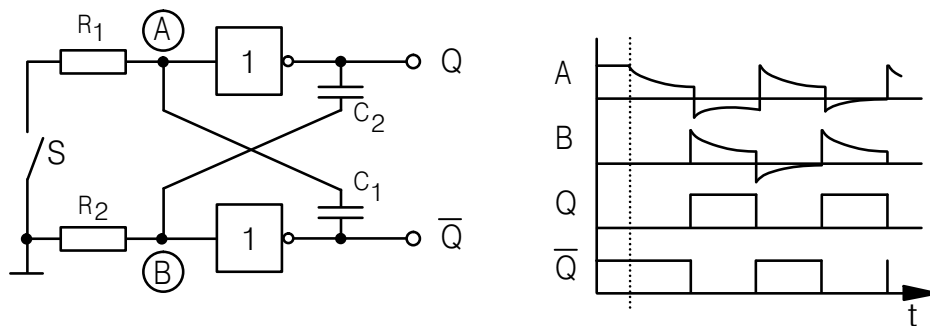


Abbildung 10.5 : Astabile Kippschaltung in positiver Logik

Die Schaltung der Abb. 10.5 ist bei geöffnetem Schalter S in dem stabilen Zustand $\bar{Q} = 1, Q = 0$ (ein offener TTL-Eingang wirkt wie H). Beide Kondensatoren sind entladen, C_2 ist beidseitig auf L-, C_1 beidseitig auf H-Potential. Schließt man nun S, so lädt sich C_1 allmählich dadurch auf, daß Ladung von seinem oberen Anschluß über R_1 abfließt. Die Spannung am Punkt A sinkt. Nähert sie sich der Schaltschwelle des oberen Gatters und damit dessen linearem Bereich, so wächst die Spannung von Q. Punkt B folgt diesem Spannungsanstieg, da sich C_2 nicht so schnell umladen kann, und gerät an die Schaltschwelle des unteren Gatters. Die Spannung von \bar{Q} nimmt ab; dies überträgt sich zum Punkt A und macht dessen Potential noch kleiner, das von Q und Punkt B noch größer usw. Wegen der hohen Verstärkung geht dieser Vorgang sehr schnell; er kommt zum Stehen, wenn $Q = H, \bar{Q} = L$ ist. Der Spannungshub von Q, $U_H - U_L$, hat sich durch C_2 voll auf Punkt B übertragen, so daß dort H-Potential herrscht. Der umgekehrte Spannungshub von \bar{Q} hätte eigentlich Punkt A von der zwischen H und L liegenden Schaltschwelle sogar zu negativen Spannungen geführt, Schutzdioden an den Gattereingängen verhindern dies, so daß dort L-Potential herrscht. Man hat also gerade die umgekehrten Verhältnisse wie direkt nach dem Schließen des Schalters S; auch dieser Zustand ist nicht stabil. Daher beginnt sich C_2 über R_2 umzuladen, bis bei Erreichen der Schaltschwelle des unteren Gatters die Schaltung nach $Q = 0, \bar{Q} = 1$ kippt und der Vorgang von vorne beginnt.

Zur Berechnung der Haltezeit eines Zustands dient folgende Überlegung:

Innerhalb der Zeit T_i muß sich Punkt A bzw. B von U_H auf das Potential der Schaltschwelle U_U umgeladen haben, dies geschieht nach einem Exponentialgesetz mit der Zeitkonstanten R_1C_1 bzw. R_2C_2 :

$$U_U = U_H \cdot e^{\frac{-T_i}{R_i C_i}}$$

Da U_U etwa $U_H/2$ ist, ergibt sich die Abschätzung

$$T_i = R_i C_i \cdot \ln 2$$

Die gesamte Periodendauer des Vorgangs ist natürlich die Summe $T_1 + T_2$, sein Tastverhältnis $T_2/(T_1 + T_2)$. Anwendung findet das astabile Flip-Flop als einfacher Rechteckgenerator.

Monostabile Kippschaltung (Mono-Flop, „One-shot“)

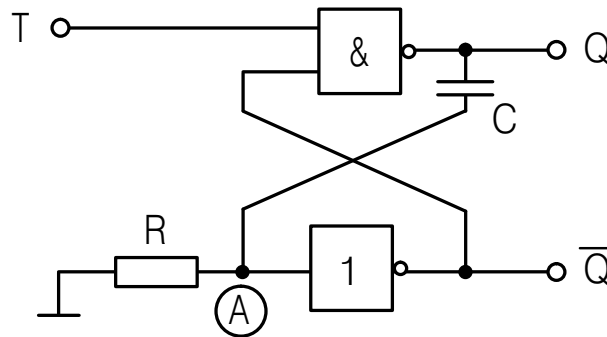


Abbildung 10.6 : Monostabile Kippschaltung in positiver Logik

Macht man nur eine Rückkopplung über ein Hochpaß-RC-Glied, die andere aber galvanisch, so ist einer der beiden möglichen Zustände stabil. Der andere dagegen, in den die Schaltung durch einen äußeren Eingriff gebracht werden muß, hat eine endliche, mit einer Zeitkonstanten wählbare Lebensdauer.

Den stabilen Zustand kann man dadurch ermitteln, daß man sich eine lange Zeit verstrichen denkt. Dann hat Punkt A der Abb. 10.6 das Potential L erreicht $\rightarrow \bar{Q} = H, Q = L$, wenn $T = H$. Ein kurzer L-Impuls an T bringt die Schaltung zum Kippen: $Q = H$ wird über C zum Punkt A übertragen, daraus resultiert $\bar{Q} = L$. Man kann jetzt (wie beim RS-Flip-Flop) den auslösenden **Trigger**impuls L an T schon wieder wegnehmen, denn $\bar{Q} = L$ hält Q auf H. Nun beginnt sich jedoch C über R umzuladen, das Potential von Punkt A fällt. Erreicht es die Schaltschwelle des unteren Gatters, geschieht dasselbe wie bei der astabilen Kippschaltung: \bar{Q} steigt, Q und Punkt A fallen im Potential, was wiederum \bar{Q} erhöht usw. Die Schaltung kippt in den stabilen Zustand zurück. Für die Zeitdauer des astabilen Zustands gilt dieselbe Überlegung wie bei der astabilen Kippschaltung.

Folgender Hinweis ist noch wichtig: Ist der Triggerimpuls länger als die Zeitkonstante des instabilen Zustands, so finden die Entladungsvorgänge ebenfalls statt, jedoch nicht die Rückkopplungswirkung (das obere Gatter ist ja noch ausgeschaltet). Man hat dann den Zustand $T = 0, Q = 1, \bar{Q} = 1$. Wird jetzt $T = 1$, geht Q sofort nach 0, ohne daß etwas Weiteres passiert (der nach A übertragene $U_H - U_L$ -Übergang von Q wird von den Schutzdioden des TTL-Gatters abgefangen). Daraus folgt, daß der Impuls eines so aufgebauten Monoflops

mindestens die Länge des Triggerimpulses hat. Das Monoflop wird zur wählbaren Impulsverlängerung, für Impulsverzögerungen u. ä. verwendet.

Asynchroner Binärzähler

Aus der Zählfolge im binären Zahlssystem sieht man sofort, daß sich die hinterste Binärziffer aus einer 2:1-Untersetzung der Eingangsspannung ergibt, die zweitletzte aus einer 4:1-Untersetzung, die drittletzte aus einer 8:1-Untersetzung usw.; vorausgesetzt, die Untersetzung geschieht mit der negativen Flanke $1 \rightarrow 0$. Kaskadiert man also N solche Untersetzer, so hat man einen Binärzähler **modulo** 2^N . In Abb. 10.7 sind als 2:1-Untersetzer T-Flip-Flops verwendet.

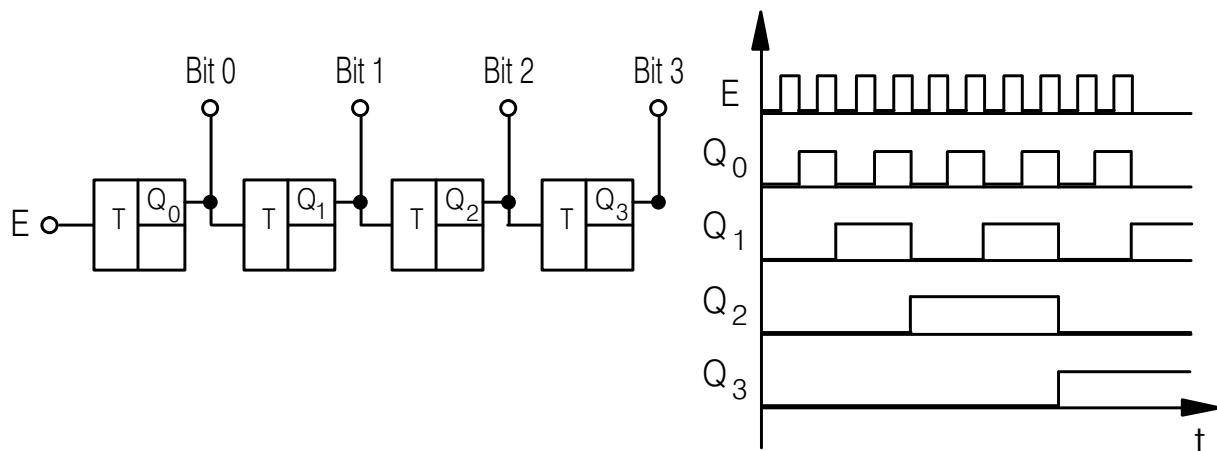


Abbildung 10.7 : Asynchroner 4-Bit-Binärzähler und seine Zählsequenz.

Damit man beim Zählen mit 0000 beginnen kann, wird die Grundschtung in Abb. 10.7 immer durch eine Rücksetzleitung erweitert, die unabhängig vom Takteingang alle Zählstufen auf 0 setzt. Diese Leitung bietet auch die Möglichkeit, **modulo** m mit $m < 2^N$ zu zählen: man überwacht mit einer Dekodierschaltung das Zählergebnis und setzt den Zähler immer dann sofort auf 0000, wenn m erreicht ist.

Bei der aufgezeichneten Zählsequenz sind Laufzeiten der Flip-Flops außer acht gelassen. Sie haben jedoch einen maßgeblichen Einfluß auf die Zählerfunktion: Da das T-Signal einer höherwertigen Stufe aus dem $1 \rightarrow 0$ - Übergang der vorhergehenden Stufe kommt, kommt es mit um so größerer Verspätung an, je höherwertiger die Zählstufe ist. Dies bedeutet aber, daß kurzzeitig ein Zustand herrscht, bei dem die hinteren Stufen ihren Übergang schon ge-

macht haben, die vorderen aber noch nicht: es tritt kurzfristig ein falscher Zählcode auf, z.B. entsteht beim Zählen von 0111 nach 1000 der Code 0000. Man darf also zu diesem Zeitpunkt den Zähler nicht ablesen! Je länger die Zählerkette und je höher die Eingangsfrequenz, um so größer ist der prozentuale Zeitanteil solcher falschen Codes. Ist die Periodendauer des Eingangssignals kleiner als die N-fache Laufzeit, so zeigt der N-Bit-Zähler sogar überhaupt nie das richtige Zählergebnis! Ursache hierfür ist die Nichtgleichzeitigkeit der einzelnen T-Signale, daher **Asynchronzähler**.

Synchroner Binärzähler

Dieser Zähler besitzt einen solchen Nachteil nicht, alle Zählstufen erhalten das Original-Eingangssignal als Takt. Daß sie trotzdem nur bei der richtigen Flanke kippen (der 2., 4., 8. usw.), erreicht man durch einen Aufbau aus J-K-Flip-Flops. Nur für $J=K=1$ ist das J-K-Flip-Flop ja ein T-Flip-Flop, dagegen hält es für $J=K=0$ seinen Wert. Macht man also $J=K$ nur dann zu 1, wenn alle Stufen niedrigerer Wertigkeit schon 1 sind, so betätigt nur die dann folgende aktive Flanke des Eingangssignals die so beschaltete Zählstufe. Daß alle niedrigerwertigen Stufen mit dieser Flanke ebenfalls kippen, spielt wegen der endlichen Laufzeit keine Rolle, denn die aktive Flanke ist schon vorbei.

Beispiel: Steht der Zähler in Abb. 10.8 auf 0011, so ist die Stufe 3 wegen $Q_2 = 0$ nicht aktiviert, jedoch die Stufe 2 wegen $Q_1 = Q_0 = 1$, die Stufe 1 wegen $Q_0 = 0$, und die Stufe 0 wegen ihrer Eingangsbeschaltung. Die nächste aktive Flanke führt also zum richtigen Ergebnis 0100, das in allen Stufen gleichzeitig entsteht; ein kurzzeitig falsches Ergebnis 0000 tritt nie auf.

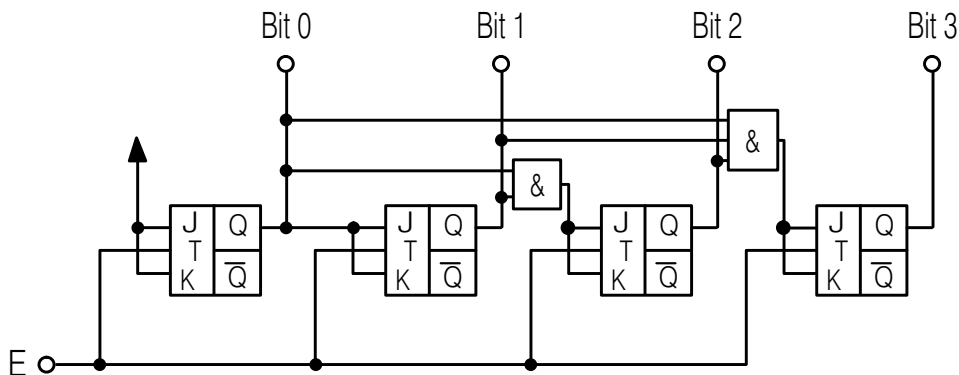


Abbildung 10.8 : Synchroner 4-Bit-Binärzähler

Beim Synchronzähler kann eine von der „natürlichen“ (modulo 2^N) abweichende Zählweise

durch eine andere Beschaltung der einzelnen J - K - Eingänge erreicht werden.

Schieberegister

Kaskadiert man D-Flip-Flops in der Weise, daß $D_i = Q_{i-1}$ ist, so wird bei der allen Flip-Flops gemeinsamen aktiven Taktflanke der Flip-Flop-Inhalt um einen Platz nach rechts geschoben. Das niedrigstwertige Flip-Flop nimmt den Eingang auf, der Inhalt des höchstwertigen geht verloren. Wieder hat die Änderung der Q_i aus Laufzeitgründen keinen Einfluß mehr auf die Übernahme in die nachfolgende Stufe (bei D-Latches wäre dies nicht der Fall!).

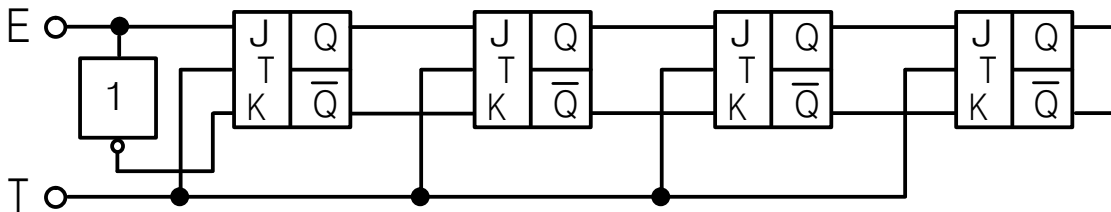


Abbildung 10.9 : Schieberegister aus J-K-Flip-Flops.

Das Schieberegister in Abb. 10.9 ist aus J-K-Flip-Flops aufgebaut. Sie wirken wegen $\bar{K} = J$ wie D-Flip-Flops, was außer bei der 1. Stufe wegen $J = Q$, $K = \bar{Q}$ stets erfüllt ist. Bei der Eingangsstufe gewährleistet dies ein Inverter.

Schieberegister finden vielfältige Verwendung:

1. Wie in Abb. 10.9 gezeichnet als sogenannte **F**irst-**I**n-**F**irst-**O**ut-Zwischenspeicher, als Speicher mit zyklischem Zugriff, wenn man wahlweise den Eingang mit dem Ausgang verbindet („speichern“) oder mit einem neu einzuschreibenden Wert („einschreiben“).
2. Zum „Serialisieren“ parallel anliegender Daten, wenn man das Schieberegister parallel „laden“ kann. Die Taktimpulse bringen dann die einzelnen Bits nacheinander an den Ausgang.
3. Zum umgekehrten Vorgang des „Deserialisierens“.
4. Als Ringzähler.

Eine Spezialanwendung finden Schieberegister, wenn man nicht den Ausgang, sondern eine XOR-Verknüpfung passend ausgewählter Bits des momentanen Inhalts auf den Eingang

zurückführt. Dann durchläuft der Inhalt des Schieberegisters Werte, deren Folge „zufällig“ erscheint (**Pseudo-Zufallszahlen**). Im allgemeinen zerfallen diese aufeinanderfolgenden Sequenzen in mehrere Zyklen, und je nach Anfangswert gelangt man in einen von ihnen. Es gibt jedoch stets eine Beschaltung (z.B. Abb. 10.10), bei der nur 2 Zyklen auftreten: ein trivialer, bei dem sich ein Inhalt stets wiederholt (entweder 0000 oder 1111), und ein zweiter, der alle anderen $2^N - 1$ Werte enthält. Die zugehörige Theorie ist jedoch schwierig (Zahlentheorie).

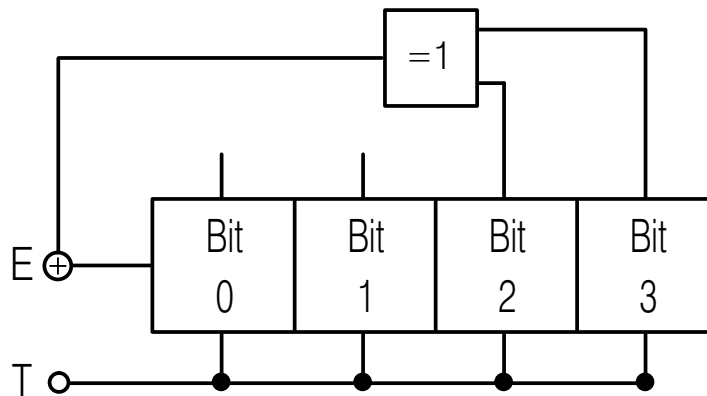


Abbildung 10.10 : Pseudozufallszahlengenerator

G 11. Umwandler zwischen analogen und digitalen Signalen

Digital-Analog-Wandler

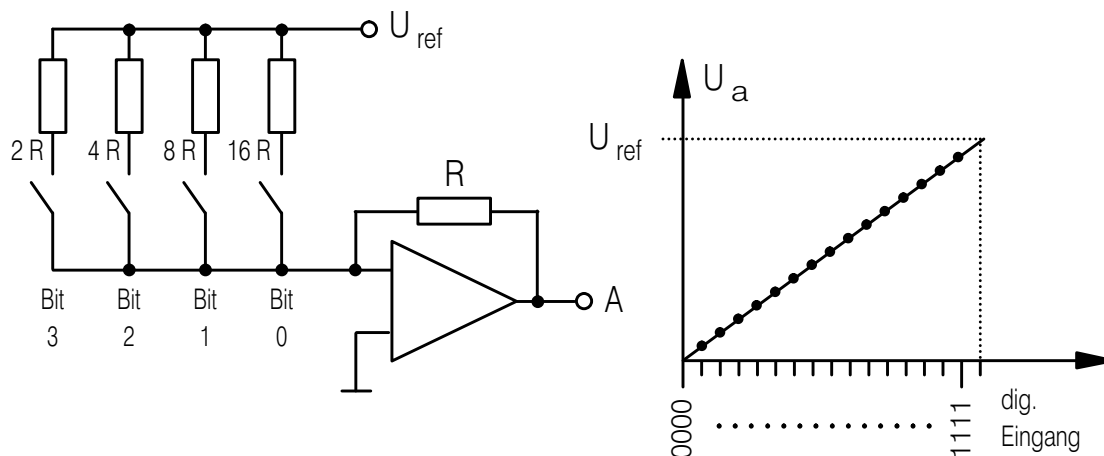


Abbildung 11.1 : Einfacher DA-Wandler und seine Übertragungsfunktion

Moderne DA-Wandler arbeiten nach dem in Abb. 11.1 gezeichneten Prinzip:

Ein Umkehraddierer addiert eine Spannung U_{Ref} mit binär abgestuften Verstärkungsfaktoren $1/2$, $1/4$, $1/8$, $1/16$... dann zur Ausgangsspannung, wenn das der Wertigkeit entsprechende Bit gesetzt ist (zugehöriger Schalter geschlossen). Sind z. B. alle Schalter offen (Code 0000), ist $U_A = 0$. Dagegen ergibt der Code 0001 die Spannung $U_A = -U_{\text{Ref}}/16$, denn es fließt (siehe Umkehraddierer, „virtuelle Masse“, etc.) in den Summationsknoten der Strom $U_{\text{Ref}}/(16 \cdot R)$, der am Gegenkopplungswiderstand R den Spannungsabfall $U_{\text{Ref}}/16$ hervorruft. Entsprechend erhält man für 0100 die Spannung $U_A = -U_{\text{Ref}}/4 = -U_{\text{Ref}} \cdot 4/16$. Allgemein gilt für einen N -Bit-DA-Wandler mit Widerstand R im Gegenkopplungsweg, $2R$, $4R$... $2^N R$ als Vorwiderstände

$$U_A = -\frac{U_{\text{Ref}}}{2^N} \cdot \sum_{i=0}^{N-1} 2^i \cdot \text{Bit } i .$$

Trägt man U_A gegen den digitalen Eingang (Schalterstellung) auf, so ergeben sich im Idealfall Punkte, die auf einer Ursprungsgeraden liegen. Man beachte, daß die Maximalspannung $-U_{\text{Ref}} \cdot (2^N - 1)/2^N$ ist und daß sich benachbarte Punkte um $\Delta U_A = U_{\text{Ref}}/2^N$ unterscheiden!

Eine Abweichung von dieser idealen Kennlinie kann an zwei Punkten einfach korrigiert werden: Der Nullpunkt (Code 0000) läßt sich durch Addition einer zusätzlichen variablen Spannung einstellen, danach kann man den richtigen Maximalwert (Code 1111, $U_A = -U_{\text{Ref}} \cdot (2^N - 1)/2^N$) über die Verstärkung einstellen (nicht umgekehrt!). Alle dazwischenliegenden Punkte können (je nach Qualität des Netzwerks der Bewertungswiderstände) jedoch mehr oder weniger von der Idealgeraden abweichen. Ein Maß dafür ist die maximale Abweichung der wirklichen Stufenhöhe $\Delta U_A = U_i - U_{i-1}$ vom Sollwert $U_{\text{Ref}}/2^N$, die sogenannte **differentielle Nichtlinearität**

$$\delta = \max | U_i - U_{i-1} - U_{\text{Ref}}/2^N | .$$

Ist $\delta > U_{\text{Ref}}/2^N$, so ist an mindestens einer Stelle $-U_A$ für einen digital größeren Wert kleiner, der Wandler ist **nichtmonoton**. Die Qualität „Monotonie“ ist für hochauflösende Wandler (N groß) schwer zu erfüllen, daher wird aus technologischen Gründen das Bewertungsnetzwerk anders als in Abb. 11.1 ausgeführt. Das Grundprinzip der Summation digital gewichteter Ströme bleibt jedoch bestehen. Natürlich ist durch Variation des Gegenkopplungswiderstands der Verstärkungsfaktor $U_{\text{Amax}}/U_{\text{Ref}}$ einstellbar.

Analog-Digital-Wandler

AD-Wandler lassen sich leicht aus DA-Wandlern aufbauen. Hierbei werden nacheinander verschiedene Digitalcodes an den DA-Wandler angelegt. Ein Komparator vergleicht dessen Ausgangsspannung mit der zu wandelnden Eingangsspannung und sorgt dafür, daß die Sequenz der Digitalcodes dann endet, wenn der DA-Ausgang der Eingangsspannung „am nächsten“ gekommen ist. Welche Sequenz von Digitalcodes man verwendet, hängt von der gewählten Strategie ab.

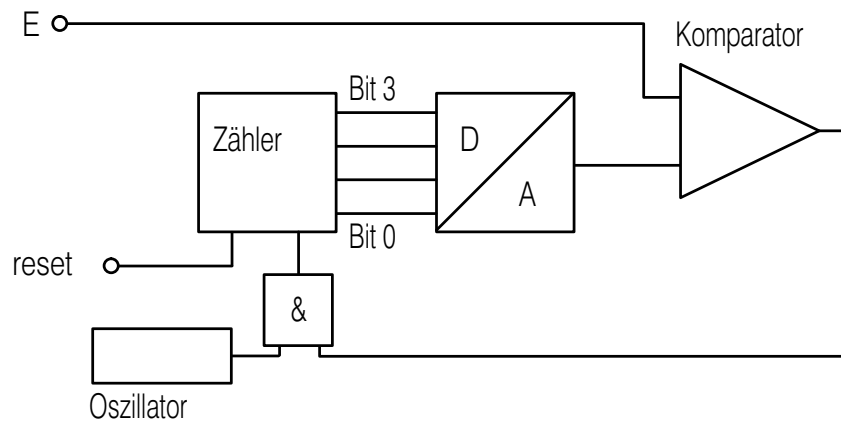


Abbildung 11.2 : Einfacher DA-Wandler mit der Strategie „ein Niveau/Takt“.

Die Schaltung in Abb. 11.2 beruht auf einer einfachen Strategie: Der Komparator liefert solange eine logische 1, wie $U_E > U_{DA}$ ist. Dann erreichen die Pulse des Oszillators den Takteingang des Zählers. Beim ersten Digitalwert, für den $U_{DA} > U_E$ ist, trennt der Komparatorausgang den Takteingang des Zählers ab, der Zähler bleibt auf diesem Wert stehen. Eine neue Wandlung wird durch Rücksetzen des Zählers eingeleitet. Der so entstandene AD-Wandler besitzt noch einen Nachteil: er „rundet stets auf“. Dies läßt sich jedoch durch eine Verlagerung des DA-Nullpunktes um eine halbe Spannungsstufe beheben. Seine Genauigkeit ist nur von Auflösung und Linearität des verwendeten DA-Wandlers abhängig, ist dieser nicht-monoton, so sieht man leicht, daß der zur Nichtmonotonie gehörige Digitalcode nie als AD-Ergebnis auftreten kann (bei einer zwischenzeitlich abnehmenden DA-Spannung schaltet der Komparator nie um!), man spricht dann von **missing codes**.

Die für eine Schaltung nach Abb. 11.2 nötige Wandlungszeit ist nicht die optimalste: man muß im Extremfalle 2^N Taktimpulse abwarten, da man je Takt nur ein DA-Niveau vergleicht. Eine bessere Strategie ergibt dagegen einen gültigen Bitwert je Takt: man setzt zunächst das höchstwertige Bit; ist $U_E > U_{DA}$, so bleibt es gesetzt, sonst wird es wieder gelöscht. Danach verfährt man mit dem Bit an zweithöchster Stelle ebenso usw. . Für eine Wandlung nach dieser Strategie der **sukzessiven Approximation** braucht man nur N Takte gegenüber den 2^N in Abb. 11.2. Für noch größere Wandlungsraten (1 Wert je Takt) muß man die Eingangsspannung simultan mit einem „Maßstab“ von 2^N linear abgestuften Referenzspannungen vergleichen. Die dazu nötigen 2^N Komparatoren machen solche Wandler aber groß und teuer.

AD-Wandler ohne eingebetteten DA-Wandler

Zähler und DA-Wandler von Abb. 11.2 erzeugen bis zum Erreichen von U_E eine Treppenfunktion. Ersetzt man sie durch eine glatte Sägezahnfunktion, so erfüllt die Schaltung auch ihren Zweck. Man kann also in Abb. 11.2 den DA-Wandler durch einen analogen Sägezahn-generator ersetzen, dessen Rampe mit dem Freigeben der Reset-Leitung gestartet wird. Eine genauere Analyse zeigt, daß man jetzt U_E in eine Zeit umwandelt, die mit Hilfe des Zählers gemessen wird. Als Nachteil zeigt sich jedoch, daß der Eichfaktor für die U/T -Wandlung von der Anstiegsrate des Sägezahns, also einem RC-Glied abhängt. RC-Glieder können nur schwer mit einer hohen Langzeitkonstanz und Temperaturunempfindlichkeit hergestellt werden. Die in die T-Messung eingehende Oszillatorfrequenz muß ebenfalls stabil sein, was billige Oszillatoren ausschließt.

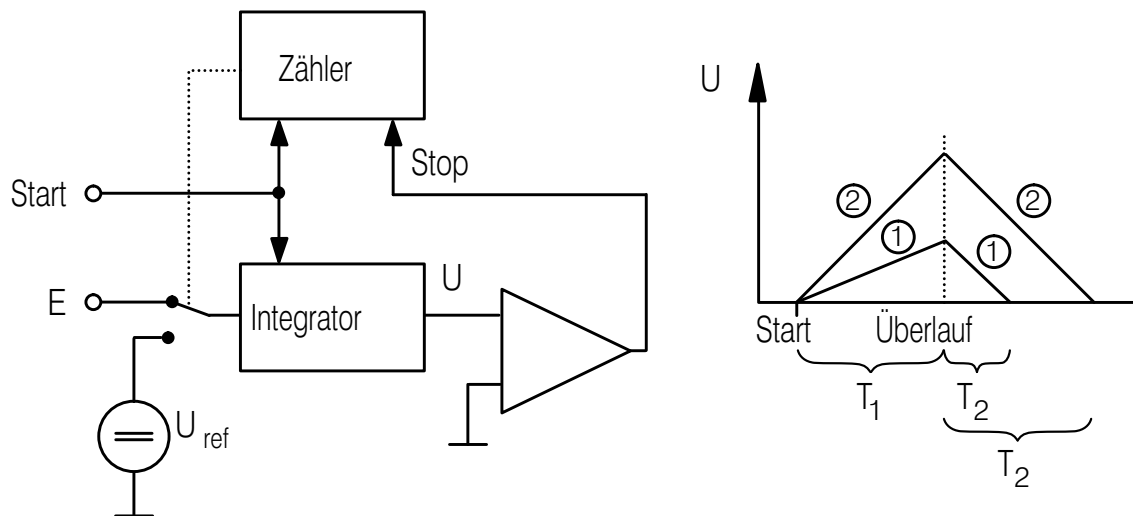


Abbildung 11.3: Zwei-Rampen-AD-Wandler und integrierte Spannung für eine kleinere (1) und eine größere (2) Eingangsspannung.

Ein **Zwei-Rampen-Verfahren** vermeidet diese Nachteile. Abb. 11.3 zeigt das Prinzip: Zum Zeitpunkt des Wandlungsbeginns wird gleichzeitig ein Zähler und ein Integrator gestartet. Letzterer integriert die Eingangsspannung U_E solange, bis der Zählerstand wieder 0000 erreicht hat. Der hierbei im vordersten Zählerbit entstehende Übergang $1 \rightarrow 0$ (Überlaufanzeige) schaltet den Integrator von U_E auf eine feste Referenzspannung umgekehrter Polarität um. Dadurch wird die integrierte Spannung vermindert und erreicht schließlich wieder 0. In diesem Moment schaltet ein Komparator den Zähler ab. Der Zähler hat also die für die-

se zweite Integration nötige Zeitdauer gemessen. Die beiden Integrationszeiten stehen im umgekehrten Verhältnis wie die beiden Spannungen, es ist also $U_E \cdot T_1 = U_{\text{Ref}} \cdot T_2$ oder

$$U_E = U_{\text{Ref}} \cdot (T_2/T_1).$$

T_1 bezieht sich dabei auf einen vollen Zählerumlauf. Nimmt man z. B. einen 4-stelligen Dezimalzähler (Zählbereich 0000...9999) und $U_{\text{Ref}} = 10 \text{ V}$, so kann das abgelesene Ergebnis direkt in mV interpretiert werden. Der Hauptvorteil des Zweirampen-Verfahrens beruht auf der Verhältnismessung: nur für die Dauer eines Meßzyklus müssen Integratorzeitkonstante und Oszillator genügend stabil bleiben, was sich leicht erreichen läßt. Alle Digitalmultimeter arbeiten nach diesem Prinzip, es erlaubt allerdings keine schnellen Meßfolgen (1...3 Werte/s).