

Kennlinien

Einführung

Bei einem konstanten stromunabhängigen Widerstand ist der Strom proportional zur angelegten Spannung U . Dies gilt nicht mehr, wenn der Widerstand infolge von Temperaturänderungen durch den Strom zunimmt (Kaltleiter) oder abnimmt (Heißleiter) oder von der Stromrichtung abhängt. Die I - U -Kennlinie ist dann gekrümmt. Bei Gasentladungsstrecken ergibt sich ebenfalls ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen I und U .

1 Leitfähigkeit von Metallen

Für Metalldrähte hängt der elektrische Widerstand R zum einen vom Material und zum anderen von der Drahtgeometrie ab. Er ist proportional zur Länge l und umgekehrt proportional zur Querschnittsfläche A . Die Materialabhängigkeit wird beschrieben durch den spezifischen elektrischen Widerstand ϱ und es gilt

$$R = \varrho \frac{l}{A} \quad (1)$$

Die Kehrwerte

$$G = \frac{1}{R} \quad \text{und} \quad \sigma = \frac{1}{\varrho} \quad (2)$$

werden als elektrischer Leitwert bzw. elektrische Leitfähigkeit bezeichnet.

Die elektrische Leitfähigkeit von Metallen beruht darauf, dass die Elektronen nicht an einzelne Atome gebunden sind, sondern sich frei im Metallgitter bewegen können (Elektronengas). Da die Rumpfkernionen aber nicht ruhen, sondern um ihre Ruhelage schwingen, treten Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Gitter auf, die den Stromtransport behindern und so zum elektrischen Widerstand führen. Die Schwingungen und damit der Widerstand sind temperaturabhängig.

Für genügend kleine Temperaturintervalle (für Metalle i.A. von 0°C bis 100°C) kann man in guter Näherung einen linearen Zusammenhang zwischen spezifischem Widerstand und Temperatur annehmen:

$$\varrho = \varrho_0[1 + \alpha(T - T_0)] \quad (3)$$

wobei ϱ_0 der spezifische Widerstand bei der Temperatur T_0 ist (meist 0°C oder 20°C). Die Größe

$$\alpha = \frac{1}{\varrho_0} \frac{\Delta\varrho}{\Delta T} \quad (4)$$

bezeichnet man als mittleren Temperaturkoeffizienten des spezifischen Widerstandes im beobachteten Temperaturintervall. Sie ist für Metalle positiv.

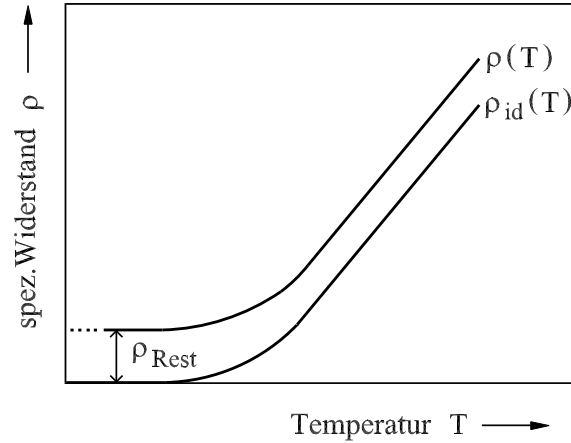


Abbildung 1: Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes von Metallen

Nach der Matthiessenschen Regel lässt sich der Widerstand von Metallen in einen temperaturabhängigen Anteil $\varrho_{id}(T)$ und einen temperaturunabhängigen Anteil ϱ_{Rest} zerlegen (sh. Abb. 1):

$$\varrho(T) = \varrho_{id}(T) + \varrho_{Rest} \quad (5)$$

Die Ursache für ϱ_{Rest} sind Verunreinigungen des Materials (z.B. Legierungszusätze) und Baufehler des Kristallgitters. Bei Raumtemperatur ist in nicht stark verunreinigten Materialien $\varrho_{id}(T) \gg \varrho_{Rest}$. Bei der Temperatur des flüssigen Heliums dagegen ist $\varrho_{Rest} \gg \varrho_{id}(T)$ und damit $\varrho \simeq \varrho_{Rest}$.

Durch Verunreinigungen eines Metalles wird der Temperaturkoeffizient verkleinert. Nimmt man für das reine Metall den Temperaturkoeffizienten α_{id} an, dann gilt für ϱ_{id}

$$\varrho_{id} = \varrho_{0,id} [1 + \alpha_{id}(T - T_0)] \quad (6)$$

Entsprechend gilt für den spezifischen Widerstand eines verunreinigten Metalls mit dem Temperaturkoeffizienten α

$$\varrho(T) = [\varrho_{0,id} + \varrho_{Rest}] [1 + \alpha(T - T_0)] \quad (7)$$

Auflösen nach α unter Beachtung von (6) ergibt:

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{1}{\varrho_{0,id} + \varrho_{Rest}} \frac{\varrho_{id}(T) - \varrho_{0,id}}{T - T_0} \\ &= \frac{1}{1 + \frac{\varrho_{Rest}}{\varrho_{0,id}}} \alpha_{id} \\ &< \alpha_{id}\end{aligned}\tag{8}$$

Man kann also aus geeigneten Legierungen Widerstände mit sehr geringen Temperaturkoeffizienten herstellen, wenn man dafür sorgt, dass ϱ_{Rest} einen großen Wert annimmt. Solche Legierungen werden für Präzisionswiderstände und Widerstandsnormale verwendet.

Messbar ist immer nur der Widerstand $R = \varrho l/A$, so dass bei einer Bestimmung von ϱ die Ausdehnung des Materials berücksichtigt werden muss. Für reine Metalle liegt der thermische Ausdehnungskoeffizient allerdings um einen Faktor 100 niedriger als der Temperaturkoeffizient des Widerstandes, und deshalb kann die thermische Ausdehnung vernachlässigt werden. Bei Legierungen können die Beiträge aber vergleichbar sein.

2 Halbleiter

Im Gegensatz zu Metallen ist die Dichte der Elektronen im Leitungsband bei Halbleitern sehr stark von Temperatur und Reinheit des Materials abhängig. Da die Dichte der Leitungselektronen mit steigender Temperatur zunimmt, nimmt der Widerstand ab. Dieser Effekt wird in NTC-Widerständen ausgenutzt (NTC: negative temperature coefficient). Er findet Verwendung u.a. als Messfühler zur Messung von Temperaturen.

Durch gezielte Dotierung eines Halbleitermaterials mit einem Element der 3. bzw. der 5. Hauptgruppe erzeugt man p- bzw. n-leitendes Material. Lässt man einen p- und einen n-Leiter aneinander grenzen, so diffundieren Elektronen aus dem n-Leiter in das angrenzende p-leitende Gebiet. Die Diffusion der Elektronen erzeugt zugleich eine Spannung zwischen p- und n-Leiter, die letztlich einen weiteren Elektronenübergang verhindert. Bei diesem Prozess entsteht eine Raumladungszone im p-n-Übergangsbereich, da an den fünfwertigen Atomrümpfen jeweils eine positive Ladung zurückbleibt während an den dreiwertigen Atomen eine negative Ladung stabilisiert wird. In dieser Raumladungszone befinden sich wesentlich weniger freie Ladungsträger als im übrigen Halbleiter, so dass die Leitfähigkeit insgesamt stark abnimmt.

Durch eine angelegte äußere Spannung kann die Raumladungszone beeinflusst werden. Legt man den positiven Pol an den n-Leiter an, vergrößert sich die Raumladungszone, und die Leitfähigkeit bleibt sehr niedrig (Sperrspannung). Bei umgekehrter Polarität ist die äußere Spannung der inneren Spannung entgegengesetzt, und es werden Ladungsträger in das Verar-

mungsgebiet getrieben. Der Widerstand sinkt (Durchlassspannung). Dieses als Diode bezeichnete Bauelement hat also eine unipolare Leitfähigkeit.

Die Sperrspannung der Diode hat allerdings eine obere Grenze, die Durchbruchspannung, bei der die Sperrschicht ihre Wirkung völlig verliert. Hierfür gibt es zwei Mechanismen:

1. Lawinendurchbruch (Avalanchedurchbruch): Bei hinreichend hoher Feldstärke können einzelne Elektronen innerhalb ihrer freien Weglänge Gitteratome ionisieren (Stossionisation), also Elektron-Loch-Paare erzeugen. Das führt zu einem lawinenartigen Anstieg des Stromes, ähnlich dem Zündmechanismus der selbständigen Gasentladung, und im Normalfall zur Zerstörung der Diode.
2. Zenerdurchbruch: Bei Dioden mit hoch dotierten p- und n-Bereichen wird bei hoher angelegter Sperrspannung die Breite der Potentialbarriere zwischen p-leitendem Valenzband und n-leitendem Leitungsband sehr klein. In diesem Fall können durch den quantenmechanischen Tunneleffekt Valenzelektronen ohne Energieverlust in das Leitungsband gelangen. Die im Valenzband dadurch entstehenden Löcher und die in das Leitungsband getunnelten Elektronen bilden den Durchbruchstrom. Diese so genannten Zenerdioden werden z.B. zur Spannungsstabilisierung eingesetzt.

3 Gasentladungen

In der Glimm- und Bogenentladung führt die unterschiedliche Beweglichkeit der positiven und negativen Ladungsträger zum Aufbau von Raumladungen, die die Spannungsverteilung in charakteristischer Weise ändern. Im direkten Zusammenhang damit beobachtet man Lichtemission nur aus bestimmten Regionen der Entladung.

Direkt vor der Kathode liegt der sehr schmale und deshalb kaum zu beobachtende Astonische Dunkelraum. In diesem Bereich haben die Elektronen, die durch auf die Kathode treffende Ionen ausgelöst werden, noch nicht genügend Energie, um Gasteilchen anzuregen. Im daran anschließenden Gebiet können Gasteilchen angeregt werden, und man beobachtet Lichtemission. Der anschließende Hittorfsche Dunkelraum weist daraufhin, dass auf Grund der wachsenden Energie der Elektronen deren Fähigkeit zur Anregung abnimmt und die Ionisierungsfähigkeit ein Maximum erreicht. In diesem Bereich entsteht also eine große Anzahl Ionen und Elektronen. Die viel geringere Masse der Elektronen führt dazu, dass sie wesentlich schneller fortgeführt werden und deshalb eine starke positive Raumladung zurückbleibt, so dass der größte Teil der zwischen Kathode und Anode anliegenden Spannung diesem Bereich abfällt. Man nennt dies den Fallraum und den Spannungsabfall den Kathodenfall.

Da die Feldstärke im angrenzenden Gebiet gering ist, werden die Elektronen kaum noch beschleunigt. Sie verlieren deshalb durch Stöße ihre Energie und man beobachtet ein negatives Glimmlicht. Der daran anschließende Dunkelraum heißt Faradayscher Dunkelraum. Daran schließt die positive Säule an, in der Ionen und Elektronen in gleicher Anzahl vorhanden sind. Das Feld ist hier konstant und liefert die Energie für die Erzeugung von weiteren Ladungsträgern durch Stossionisation. Je nach Druck im Entladungsraum und anliegender Spannung kann die positive Säule noch geschichtet sein. Kurz vor der Anode findet man einen weiteren Potentialanstieg, der als Anodenfall bezeichnet wird.

Um eine Glimmentladung zwischen zwei ausgedehnten, ebenen Elektroden in Gang zu bringen, bedarf es einer Zündspannung U , deren Betrag nur vom Produkt aus Druck und Elektrodenabstand abhängt. Die Löschspannung, die zur Aufrechterhaltung einer Glimmentladung nötig ist, liegt im allgemeinen erheblich niedriger als die Zündspannung (warum?).