

Dielektrische Erwärmung durch Mikrowellenenergie

Im Gegensatz zur konvektiven Erwärmung mit Dampf und Heißluft oder zur Strahlungserwärmung wird die Wärme bei der dielektrischen Erwärmung im Gut selbst erzeugt. Die Umwandlung elektrischer Energie in Wärme geschieht durch dielektrische Verluste des elektrisch nicht leitenden Stoffes, der im Allgemeinen auch ein schlechter thermischer Leiter ist. Bei konvektiver Erwärmung von Stoffen mit schlechter Wärmeleitfähigkeit muß die Oberfläche auf hohe Temperaturen gebracht werden, damit der Temperaturgradient, d.h. der Wärmetransport, möglichst groß ist und für eine rasche Erwärmung des Stoffes sorgt.

Das dielektrische Verhalten

Die dielektrische Erwärmung beruht auf der Wechselwirkung polarer Gruppen von Molekülen nichtleitender Stoffe mit dem elektrischen Wechselfeld der elektromagnetischen Schwingung. Die atomaren Ladungsträger fester und flüssiger Stoffe können sich bei Einwirkung des elektrischen Feldes E nicht bewegen, sondern lassen sich lediglich aus ihrer ursprünglichen Lage verschieben. Die ausgeübte Kraft ist der elektrischen Feldstärke proportional, und es entstehen durch die Auslenkung an den Endflächen negative oder positive Oberflächenladungen. Diese Erscheinung wird als Polarisation P bezeichnet, die mit dem elektrischen Feld durch die Beziehung

$$P = (\epsilon_r' - 1)\epsilon_0 E = D - \epsilon_0 E \quad (1a)$$

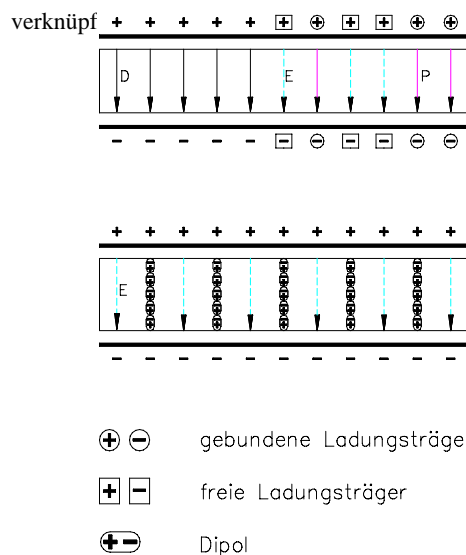


Bild 1. Dielektrische Polarisation eines nichtleitenden Stoffes in einem Kondensator

E elektrischer Feldvektor
 P Polarisationsvektor
 D dielektrischer Verschiebungsvektor

Die dielektrische Verschiebung D und das elektrische Feld E sind phasengleich. Diese Übereinstimmung verschwindet in einem elektrischen Wechselfeld. Die reelle Dielektrizitätskonstante geht in eine komplexe Größe

$$\epsilon_r^* = \epsilon_r' - j\epsilon_r'' \quad (1b)$$

über, womit die im Dielektrikum auftretende Verluste erfaßt werden. Aus dieser Beziehung läßt sich der Verlustfaktor $\tan\delta = \epsilon_r''/\epsilon_r'$ ableiten. ϵ_r' und ϵ_r'' sind im Allgemeinen frequenz- und temperaturabhängig.

ϵ_r'' durchläuft innerhalb eines bestimmten Frequenzbereiches ein Maximum, das verschieden stark ausgeprägt ist. ϵ_r' nimmt gleichzeitig um den Betrag $\Delta\epsilon_r'$ monoton ab (**Bild 2**).

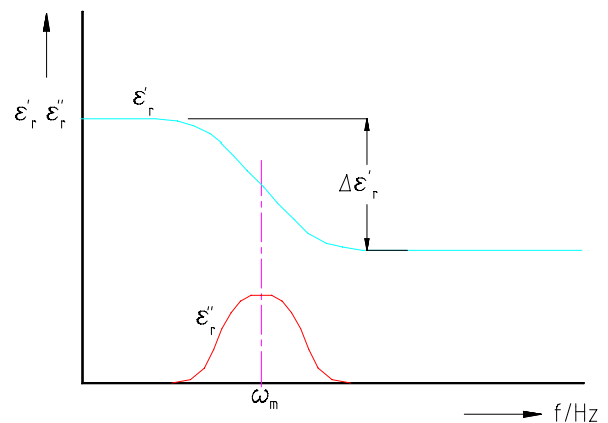


Bild 2. Relativer Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätskonstanten ϵ_r in Abhängigkeit von der Kreisfrequenz elektromagnetischer Schwingungen (ϵ_r' -Sprung des Realteils in der Umgebung der Eigenfrequenz ω_m).

Von dem atomaren und molekularen Aufbau des jeweiligen Stoffes hängt es ab, in welchem Frequenzbereich das Maximum von ϵ_r'' liegt und wie ausgeprägt es ist. Dabei besteht ein unmittelbarer Zusammenhang mit der Art der Polarisation. In einem Atom, dessen Kern von negativen Elektronen umkreist wird und das nach außen hin neutral ist, wird das Elektron von einem äußeren elektrischen Wechselfeld aus seiner ursprünglichen Bahn gelenkt und ein entgegengesetzt gerichtetes Dipolmoment μ induziert (**Bild 3a**). Die Art der Polarisation wird als optische oder Elektronen-Polarisation bezeichnet.

Die Resonanzfrequenzen liegen gewöhnlich im ultravioletten und optischen Bereich der elektromagnetischen Schwingungen.

Eine andersartige Polarisation ist an Molekülgruppen mit zwei verschiedenen Atomen zu beobachten, die sich zu einem Molekül (Ion) zusammengeschlossen haben, jedoch nach außen als Ganzes keine Polarisation zeigen, weil der Schwerpunkt der positiven und negativen Ladungen zusammenfallen, wie z.B. das Ionengitter des Steinsalzes. Jedes Ionenpaar ist ein polares Molekül, weil der Schwerpunkt der Ladungen nicht zusammenfällt. Durch die elektrostatischen Gitterkräfte der benachbarten

Ionenpaare ist das einzelne Ion nicht frei beweglich, so daß der Dipol keine Drehung vollführen kann. Bei einem äußeren elektrischen Feld werden die Atome aus ihrer starren Gleichgewichtslage verschoben (**Bild 3b**). Wechselwirkungen dieser Art treten im infraroten Bereich elektromagnetischer Schwingungen auf. Außerdem gibt es eine Gruppe von Molekülen, die natürlich polare Gebilde darstellen und deshalb Dipolmoleküle oder polare Moleküle genannt werden. Der Schwerpunkt der Ladungen fällt nicht mehr zusammen, sondern ist um die Strecke l voneinander getrennt. Für ein H_2O - oder NH_3 -Molekül in **Bild 3c** gibt es zwei Gleichgewichtslagen A und B, die durch eine Potentialschwelle voneinander getrennt sind. Das elektrische Wechselfeld bewirkt eine Änderung der Übergangswahrscheinlichkeit. Diese Form der Polarisation, als dipolare Polarisation bezeichnet, tritt im Hochfrequenz - und Mikrowellenbereich elektromagnetischer Schwingungen auf. Die Frequenzabhängigkeit über das gesamte Spektrum wird in **Bild4** gezeigt.

Um das Wesen der elektromagnetischen Erscheinung, die sich am besten als Wellenerscheinung erklären läßt, quantitativ beurteilen zu können, muß man die Maxwell'schen Gleichungen auf ein freies Dielektrikum anwenden. Dazu betrachtet man ein Gebiet mit dem Volumen V und der Oberfläche F , in dem die

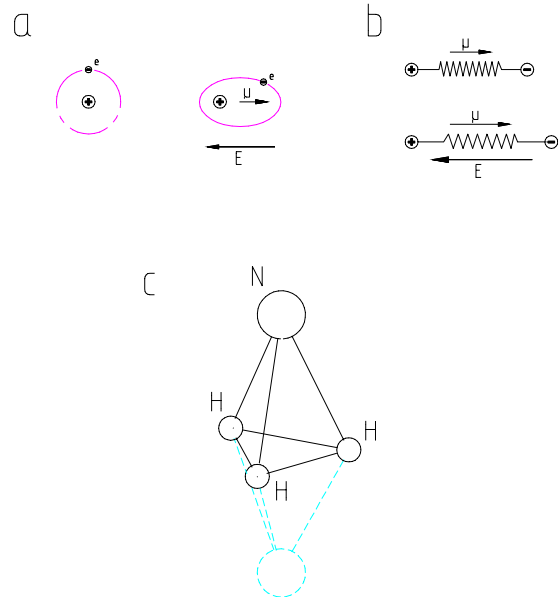


Bild 3a. Induziertes Dipolmoment μ an einem Atom.
 ϵ Ladung des Elektrons
 μ Dipolmoment
Bild 3b. Induziertes Dipolmoment μ an einem Ion.
Bild 3c. Polares NH_3 -Molekül mit zwei Gleichgewichtslagen A und B.

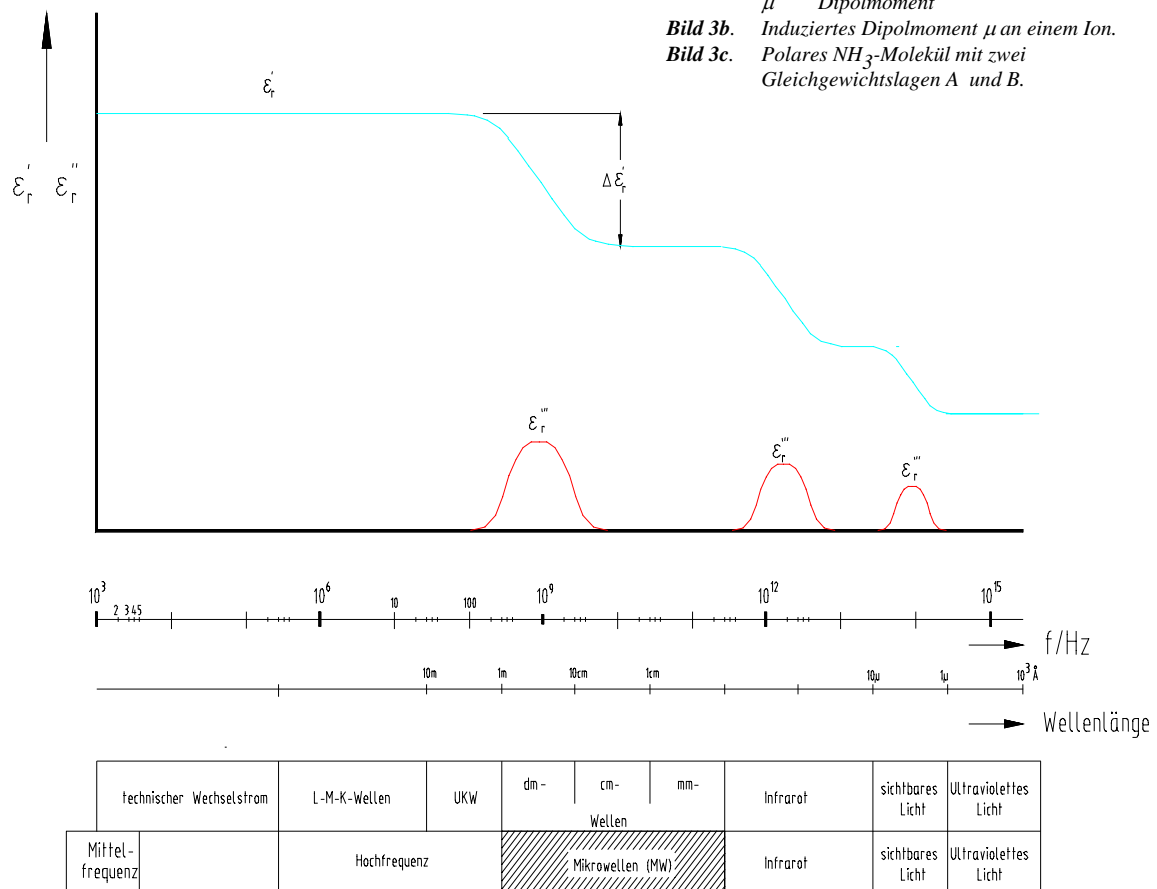


Bild 4. Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätskonstanten in Abhängigkeit von der Frequenz elektromagnetischer Schwingungen

Die Dielektrizitätskonstante ε und Permeabilität μ sind Funktionen des Ortes aber nicht der Zeit. Das elektromagnetische Verhalten des Gebietes wird durch die Maxwell'schen Gleichungen beschrieben.

$$\nabla \mathbf{D} = 0 \quad (2)$$

$$\nabla \mathbf{B} = 0 \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0\mu_r\mathbf{H} \quad (4)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = (\kappa + \omega\varepsilon_0\varepsilon)\mathbf{E} \quad (5)$$

Dabei werden sinusförmige zeitliche Änderungen angenommen. In einem Dielektrikum mit endlicher Leitfähigkeit kann man die Verschiebungsströme nicht mehr wie in einem guten Leiter vernachlässigen, weil sie im Allgemeinen wesentlich höher als die Leitungsströme sind, wenn das Material als Dielektrikum brauchbar sein soll. Will man etwas über die auftretenden Verluste erfahren, darf man die Leitungsströme nicht vernachlässigen. Es erscheint deshalb notwendig, sowohl die Leitfähigkeit κ als auch die Dielektrizitätskonstante ε_r' anzugeben. Dies erreicht man durch die Umformung der Gleichung (5) in

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\varepsilon_r'\varepsilon_0(1 + \kappa/\omega\varepsilon_r'\varepsilon_0)\mathbf{E} = j\omega\varepsilon^*\mathbf{E} \quad (6)$$

mit

$$\varepsilon^* = \varepsilon_0\varepsilon_r'(1 + \kappa/\omega\varepsilon_r'\varepsilon_0) \quad (7)$$

Durch mehrere Vektoroperationen und Umformung des Volumenintegrals von $\nabla(\mathbf{E} \times \mathbf{H})$ in einen Flächenintegral nach dem Gauß'schen Satz erhält man

$$\int_V \nabla(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dV = -j\omega \int_V \mu(\mathbf{H}\mathbf{H}^*) dV + j\omega \int_V \varepsilon^*(\mathbf{E}\mathbf{E}^*) dV \quad (8)$$

Durch Einsetzen von (6) in das zweite Integral lassen sich die Wirkverluste berechnen, d.h. die in der Zeiteinheit in Wärme umgesetzte Energie. Der übrigbleibende Energiebetrag muß von außen zugeführt werden. Somit ergibt das auf der linken Seite stehende Glied die je Zeiteinheit in das Volumen einströmende Energie.

$$\mathbf{W} = \int_V (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dV = \int_V \mathbf{S} dV \quad (9)$$

\mathbf{S} wird als Strahlenvektor oder Poyntingscher Vektor bezeichnet, der Richtung und Betrag des Energiestromes in einem Raumpunkt angibt. Die Wirkverluste betragen

$$\mathbf{P} = \kappa \int_V (\mathbf{E}\mathbf{E}^*) dV. \quad (10)$$

Aus messtechnischen Gründen und weil sich die Eigenschaften mit der Frequenz ändern, zieht man es jedoch vor, die Eigenschaften eines Dielektrikums durch zwei Größen ε_r' und ε_r'' nach (Gl.1) auszudrücken. Aus Gl.(1) und (7) erhält man

$$\kappa = \omega\varepsilon_0\varepsilon_r'' = \omega\varepsilon_0\varepsilon_r' \tan\delta \quad (11)$$

und (10) geht über in

$$\mathbf{P}_{\text{verl}} = \omega\varepsilon_0\varepsilon_r'' \int_V |\mathbf{E}|^2 dV. \quad (12)$$

Wenn man in dem Volumen ein annähernd homogenes elektrisches Feld voraussetzt, erhält man die bekannte Beziehung

$$\mathbf{P}_{\text{verl}} = \omega\varepsilon_0\varepsilon_r'' \mathbf{E}^2 = 2\pi f \mathbf{E}^2 \varepsilon_0 \varepsilon_r' \tan\delta \quad (13)$$

$$\mathbf{P}_{\text{verl}} = 0,556 \cdot 10^{-12} \varepsilon_r'' \mathbf{E}^2 \times f \quad (14)$$

Gl.(11) und (12) haben Gültigkeit im gesamten Spektralbereich elektromagnetischer Schwingungen. Dabei muß stets die Frequenz- und Temperaturabhängigkeit von ε_r' und ε_r'' beachtet werden. Beim Eindringen in ein verlustbehaftetes Dielektrikum wird die Welle gedämpft, und die Leistung geht nach der Strecke x um

$$\Delta \mathbf{P} = \mathbf{P}_0(1 - e^{-2\alpha x}), \quad (15)$$

zurück, wobei α als Dämpfungskonstante bezeichnet wird.

$$\alpha = \omega \sqrt{\mu'\varepsilon'/2(\sqrt{1 + \kappa/\omega^2\varepsilon^2} - 1)} \quad (16)$$

$$= \omega \sqrt{\mu'\varepsilon'/2(\sqrt{1 + \tan\delta} - 1)}$$

Für kleinere Werte von $\tan\delta$ geht α in

$$\alpha \approx \pi\varepsilon_r''/\lambda_\varepsilon\varepsilon_r' \quad (17)$$

über.

Als Eindringtiefe θ wird die Strecke bezeichnet, nach der die Leistung P_0 auf $1/e$ abgefallen ist.

$$\theta \approx 1/2\alpha = \lambda_\varepsilon\varepsilon_r'/2\pi\varepsilon_r'' = \lambda_0\sqrt{\varepsilon_r'}/2\pi\varepsilon_r'' = \lambda_0/2\pi\sqrt{\varepsilon_r'} \tan\delta \quad (18)$$

θ nimmt mit wachsender Frequenz f und Dielektrizitätskonstante ε_r' sowie zunehmenden Verlusten zu. In einem Mischdielektrikum werden die Vorgänge sehr vielfältig, so daß letztlich der Versuch über die tatsächlich vorliegende Eindringtiefe entscheidet. Hinzu kommen die Einflüsse durch die Leitungseigenschaften der Stoffe, die z. B. bei einem geschichteten Dielektrikum besonders augenfällig sind (Bild 5). An der Oberfläche wird ein Teil der einfallenden Wellen reflektiert, wenn der Wellenwiderstand der Luft nicht mit dem des

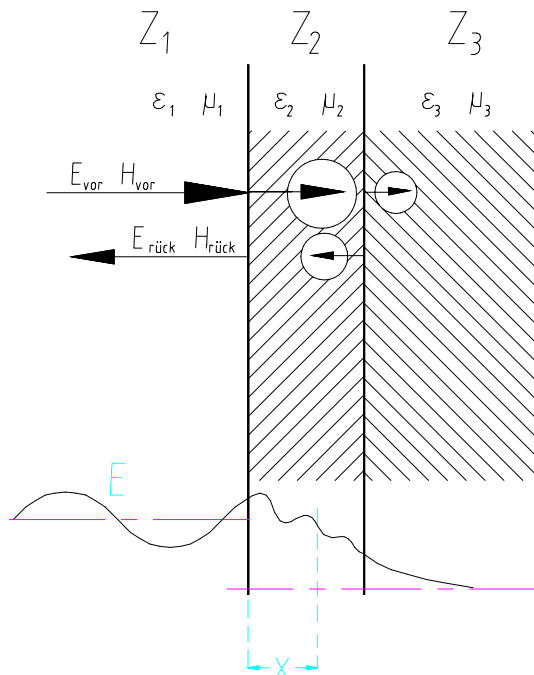


Bild 5. Fortpflanzung einer elektromagnetischen Welle in einem geschichteten Dielektrikum. Unten: Verlauf des elektrischen Feldes.

Dielektrikums übereinstimmt. Das gleiche geschieht an der Grenzschicht der Dielektrika I und II, wenn ihre Wellenwiderstände voneinander abweichen. Es kommt an dieser Grenzfläche ebenfalls zu Reflexionen. Die reflektierte Welle überlagert sich im Dielektrikum I der fortschreitenden Welle, und es bildet sich in dieser Schicht ein stehendes Wellenfeld mit Maxima und Minima aus, das eine ungleichmäßige Temperaturverteilung hervorruft. Im allgemeinen ändern sich mit dem Temperaturanstieg auch die Stoffkonstanten, so daß keine solche ausgeprägte Temperaturverteilung auftritt, sondern sich Maxima und Minima verwischen (**Bild 6**). Der Abfall der Wellenenergie mit zunehmender Eindringtiefe hängt dabei vom Verlustfaktor ϵ_r'' ab.

** auszugsweise und in leicht geänderter Fassung aus einem Vortrag anlässlich der .Internationalen Elektrowärme-kongresses 1963 in Wiesbaden*

HAP/re

Schwanewede 6/97 (geändert 1/04 pap)

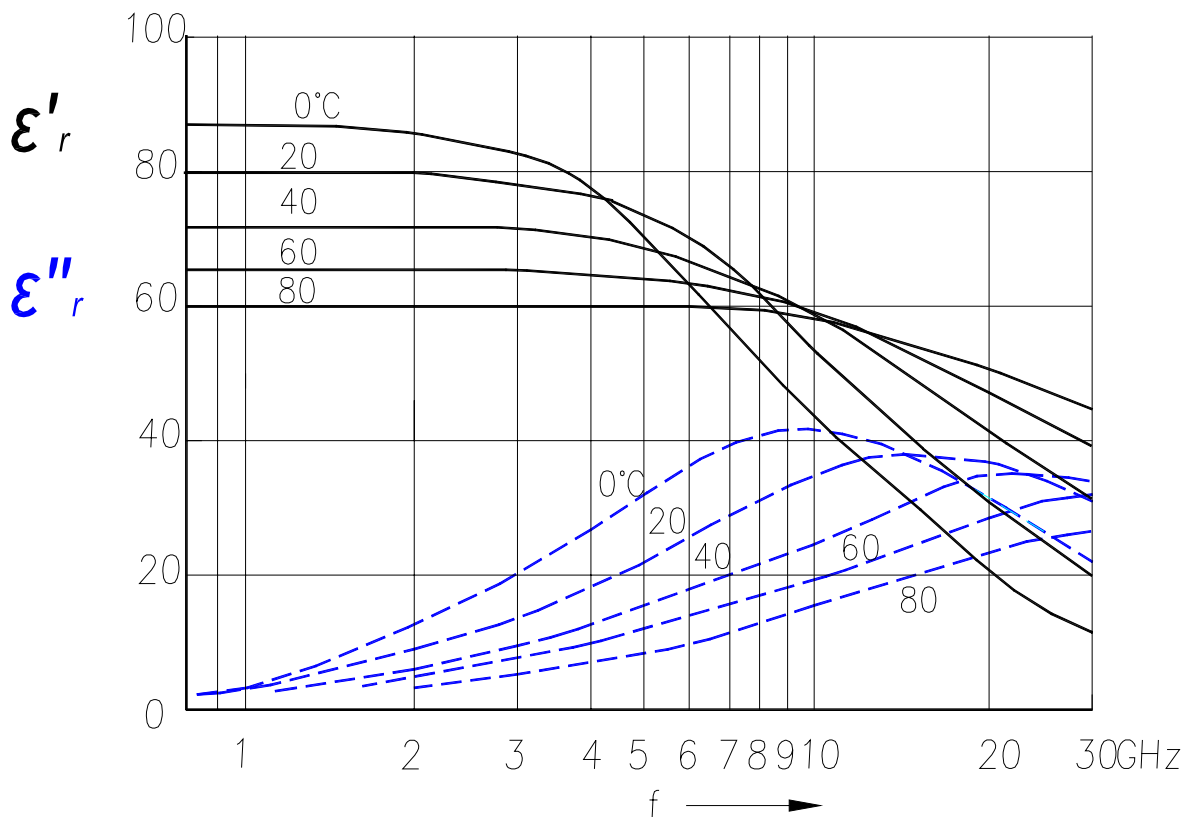


Bild 6. Frequenzabhängigkeit von ϵ_r' und ϵ_r'' von Wasser in Abhängigkeit der Temperatur.