

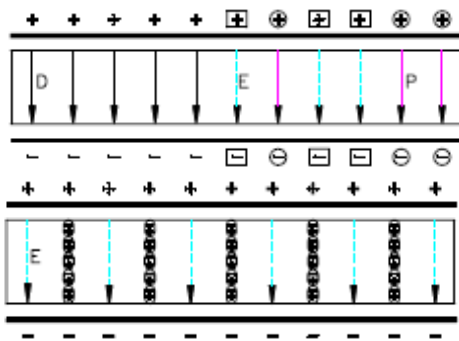
### マイクロ波による誘電加熱の説明資料

蒸気や高温空気を用いる従来の対流加熱または一般的には輻射加熱とは反対に、誘電加熱は処理を行う材料の内部で直接熱を発生させます。電気エネルギーから熱への変換は概して言えば熱伝導性も低い非導電性材料の誘電損失により行われます。熱伝導性が低い材料の対流加熱では、表面が高温となり温度勾配すなわち熱の移動がなるべく高くなり、材料を素早く加熱できることが必要です。

#### 誘電媒体のビヘイビア

誘電加熱は非導電性材料の分子内の極性基(極性群)と電磁振動によって生じる交流電場との相互作用に依存します。液体と固体で大部分を占める電荷の原子担体は電界  $E$  を作用させても直ちに動くことができず、最初の位置から極わずかな変位までと考えられます。この際作用する力は電界の強さに比例しますが、この変位により末端部位には正負の表面電荷が発生します。この現象を分極  $P$  といい、次の方程式が示すように分極は電界の関数です。

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



- $\oplus \ominus$  結合した電荷担体
- $\boxplus \boxminus$  遊離した電荷担体
- $\oplus \ominus$  ダイポール(双極子)

図 1 コンデンサ内部の非導電体での誘電分極

- $E$  電界ベクトル
- $P$  分極ベクトル
- $D$  誘電による変位ベクトル

電気変位  $D$  と電界  $E$  は同相です。この対応関係は交流電界では相殺します。誘電率の実数値は複素数値に転換します。

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

誘電体内部の誘電損失がこうして定義されます。この関係に基づいて、誘電損失率  $\tan\delta = \epsilon_r'' / \epsilon_r'$  を導出出来ます。 $\epsilon_r'$  と  $\epsilon_r''$  は周波数と温度に依存します。 $\epsilon_r''$  は特定の周波数範囲ではおよそ際立って表される最大値であると仮定できます。同時に  $\epsilon_r'$  は変化率  $\Delta\epsilon_r'$  で連続的に減少します。(図2)

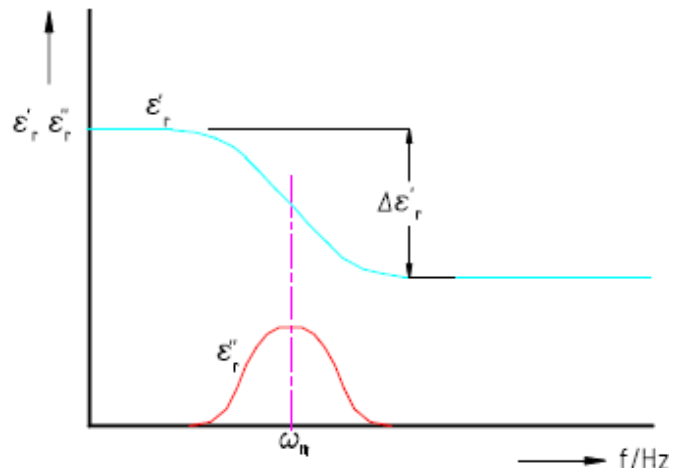


図 2 誘電率の相対的な実数項と虚数項は電磁振動の角速度に依存します。 $(\epsilon_r'$  では固有周波数  $\omega_m$  の周辺で実数部分がジャンプします。)

$\epsilon_r''$  の最大値がどの周波数の範囲にあるか、これがどの程度明瞭に表されるかは、所与の化合物の原子と分子構造に依存します。この点で分極パターンに直接的な関係が存在します。負電荷を帯びた電子が周囲の軌道を回り、電荷中立性があると見られる原子核を持つ原子の中では、電子は外部からの交流電場により元の軌道から外れ、逆方向の双極子モーメント  $\mu$  を発生します。(図 3a) この種の分極を光学的分極ないし電子分極といいます。

共振周波数は通常は電磁波の紫外または可視領域に存在します。

これとは異なる分極は、2個の異なる原子が組み合わさって一つの分子(イオン)を構成する一方、正負電荷の中心

が同じになったため全体としては外部分極を示さないような分子グループでも観察できます。例えば、岩塩のイオン格子がこの場合に当たります。

各イオンペアは電荷の中心が一致しないので極性分子を構成します。隣接するイオンペアの静電格子電荷に関しては、単一イオンは自由に運動できず、ダイポール(双極子)は回転できません。外部から電界が作用すると、当該原子は元の均衡状態から変位します(図 3b)。この種の相互作用は、電磁波の赤外領域で生じます。さらに、自然極性を形成し、このため永久双極子(ダイポール)ないし極性分子という分子グループがあります。この場合、電荷の中心はもはや同一ではなく、距離 $l$ だけ離れています。図 3c に示す  $H_2O$  と  $NH_3$  分子の場合は、電位閾値で離れている2つの均衡状態 A と B があります。交流電場は遷移する確率を変化させます。ダイポール分極と呼ばれるこの種の分極は電磁波の高周波とマイクロ波領域で発生します。図 4 にスペクトル全領域での周波数の依存性を示しました。

波形現象として見ると最も説明し易い電磁現象の性質を数量的に評価するには、自由誘電にマクスウェル方程式を適用する必要があります。そのために、誘電率  $\epsilon$  と透過率  $\mu$  が時間の関数でなく空間の関数で、体積  $V$  と面  $F$  の電荷を帯びていない領域(ドメイン)を考えましょう。この領域の電磁的ビヘイビアはマクスウェル方程式で説明されます。

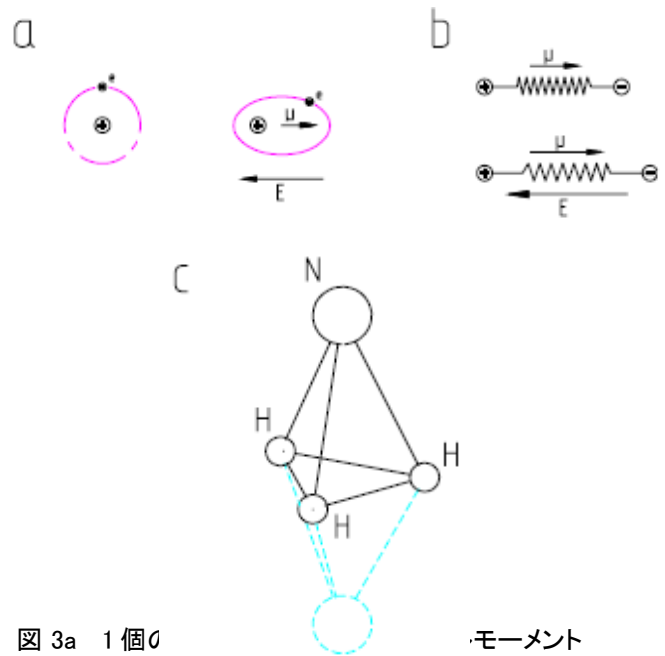


図 3a 1個の  $\epsilon$  電子の電荷  
 $\mu$  ダイポールモーメント

図 3b 1個のイオンで発生したダイポールモーメント  $\mu$   
図 3c 2種類の均衡状態 A と B がある極性  $NH_3$  分子

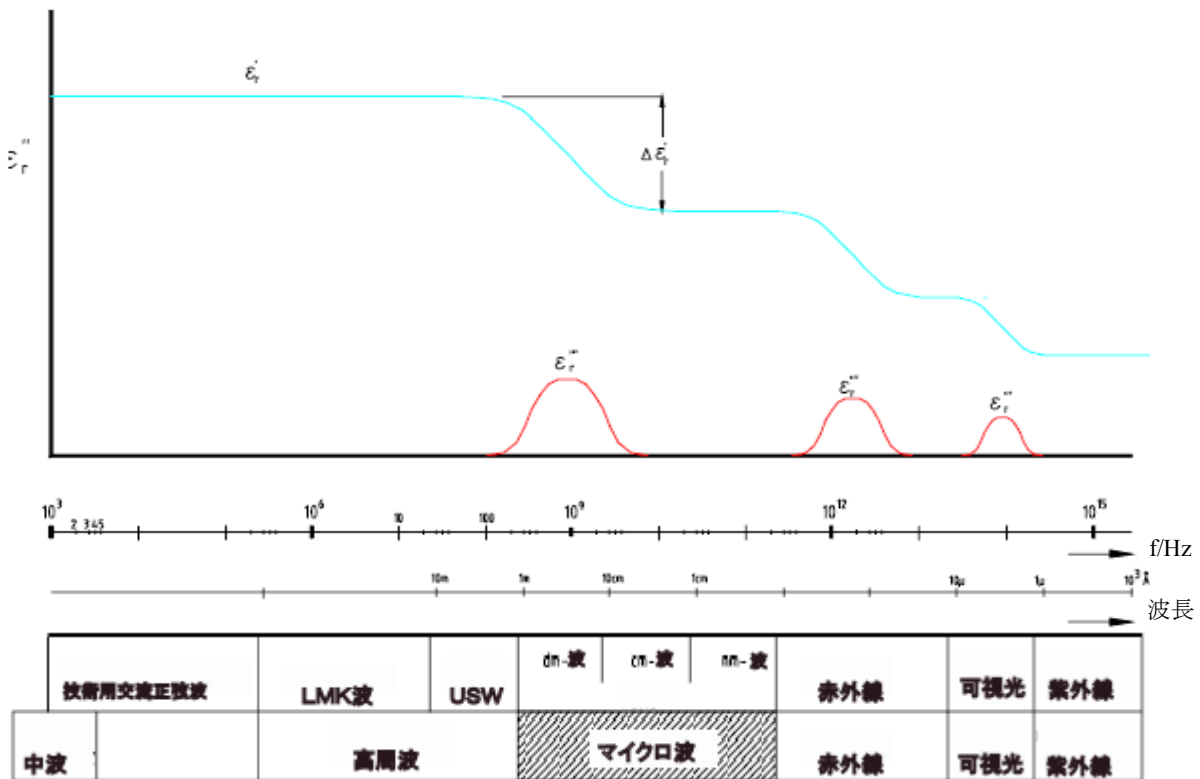


図 4 電磁波周波数と誘電率の実数部と虚数部の対応関係

誘電率  $\epsilon$  と透過率  $\mu$  は位置に依存し時間には依存しません。この領域の電磁規則は次のマックスウェル方程式から説明されます。

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

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

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

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = (\kappa + \omega\epsilon_0\epsilon_r)\mathbf{E} \quad (5)$$

この際正弦波時間変化を前提します。有限な導電性がある誘電体では、誘電体として役立つ材料である必要があれば導電性電流より誘電体のほうが遥かに軽いので、変位電流は良好な導電体のように無視できなくなります。ここで誘電損失について知ろうとするのであれば、伝導電流を無視することはできません。従って、誘電率  $\epsilon_r'$  に加えて、導電率  $\kappa$  も変数に含める必要があります。

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = j\omega\epsilon_r'\epsilon_0(1 + \kappa/\omega\epsilon_r'\epsilon_0)\mathbf{E} = j\omega\epsilon^*\mathbf{E} \quad (6)$$

ここで、

$$\epsilon^* = \epsilon_0\epsilon_r'(1 + \kappa/\omega\epsilon_r'\epsilon_0) \quad (7)$$

数回ベクトル演算を反復し、 $\nabla(\mathbf{E} \times \mathbf{H})$  の体積積分をガウス方程式により面積積分に変換すると、次の式が得られます。

$$\int_F \nabla(\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}) dF = -j\omega \int_V \mu \mathbf{H} \mathbf{H}^* dV + j\omega \int_V \epsilon^* \mathbf{E} \mathbf{E}^* dV \quad (8)$$

活性喪失率は式6を2番目の積分に代入すると計算できます、即ち、所与の単位時間の範囲で熱に変換されたエネルギーを計算できます。残余エネルギーは外的に与えられることが必要です。従って、等式の左項は、単位時間に当該体積に流れ込むエネルギー量を与えます。

$$\mathbf{W} = \int_F (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dF = \int_F \mathbf{S} dF \quad (9)$$

ここで  $\mathbf{S}$  は照射ベクトルまたは Poynting ベクトルです。このベクトルは空間内の一点に流れ込むエネルギー流束の方向と量を示します。活性喪失の合計は次の式で計算できます。

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

しかし、測定の際の技術的理由と、周波数に伴って特性が変わることから、誘電体の特性は、方程式(1)に従って、 $\epsilon_r'$  と  $\epsilon_r''$  の2変数で表すほうが望まれます。式(1)と(7)から、次の式を得ます。

$$\kappa = \omega\epsilon_0\epsilon_r'' = \omega\epsilon_0\epsilon_r' \tan\delta \quad (11)$$

さらに式(10)は、

$$\mathbf{P}_{loss} = \omega\epsilon_0\epsilon_r'' \int_V |\mathbf{E}|^2 dV. \quad (12)$$

に変換できます。およそ均質である電界が体積内に存在するものと仮定できれば、次の周知の関係式を得ます。

$$\mathbf{P}_{loss} = \omega\epsilon_0\epsilon_r'' E^2 = 2\pi f E^2 \epsilon_0\epsilon_r' \tan\delta \quad (13)$$

$$\mathbf{P}_{loss} = 0.556 \cdot 10^{-12} \epsilon_r'' E^2 \times f \quad (14)$$

方程式(11)と(12)は、電磁波のスペクトル全域について有効です。常に  $\epsilon_r'$  と  $\epsilon_r''$  が周波数と温度に依存することを考慮する必要があります。損失率が高い誘電体に浸透するとすぐにマイクロ波は減衰して、距離  $x$  を移動したマイクロ波エネルギーは次式が示す量で変化します。

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

ここで、 $\alpha$  は減衰定数であり、次の式から得られる値です。

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

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

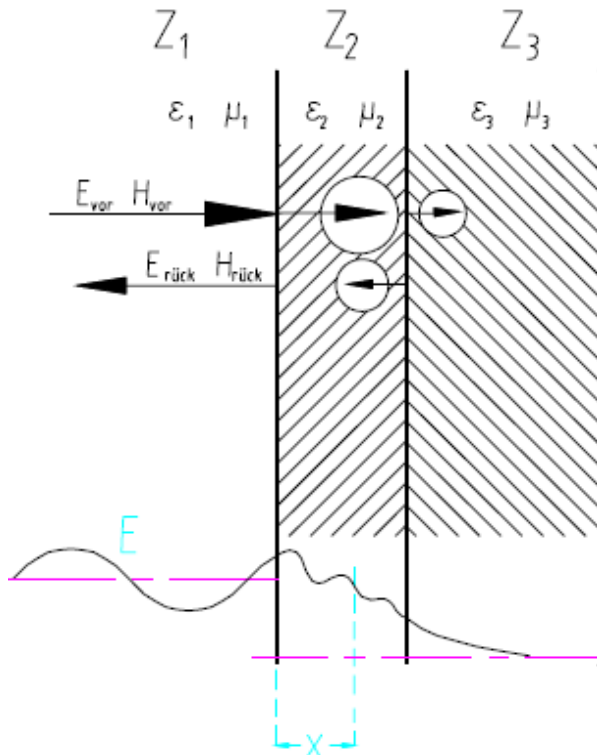
$\tan\delta$  の値が小さい場合、 $\alpha$  は次式に近似できます。

$$\alpha \approx \pi \epsilon_r'' / \lambda_\epsilon \epsilon_r' \quad (17)$$

マイクロ波が材料に浸透する深さ  $\theta$  はマイクロ波エネルギーの初期値  $P_0$  が  $1/e$  まで減衰する移動距離であり、次式で与えられます。

$$\begin{aligned} \theta &\approx 1/2\alpha = \lambda_\epsilon \epsilon_r' / 2\pi \epsilon_r'' = \lambda_0 \sqrt{\epsilon_r'} / 2\pi \epsilon_r'' \\ &= \lambda_0 / 2\pi \sqrt{\epsilon_r'} \tan\delta \end{aligned} \quad (18)$$

$\theta$  は誘電損失の増加のほか周波数  $f$  と誘電率  $\epsilon_r'$  に比例して増加することが示されます。誘電体化合物では、計算は極めて複雑となりますので、実験では最終的には実際に最も頻度が高い浸透深度を決めざるを得ないでしょう。多層構造の誘電体(図5)を好例とする、材料の誘電特性の影響もあります。突入するマイクロ波の一部は空気特性インピーダンスが誘電体の同インピーダンスに対応しない場合には、表面で反射されます。



同様のことは、特性インピーダンスが異なる限り2つの誘電体IとIIの結合層でも発生します。反射もこの面では発生します。反射されたマイクロ波は誘電体I内で伝播波と干渉し合い、当該層に最大値と最小値がある定在波電界(電場)を形成しますので、不均一な温度分布が発生します。一般的には、材料の特性定数の変化は温度上昇に伴って発生しますので、こうした(ある意味では不利な)温度分布を発生させず、最大値と最小値は区別がつかなくなります。(図6) 浸透深度の増加に比例するマイクロ波エネルギーの減衰は誘電損失率  $\epsilon_r''$  に依存します。

[ 本稿は 1993 年ドイツのビースバーデンで開催された第5回国際電気加熱会議の際に当社が行った発表の内容を要約して若干修正したものです。]

図5 多層誘電体内での電磁波の伝播の様子。下部:電界の方向性

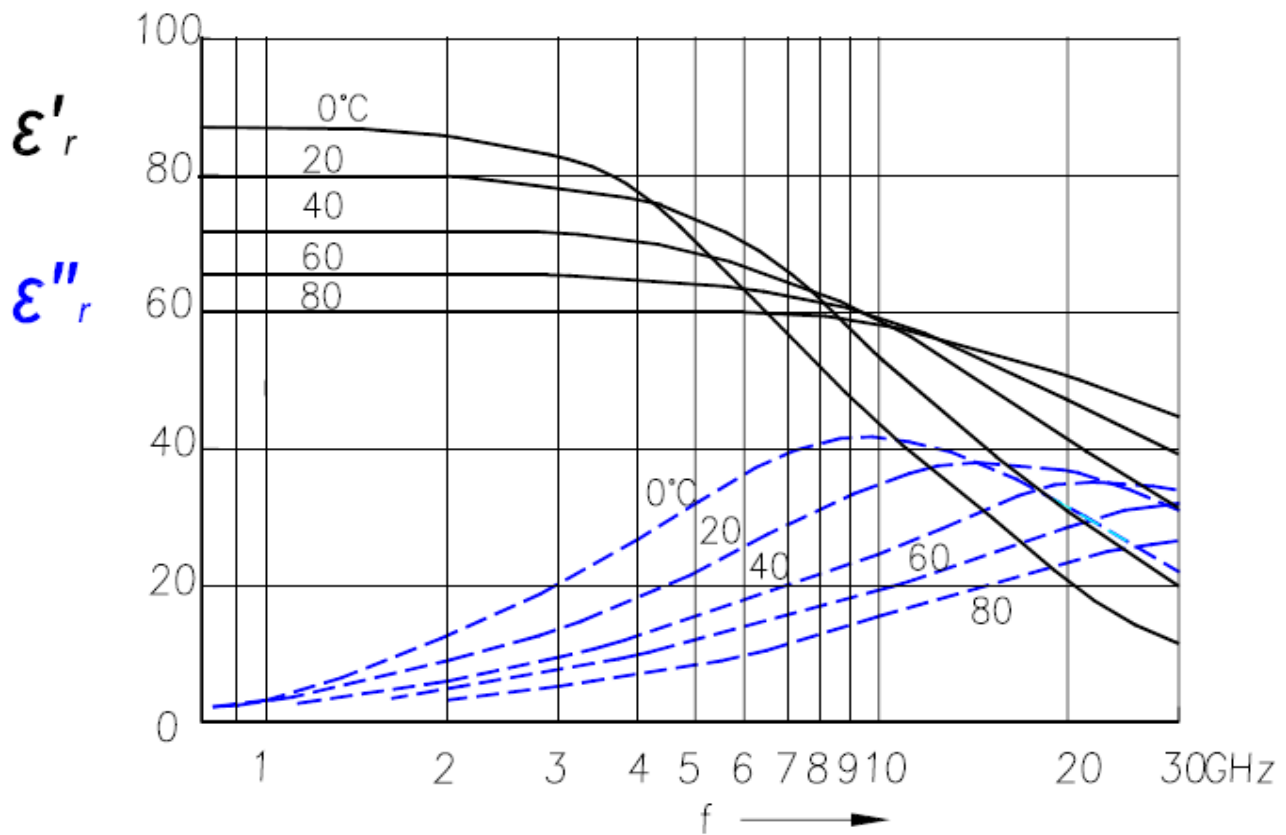


図6 温度影響下において 水中での  $\epsilon_r'$  と  $\epsilon_r''$  が周波数に依存する様子