

# Capítulo 1

## Dielétricos e suas propriedades elétricas

Dielétricos ou materiais isolantes se caracterizam por oferecerem uma considerável **resistência** à passagem da corrente, comparativamente ao valor intrínseco correspondente **dos materiais condutores**.

Tal comportamento tão diverso tem seus fundamentos em **propriedades físicas** dessa família de materiais, propriedades essas que passaremos a analisar.

### 1 • POLARIZAÇÃO DO DIELÉTRICO

#### *O comportamento dielétrico no campo elétrico*

Uma propriedade fundamental de todos os dielétricos é a **polarização de suas partículas elementares**, quando sujeitas à ação de um campo elétrico. Define-se por **polarização** um deslocamento reversível dos centros das cargas positivas e negativas na direção do campo elétrico externo aplicado. Por ser reversível, essa direção acompanha, ou pelo menos tende a acompanhar, a **própria orientação** do campo elétrico aplicado.

Baseado na grandeza **da constante dielétrica**, podemos antever o comportamento de um material quanto à sua polarização, envolvendo o fator de perdas dielétricas ou, simplesmente, **fator de perdas**, no caso em que a polarização existente em um isolante traz consigo uma elevação de temperatura, resultante de um **consumo de energia**.

Sabendo-se que todos os dielétricos de uso industrial apresentam certo volume reduzido de **cargas livres**, temos de contar sempre com o aparecimento de uma corrente de dada intensidade, através da seção transversal do isolante, quando ao dielétrico aplicamos uma **determinada tensão**. O mesmo fenômeno pode ser notado sobre a **superfície externa** do isolante, o que define duas grandezas isolantes das mais importantes, que são, respectivamente, a **rigidez dielétrica** e a **resistência superficial de descarga**.

Todos os dielétricos possuem um valor limite de solicitação elétrica, valor esse que é característico **de cada material** sob condições normalizadas pré-especificadas. Sendo ultrapassados esses valores, ocorre uma modificação geralmente **irreversível** no material, como, por exemplo, sua **ruptura dielétrica**, **deformação permanente**, **modificação estrutural** etc. Frequentemente, essa modificação afeta fundamentalmente as propriedades isolantes do dielétrico.

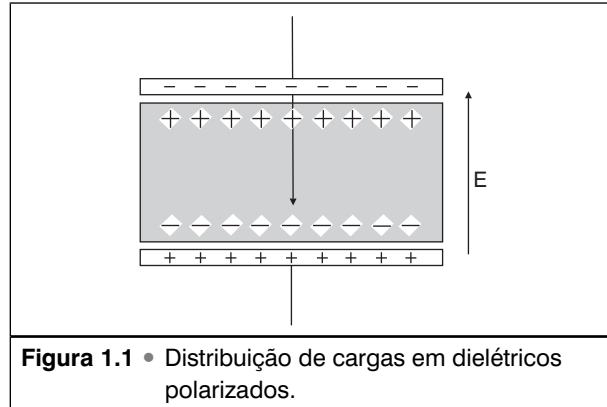
## 2 • A POLARIZAÇÃO DO DIELÉTRICO E A CONSTANTE DIELÉTRICA

A polarização de um dielétrico pode ocorrer das duas maneiras mostradas a seguir.

- a) Se o **isolante é constituído de átomos**, que não apresentam **momento dipolar**, então o deslocamento dos núcleos das **cargas positivas e negativas** sob a ação de **campos externos** é tanto maior, quanto mais elevada a **intensidade do campo** que é aplicada e, com ele, a ação da força desse campo. Uma vez **eliminado** o campo externo, os átomos **voltam** à sua posição inicial e a polarização desaparece, pois os centros de cada grupo de cargas **voltam** à situação inicial.
- b) Se, numa segunda hipótese, o **dielétrico for constituído de partículas elementares** (elétrons, prótons etc.), que por si só já são **dipolos** (por exemplo, moléculas) que, devido à sua constituição **química**, já são dotados de cargas positivas e negativas, a **ação do campo elétrico externo** tenderá a orientar as partículas de acordo com a própria **orientação** do campo elétrico externo. Quanto mais **intenso** é o campo, tanto mais **elevado** é o trabalho de orientação das partículas elementares, observando-se de modo mais acentuado a **elevação de temperatura**, devido à transformação do trabalho de orientação em calor. Dependendo da estrutura do dielétrico, uma polarização pode acontecer perante **total ausência** de energia externa.

Nesse último caso, **não** se manifesta a elevação de temperatura mencionada na primeira análise. Devido ao aparecimento da polarização, aparecem as assim chamadas **cargas visíveis** sobre a superfície do dielétrico ou, de modo mais geral, na **superfície limitadora** entre dois dielétricos (Figura 1.1).

A maioria dos dielétricos apresentam uma variação linear entre polarização e a ação do campo externo. Em alguns casos, essa variação não é linear, porque aparece o fenômeno da **saturação**.



Qualquer pedaço de um isolador ou isolante, que se localiza entre duas partes condutoras entre as quais existe **uma diferença de potencial**, pode ser encarado como um **capacitor**, com uma capacitância específica. A **carga  $Q$**  do capacitor é dada pela equação

$$Q = CU,$$

onde  $C$  é a capacitância e  $U$  a tensão aplicada.

Da definição da carga  $Q$  resulta a propriedade dielétrica conhecida por **constante dielétrica**,  $\varepsilon$ , dada por

$$\varepsilon = \frac{Q}{Q_0},$$

onde  $Q_0$  é a carga do capacitor quando o dielétrico é o **vácuo**. Compondo estas duas equações, temos, ainda, que

$$Q = \varepsilon Q_0 = \varepsilon C_0 U$$

Temos ainda, para um dado valor de **tensão constante**, que a **constante dielétrica** é função de

$$\varepsilon = \frac{C}{C_0}$$

Outra grandeza é a **suscetibilidade dielétrica**,  $\kappa$ , assim definida:

$$J = \kappa E,$$

onde  $E$  é o campo elétrico e  $J$  é o grau de polarização. Resulta ainda, através de diversas transformações físicas, a equação

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\kappa$$

A suscetibilidade dielétrica,  $\kappa$ , e a constante dielétrica,  $\varepsilon$ , podem por sua vez, ser relacionadas sob o ponto de vista atômico, com o trabalho de polarização realizado sobre os átomos.

### 3 • FORMAS FUNDAMENTAIS DE POLARIZAÇÃO

Analisando a existência da polarização de um dielétrico sob o ponto de vista atômico, podemos distinguir três formas de polarização: a dos elétrons, a dos íons e a dos dipolos.

A polarização dos elétrons ou *eletrônica* é proveniente de um deslocamento elástico dos elétrons ligados ao núcleo de um átomo, pela ação de um campo elétrico externo. Nesse caso, ocorre, portanto, um deslocamento do centro de gravidade das cargas positivas e negativas, em uma partícula elementar, que assim origina um dipolo. O tempo para aparecer o citado desequilíbrio pode ser desprezado na polarização dos elétrons, pois se situa numa ordem de grandeza de  $10^{-13}$  a  $10^{-15}$  segundos. O trabalho de polarização eletrônica (de elétrons) é designada por  $\alpha_E$ , grandeza essa independente da temperatura.

Constata-se, entretanto, que a capacidade de polarização de partículas se reduz com elevação da temperatura; a justificativa desse comportamento repousa no fato de que, com elevação da temperatura, o corpo se dilata, com o que se reduz o número de partículas por unidade de volume. A dependência do valor da constante dielétrica de um isolante, em função da temperatura, é somente condicionada pela variação de sua densidade.

A polarização eletrônica aparece em todos os tipos de isolantes, apresentando uma característica totalmente reversível e independente de perdas de energia.

A constante dielétrica,  $\varepsilon$ , de uma substância, na qual aparece uma polarização eletrônica pura, sem outras formas de polarização, é dada pela igualdade de Clausius-Massotti, que assume a forma

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \times \frac{M}{\rho} = \frac{4}{3} \pi N \alpha_E = R_H,$$

onde:

$n$  é o número de partículas por unidade de volume ( $\text{cm}^3$ );

$M$ , o peso molecular;

$\rho$ , a densidade da matéria;

$N$ , o número de Lorschmidt;

$\alpha_E$ , a capacidade de polarização; e  
 $R_M$ , o índice de refração molecular.

Esse índice  $R_M$  estabelece estreita **correlação** entre a eletrotécnica e a óptica.

Passemos à análise da **polarização dos íons**, ou *polarização iônica*. Esta é característica de **sólidos**, cujas partículas são **íons**, baseando-se num **deslocamento** dos íons, elasticamente posicionados em seus lugares. A capacidade de polarização iônica de uma certa quantidade de material vem designada por  $\alpha_i$ , cuja grandeza se eleva com **temperatura crescente**, tendo, nesse caso, a **constante dielétrica** uma variação **positiva** (no mesmo sentido) **com a temperatura**.

Esse é o resultado da dilatação do corpo, ou seja, do **aumento da distância** entre as partículas do corpo, e, com isso, ocorre o enfraquecimento das **forças atuantes** entre os íons. O tempo de atuação no caso da polarização iônica não é superior a  $10^{-13}$ s, vindo acompanhada, frequentemente, de uma pequena elevação de temperatura devido às perdas joule.

Como **terceira forma de polarização**, temos a chamada **polarização dipolar**, que se distingue da polarização eletrônica e iônica, sobretudo pelo fato de que a primeira tem estreita correlação com a movimentação das partículas, devido ao efeito da temperatura, e se aplica somente a partículas que, devido à sua estrutura química, **apresentam característica dipolar**. A orientação de cada dipolo individual obedece a **uma distribuição estatisticamente determinável** no estado livre (sem estar sob a ação de efeitos externos), ordenando-se, porém, quando sob a ação de um campo externo de acordo com a orientação deste, em porcentagem maior ou menor. A polarização dipolar é, portanto, possível apenas nos casos em que uma orientação prévia natural dos **dipolos não se oponha** ou **impeça** a ação orientadora de um campo externo. As forças moleculares de orientação e posicionamento natural perdem sua intensidade com a elevação da temperatura, devido à **dilatação** do corpo que assim resulta, o que, conseqüentemente, eleva a polarização dipolar do dielétrico. Entretanto, simultaneamente, a elevação de temperatura se **opõe** à polarização, pois maior temperatura leva a uma maior movimentação desordenada das partículas. Portanto a polarização dipolar, perante a elevação de temperatura, apenas se modifica dependendo da resultante entre os dois efeitos analisados.

A polarização dipolar, ou seja, a **rotação do dipolo** de acordo com o sentido do **campo externo** aplicado, exige um tempo comparativamente bem mais longo do que o das demais formas de polarização. Nos dielétricos **líquidos** e **sólidos**, a resistência à polarização dipolar é tão grande que esta **não se completa** quando a orientação do campo se modifica em pequenos intervalos de tempo, como é o caso normal da **corrente alternada**. Assim, a polarização **dipolar decresce** com **aumento da frequência elétrica**.

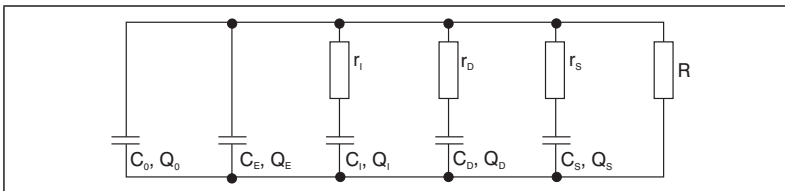
Ao lado dessas três formas de polarização, aplicável a dielétricos de estrutura relativamente simples, aparece ainda uma **quarta polarização** em estruturas

moleculares mais complexas, chamada de **polarização de estrutura** ou **polarização estrutural**. Esta apenas aparece em corpos **amorfos** e em **sólidos cristalinos polares**. É o caso do vidro, onde um corpo amorfo é parcialmente constituído de partículas de íons. A polarização estrutural vem a ser a orientação de estruturas complexas de material, perante a ação de um campo externo, aparecendo devido a um **deslocamento de íons** e de **dipolos**, na presença de **aquecimentos** devido a perdas joule. Quanto à sua dependência com a **temperatura**, a polarização estrutural se comporta como a **dipolar**.

Uma quinta forma de **polarização** foi definida como sendo a **polarização espontânea**. Esta é acentuadamente dependente da **temperatura** e da **intensidade do campo elétrico**, e se caracteriza por valores máximos perante certos valores de temperatura. Também nela aparecem perdas joule e elevação de temperatura. O mecanismo dessa polarização ainda não está totalmente esclarecido, supondo-se, entretanto, que sua origem esteja em certas áreas polarizadas de uma estrutura, cujos momentos estão estatisticamente distribuídos quando o **corpo está fora da ação de campos externos**, orientando-se, porém, segundo estes na presença desses campos elétricos.

#### 4 • CLASSIFICAÇÃO DOS DIELÉTRICOS SEGUNDO O TIPO DE POLARIZAÇÃO

Num dielétrico real, as misturas de estruturas de matérias-primas levam à **presença simultânea de diversas das formas** de polarização analisadas. Por isso, resulta um circuito equivalente de um isolante, como o dado pela Figura 1.2, onde cada capacitor corresponde a um certo tipo de polarização. A carga  $Q_0$ , que um capacitor possui no vácuo, e a carga eletrônica  $Q_E$ , resultante da polarização eletrônica, sempre estão presentes. Ao contrário, as demais polarizações (iônica, estrutural e dipolar) dependem do tipo de dielétrico que estejamos analisando.



**Figura 1.2 • Circuito equivalente de um dielétrico com estrutura complexa com diversos tipos de polarização.**

$C_0, Q_0$ : capacitância e carga no vácuo;

$C_E, Q_E$ : capacitância e carga na polarização eletrônica (de elétrons);

$C_i, Q_i$ : capacitância e carga na polarização iônica;

$C_D, Q_D$ : capacitância e carga na polarização dipolar;

$C_S, Q_S$ : capacitância e carga na polarização estrutural;

$r_i, r_D, r_S$ : resistores equivalentes para as perdas respectivas;

R: resistência transversal.

Na Figura 1.2,  $C_0$  representa a capacitância obtida, quando eliminamos toda e qualquer matéria-prima no espaço entre as duas placas condutoras de um capacitor. A densidade das cargas por unidade de superfície é o **fator determinante** da intensidade de **campo existente** no dielétrico ou entre as placas, segundo **Ostrogradski-Gauss**. As capacitâncias  $C_I$ ,  $C_D$  e  $C_S$  (respectivamente iônica, dipolar e de estrutura) têm, em série, um **resistor**, cuja resistência indica a **dificuldade de polarização**, o que traz como consequência o aparecimento de perdas joule. O resistor  $E$  simboliza a dificuldade oferecida à passagem da corrente **transversalmente ao isolante**.

Chega-se, assim, de modo genérico, à seguinte igualdade:

$$Q_{\Sigma} = Q_0 + Q_E + Q_I + Q_D + Q_S,$$

como fórmula do somatório das cargas num dielétrico, enquanto a polarização é dada por

$$J = \Sigma E' \alpha_E n_0 + \Sigma E' \alpha_I n_0 \Sigma E' \frac{\mu^2}{3kT} n_0 + \Sigma E' \alpha_S n_0,$$

onde:

$J$  é a polarização;

$\alpha_E$ , a polarização eletrônica da partícula elementar;

$\alpha_I$ , a polarização iônica da partícula elementar;

$\alpha_S$ , a polarização estrutural da partícula elementar;

$\mu$ , o momento do dipolo; e

$E'$ , a intensidade de campo atuante sobre uma partícula elementar.

A **constante dielétrica**,  $\epsilon$ , de um tal dielétrico é assim,

$$\epsilon = 1 + 4\pi\kappa_E + 4\pi\kappa_I + 4\pi\kappa_D + 4\pi\kappa_S,$$

onde  $\kappa_E$ ,  $\kappa_I$ ,  $\kappa_D$  e  $\kappa_S$  são as **suscetibilidades elétricas** que se originam nas polarizações respectivas.

As características polarizantes permitem **classificar os dielétricos nos diversos grupos** expostos a seguir.

**1° Grupo. Reúne os dielétricos** onde predomina a polarização eletrônica. Incluem-se neste grupo todos os materiais **amorfos e cristalinos sólidos**, cujas moléculas apresentam ausência ou **fraco momento dipolar** (parafina, enxofre, poliestireno), bem como os **líquidos e gases** de igual comportamento (benzol e hidrogênio).

**2° Grupo. A este pertencem dielétricos** onde se encontram polarização eletrônica e iônica. Incluem-se nesse grupo **os isolantes cristalinos com compacta carga iônica**, como o quartzo, o sal, a mica e o óxido de alumínio.

**3° Grupo. Caracteriza-se por uma polarização** eletrônica e de estrutura. **Parte dos materiais** pertencentes a este grupo ainda apresenta **polarização iônica**.

Como exemplos podemos citar os dielétricos orgânicos (celulose, resinas sintéticas termofixas), bem como vidros e isolantes cristalinos (porcelana, mica).

4° Grupo. Apresenta uma composição de polarização eletrônica e dipolar. Como exemplos, o askarel, o óleo de rícino e outros produtos geralmente líquidos ou pastosos.

5° Grupo. É caracterizado por uma polarização eletrônica, combinada à espontânea e forma o grupo dos chamados *dielétricos de Seignette*. Exemplos são o sal de seignette e o metatitanato de bário.

## 5 • AS PROPRIEDADES DE MATERIAIS ISOLANTES

Os isolantes são caracterizados por uma série de propriedades, cujos valores numéricos os identificam em termos quantitativos e cuja variação informa aspectos qualitativos. Essas propriedades variam o seu valor numérico de acordo com as condições físicas de seu uso (como, por exemplo, variações de temperatura e umidade, tensão elétrica aplicada etc.). Assim, para sabermos se uma dada condição de serviço influi, e até que grau, sobre as características do material, é imprescindível comentar de que modo e em função de que grandezas, as características dos isolantes podem variar. Iniciemos o estudo proposto com a constante dielétrica.

## 6 • A CONSTANTE DIELÉTRICA DOS GASES (C)

Como vimos em análise anterior, a constante dielétrica varia em função da polarização. Como os gases têm um afastamento intermolecular bastante grande, e assim apresentam pequena densidade, a sua polarização é pequena e a constante dielétrica é, praticamente, igual a 1 (um). A fórmula de Clausius-Massotti adquire forma simplificada, a saber:

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\alpha\eta_0$$

Os gases apresentam pura polarização eletrônica ou uma combinação de polarização eletrônica e dipolar. No primeiro caso, tem-se

$$\alpha = \alpha_E$$

e, no segundo,  $\alpha = \alpha_E + \frac{\mu^2}{3kT}$ .

A Tabela 1.1 relaciona uma série de gases polares e não polares, com indicação da constante dielétrica, do raio molecular e do coeficiente  $\eta_D$ . Como se pode concluir, a constante dielétrica é tanto maior quanto maior o raio molecular, o que é devido à simultânea elevação de  $\alpha_E$ . Observa-se, além disso, que também em gases polares a polarização eletrônica predomina.



**Tabela 1.1** • Valores de constantes dielétricas de gases ( $\epsilon$ )

Gás	Valor de $\epsilon$ para $t = 20\text{ }^\circ\text{C}$	Raio da molécula (cm)	Fator $\eta_D$	$\eta_D^2$	Polarização dos gases
Hélio	1,000072	$1,12 \cdot 10^{-8}$	1,000035	1,000070	não polar
Oxigênio	1,000027	$1,35 \cdot 10^{-8}$	1,00014	1,00028	não polar
Hidrogênio	1,00055	$1,82 \cdot 10^{-8}$	1,00027	1,00054	fracamente polar
Argônio	1,00056	$1,83 \cdot 10^{-8}$	–	–	não polar
Nitrogênio	1,00060	$1,91 \cdot 10^{-8}$	1,00030	1,00060	não polar
Gás carbônico	1,00096	$2,3 \cdot 10^{-8}$	–	–	polar
Etileno	1,00138	$2,78 \cdot 10^{-8}$	–	–	polar
Metana	1,00095	–	1,00044	1,00088	polar

A variação do valor da constante dielétrica de gases com a temperatura e a pressão é devida a mudança do número de moléculas por unidade de volume, quando pressão e temperatura variam. Como a grandeza  $\eta_0$  varia diretamente com a pressão e inversamente com a temperatura, podemos calcular o valor de  $\alpha$  baseado na fórmula anterior.

A Tabela 1.2 demonstra a variação do valor da constante dielétrica do ar em função da temperatura à pressão constante de uma atmosfera, quando o ar está seco. A influência da umidade é mostrada na Tabela 1.3, que demonstra ser o seu efeito desprezível à temperatura ambiente, adquirindo maior importância à medida que a temperatura aumenta. Conclui-se ainda, dessa tabela, que a pressão tem uma influência, sem dúvida, acentuada.

**Tabela 1.2** • Variação entre  $\epsilon$ , a temperatura ( $t$ ) e o coeficiente de temperatura  $\alpha_T$ , do ar

$t\text{ }[^\circ\text{C}]$	$\alpha_T\text{ }[^\circ\text{K}]$	$\epsilon$
+ 60	333	1,00052
+ 20	293	1,00058
– 60	213	1,00081

**Tabela 1.3** • Variação entre  $\epsilon$  e a umidade relativa (%)

Umidade relativa (%)	$\epsilon$ com $t = 20\text{ }^\circ\text{C}$
50	1,00060
100	1,00064

## 7 • A CONSTANTE DIELÉTRICA DE LÍQUIDOS

Isolantes líquidos podem ser constituídos de moléculas **polares** ou **não polares**. Como nos isolantes não polares apenas é admissível a existência de uma **polarização eletrônica**, podemos aplicar ao caso a **fórmula de Clausius-Massotti**. O valor numérico das constantes dielétricas **não é elevado** (geralmente inferior a 2,5).

A variação de  $\epsilon$ , em função da **temperatura**, pode ser explicada pela **redução** do número de moléculas por unidade de volume (densidade), quando a temperatura se **eleva**. Matematicamente, a dependência da **constante dielétrica** em função da **temperatura** é dada pela seguinte igualdade:

$$\frac{1}{\epsilon} \times \frac{d\epsilon}{dt} = Tk,$$

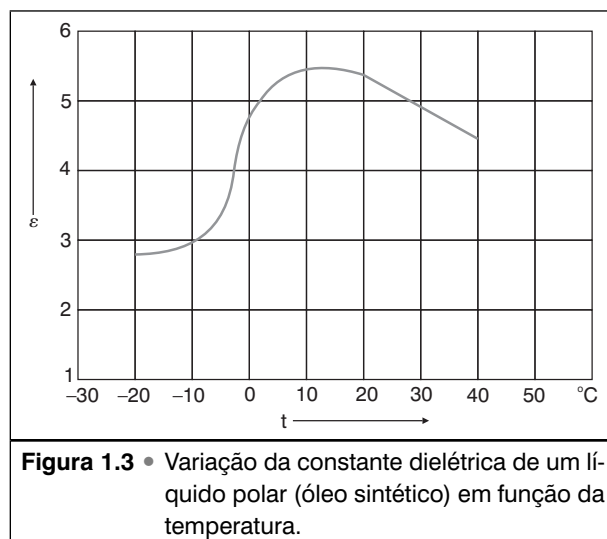
a qual estabelece a variação de  $\epsilon$  por grau centígrado de elevação de temperatura. O **coeficiente de temperatura da constante dielétrica**,  $Tk$  possui uma grandeza em líquidos não polares semelhante ao **coeficiente de dilatação volumétrica**, com sinal contrário. A Tabela 1.4 traz alguns valores dos isolantes líquidos não polares mais usados.

<b>Tabela 1.4 • Valores de <math>\epsilon</math> e <math>\alpha_r</math> de líquidos não polares e fracamente polares.</b>				
<b>Líquido</b>	<b><math>N_D^2</math></b>	<b><math>\epsilon</math></b>	<b><math>\alpha_{T\epsilon} = \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon\Delta t}</math> [°C<sup>-1</sup>]</b>	<b><math>\beta_v</math> [°C<sup>-1</sup>]</b>
Benzol	2,25	2,218	$-0,93 \cdot 10^{-3}$	$1,24 \cdot 10^{-3}$
Toluol	2,25	2,294	$-1,16 \cdot 10^{-3}$	$1,10 \cdot 10^{-3}$
CCl <sub>4</sub>	2,135	2,163	$-0,91 \cdot 10^{-3}$	$1,227 \cdot 10^{-3}$
Óleo mineral	–	2,200	–	–

Nos líquidos polares, a polarização é determinada por um **deslocamento nas camadas eletrônicas** das partículas elementares (polarização eletrônica) e orientação dos dipolos na direção do **campo aplicado** (polarização dipolar). Como consequência, a constante dielétrica de líquidos polares é **tanto maior quanto maior é o número de moléculas por unidade de volume**. Líquidos acentuadamente polares, com constante dielétrica bastante elevada, como, por exemplo, água e álcool etílico, **geralmente não podem ser considerados dielétricos**, por apresentarem elevada condutibilidade, o que é uma prova de que a simples utilização da fórmula de Clausius-Massotti pode **levar a conclusões erradas**. A razão é que a referida fórmula **não leva em consideração** a forma estrutural da matéria-prima em questão.

A variação da constante dielétrica em função da **temperatura**, no caso de **líquidos polares**, apresenta uma configuração bem mais complexa do que em líquidos

não polares, por ser impossível indicar essa variação através de uma igualdade linear. Na Figura 1.3, tal fato é representado, para o caso específico do óleo sintético. Conforme é perfeitamente visível na Figura 1.3, **elevando-se** a temperatura, ocorre **inicialmente** uma **elevação** da constante dielétrica, seguindo-se uma redução lenta. O ponto de rápida elevação de  $\epsilon$ , corresponde à situação em que aparece sensível **mudança de viscosidade**. A redução da viscosidade faz com que o **campo externo** tenha mais facilidade para **influir** sobre os dipolos, elevando, assim, a polarização. Porém, quando a temperatura atinge níveis **maiores**, a movimentação térmica das moléculas age **contrariamente** à orientação polar, e  $\epsilon$  se **reduz**.



A frequência também tem uma sensível influência sobre o valor da constante dielétrica de líquidos polares. Se a frequência do campo externo é **baixa**, de modo que os dipolos possam acompanhar a variação do campo, então  $\epsilon$  tem aproximadamente o valor obtido em corrente contínua. Entretanto, perante a ação de campos alternados, a constante dielétrica se **reduz** tanto mais quanto mais **elevada** é a frequência, sendo, nessa fase, consequência única da polarização eletrônica. A frequência, em cujo **valor**  $\epsilon$  começa a reduzir o seu valor, é função da temperatura presente e da viscosidade do líquido, dado pela equação

$$f_0 = \frac{kT}{8\pi^2\eta r^3},$$

sendo  $\eta$ , a viscosidade e  $r$ , o raio molecular.

A frequência  $f_0$  está relacionada com o tempo de **relaxamento**  $\tau_0$  da molécula. Esse tempo é necessário, para que a polarização se tenha reduzido à  $n$ -ésima parte inicial.

## 8 • A CONSTANTE DIELÉTRICA DE ISOLANTES SÓLIDOS

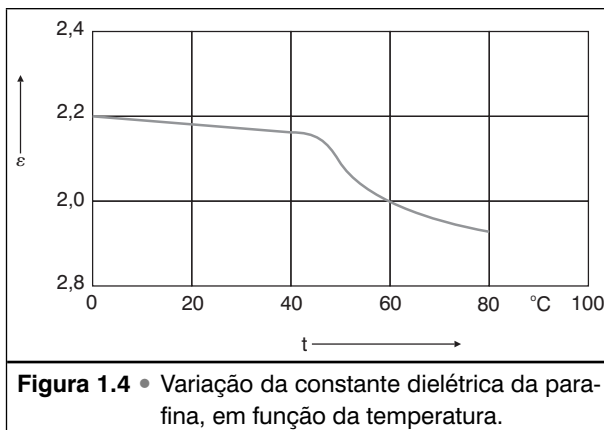
A diversidade estrutural e as variações de matérias-primas neste grupo levam a valores bastante diferenciados de  $\epsilon$ . Assim, os sólidos podem-se caracterizar por polarizações eletrônicas, tônicas, estruturais ou espontâneas bem definidas.

A **menor** constante dielétrica é encontrada em dielétricos sólidos, constituídos de moléculas **não polares**, e que assim apresentam uma polarização eletrônica pura. A temperatura influi sobre o valor de  $\epsilon$ , devido à variação com a temperatura do número de moléculas por unidade de volume. Para calcular o **coeficiente de temperatura** da constante dielétrica, podemos aplicar as considerações anteriormente comentadas no caso dos líquidos não polares, resultando valores como os indicados na Tabela 1.5.

<b>Tabela 1.5 • Valores de <math>\eta</math> e de sólidos isolantes não polares com <math>t = 20^\circ \text{C}</math>.</b>			
<b>Sólido</b>	$\eta_D$	$\eta_D^2$	$\epsilon$
Parafina	1,43	2,06	1,9 – 2,2
Polístirol	1,55	2,40	2,4 – 2,6
Diamante	2,40	5,76	5,6 – 5,8
Enxofre	1,92	3,69	3,6 – 4,0

Na Figura 1.4, vem representada, graficamente, a influência **da temperatura** sobre a **constante dielétrica**, no caso particular da parafina como exemplo de isolante não polar.

Nesse caso, a instantânea **redução de  $\epsilon$** , para temperaturas acima de  $55^\circ \text{C}$ , se deve à **fusão** do material, a essa temperatura, e à conseqüente redução sensível de moléculas por unidade de volume.



Se as partículas elementares do sólido forem íons em forma compacta (cristal iônico), então teremos o caso de **uma polarização eletrônica e iônica**. A constante dielétrica de sólidos com polarização iônica apresenta valores numéricos pertencentes a uma ampla faixa de valores. O **coeficiente de temperatura** da constante dielétrica de isolantes cristalinos com polarização iônica é geralmente **positivo**, pois, perante uma elevação de temperatura, aparecem tanto uma **redução** da densidade quanto uma **elevação** da capacidade de ionização. Como esta última é mais acentuada que a outra, resulta uma elevação de  $\epsilon$  com elevação de temperatura. Excessão a essa regra são cristais pertencentes à família dos titanatos e dos dióxidos de titânio, em que, portanto, o **coeficiente de temperatura** de  $\epsilon$  é negativo. Na Tabela 1.6, vêm indicados os valores de  $\epsilon$  e do coeficiente de temperatura de alguns cristais com polarização iônica.

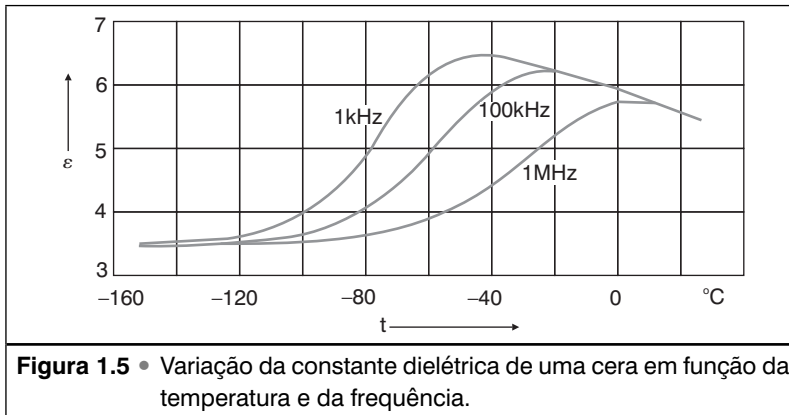
<b>Tabela 1.6</b> • Valores de $\epsilon$ e do coeficiente de temperatura da constante dielétrica ( $\alpha_{T\epsilon}$ ) de cristais iônicos à $t = 20^\circ\text{C}$ .			
<b>Cristais iônicos</b>		$\epsilon$	$\alpha_{T\epsilon}$ ( <b>grau<sup>-1</sup></b> )
$\alpha_{T\epsilon}$ Positivo	Corindo ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ )	10	+100 · 10 <sup>-6</sup>
	Sal (NaCl)	4,3	+150 · 10 <sup>-6</sup>
$\alpha_{T\epsilon}$ Negativo	Rutílio ( $\text{TiO}_2$ )	110	-750 · 10 <sup>-6</sup>
	Titanato de cálcio ( $\text{TiO}_2 \cdot \text{CaO}$ )	160	-1500 · 10 <sup>-6</sup>

Isolantes polares sólidos com estrutura **cristalina** ou **amorfa**, bem como isolantes **iônicos amorfos**, tais como resinas polares, baquelite, ebonite, cloreto de polivinila (PVC), goma-laca e outros, e ainda celulose e seus produtos derivados (papel, tecido) e vidros inorgânicos, constituem um grupo de isoladores em que encontramos simultaneamente **as polarizações eletrônicas, iônicas e de estrutura**. Classifica-se esse grupo, em geral, nos dois subgrupos vistos a seguir.

1° *subgrupo*. Constitui-se de **dielétricos iônicos amorfos**, como o caso dos vidros inorgânicos. Sua polarização de estrutura é resultante de uma mudança de orientação de áreas iônicas inteiras, devido à ação da temperatura. A constante dielétrica é relativamente grande, sendo da ordem de 4 a 20, e seu coeficiente de temperatura é **positivo**. Elevando-se a presença de íons facilmente deslocáveis, como é o caso dos **metais alcalinos** (lítio e sódio), eleva-se também o valor de  $\epsilon$  dos vidros.

2° *subgrupo*. Constitui-se de sólidos polares **cristalinos e amorfos**, nos quais encontramos uma polarização dipolar, semelhante à dos líquidos polares, porém, com tempos próprios de polarização bem diferentes. Essa polarização dipolar

deriva da existência de grupos polares na molécula, que sofrem acentuada influência da ação de campos externos, que introduzem no sólido uma agitação térmica. Exemplo de tais grupos é a celulose, devido à presença do radical (OH). As constantes dielétricas desses materiais variam acentuadamente com a temperatura e com a frequência do campo externo aplicado, obedecendo as mesmas leis dos isolantes líquidos polares já analisados. Na Figura 1.5, vem indicada a dependência do valor de  $\epsilon$  em função da temperatura e da frequência. A Tabela 1.7 traz valores de  $\epsilon$  para alguns dos materiais desse subgrupo.

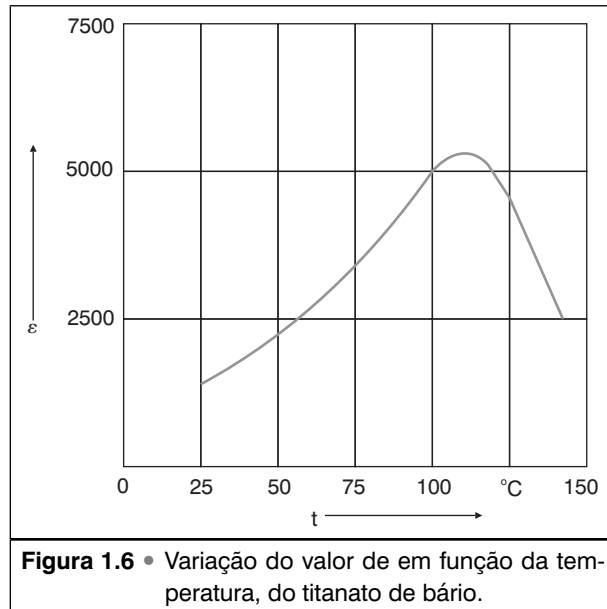


**Tabela 1.7** • Valores de  $\epsilon$  para isolantes polares sólidos e vidros inorgânicos, a uma temperatura de  $t = 20^\circ\text{C}$ .

Material	$\epsilon$	Material	$\epsilon$
Vidro de quartzo	4,5	Baquelite	4,5
Vidro alcalino	6,5	Celulose	6,5
Cristal	10,0	Cera	5,0

Alguns isolantes cristalinos com estrutura iônica – os do grupo Seignette – mostram ainda, ao lado da polarização iônica e eletrônica, polarização espontânea. Sua constante dielétrica é bem elevada e depende, de modo acentuado, da temperatura e da frequência do campo externo. Uma particularidade característica é sua histerese dielétrica, ou seja, a permanência residual de deslocamentos após a alteração do campo externo. Pertencem a esse grupo os **metatitanatos** de bário e produtos com **enxofre**, estando representada na Figura 1.6 a característica da  $\epsilon$  do titanato de bário. Nessa curva, nota-se que a cerca de  $100^\circ\text{C}$ , encontramos um máximo. A temperatura característica em que tal fato ocorre é chamada de temperatura de **Curie**, acima da qual desaparecem as propriedades de Seignette. Ainda acima da temperatura de Curie, o valor de  $\epsilon$  é acentuadamente indepen-

dente da intensidade de campo. Portanto, acima da temperatura de Curie, um dielétrico do grupo Seignette se comporta como um isolante comum, com polarização eletrônica e iônica. Para finalizar, devemos lembrar que esses isolantes têm acentuadas propriedades piezoelétricas.



## 9 • A CONDUTIVIDADE ELÉTRICA TRANSVERSAL DOS ISOLANTES

Materiais classificados eletricamente como **dielétricos** não são isolantes perfeitos; ao contrário, pode-se constatar que apresentam **uma reduzida** condutividade, a qual, entretanto, é tão pequena que pode ser geralmente desprezada, quando o material é usado dentro dos limites a que se destina. Existem, por outro lado, importantes casos de utilização em que, mesmo assim, é necessário conhecer o valor da sua **condutividade**, a qual é conseqüente não apenas do deslocamento de **elétrons**, mas também de **íons**. Assim, um material que apresenta uma condutividade iônica não pode ser exposto continuamente a uma corrente contínua, pois a condutividade iônica leva à **decomposição eletrolítica** do material. A corrente que assim circula através do isolante será designada como **corrente transversal**.

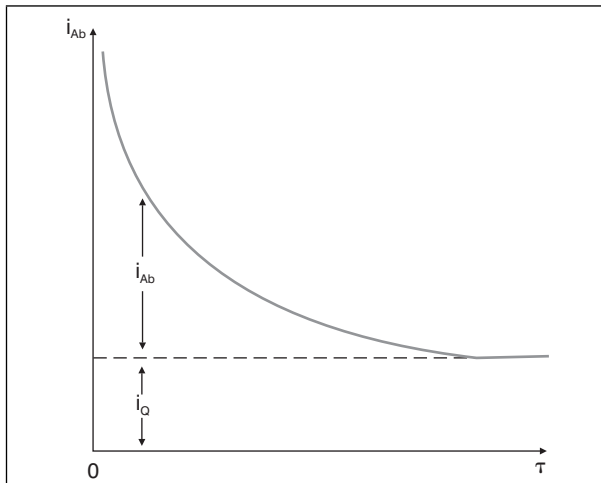
Ao lado da corrente transversal, aparece uma outra corrente, a **chamada corrente de polarização**, resultante do deslocamento retardado de cargas, devido à ação da tensão aplicada. Essa corrente tem **característica reversível**.

Esses fatos são muito importantes quando se analisa a condutividade transversal de isolantes, pois se o corpo de prova é ligado apenas durante um curto intervalo de tempo, estaremos medindo ambas as correntes, pois o processo de **polarização** ainda está em andamento.

A corrente de polarização pode ser particularmente intensa, pois quando o processo de polarização é lento, seu valor vai decrescendo tanto mais quanto mais durar a aplicação da tensão contínua, dependendo o **grau de decréscimo** das propriedades físicas e químicas do material. No seu estado final, as características do material serão estabelecidas apenas pela condutividade transversal e pela grandeza da tensão contínua aplicada.

A redução gradativa da corrente que passa por um isolante pode ser explicada pela formação de **cargas espaciais** em uma fina camada perto dos eletrodos. Imediatamente após a aplicação da tensão no elemento não condutor, nessa camada aparece uma elevação do número de cargas.

O processo é idêntico à carga que aparece num **capacitor**, quando ao dielétrico entre duas camadas metálicas é aplicada uma tensão e aparece uma conseqüente polarização. Terminado o processo da **formação de cargas espaciais**, na camada próxima aos eletrodos metálicos, a corrente de polarização se torna nula, permanecendo apenas a corrente transversal. A Figura 1.7 mostra uma curva genérica da corrente que passa pela isolante em função do tempo.



**Figura 1.7** • Variação da circulação da corrente em função do tempo, em um dielétrico genérico.  
 $i_{Ab}$ : corrente de absorção originada pela polarização;  
 $i_0$ : corrente de perdas devido à resistência da seção transversal.

A **resistência transversal real**,  $R_v$ , do dielétrico pode ser calculada pela lei de Ohm, de acordo com a tensão aplicada e a corrente passante, levando-se em consideração a corrente de polarização. Tem-se

$$R_v = \frac{U}{i - \Sigma_{in}}$$



A correção em termos de corrente é dada por

$$\Sigma_{in} = i_D + i_S + i_p,$$

onde:  $i_D$  é a corrente dipolar;  $i_S$ , a corrente de estrutura; e  $i_p$ , a corrente de polarização na camada adjacente aos eletrodos, e que tendem a zero em função do tempo. Esse tempo é geralmente de 1 min.

Relacionado com a resistência, interessa conhecer a **resistividade transversal**  $\rho_v$  ou a **condutividade transversal**  $\gamma_v = 1/\rho_v$ . No caso de um corpo de prova plano, em forma de placa, utiliza-se

$$\rho_v = R_v \frac{S}{h} (\Omega \times \text{cm}),$$

em que:

$R_v$  é a resistência transversal, em ohms;

$S$ , a seção dos eletrodos, em centímetros quadrados;

$h$ , a espessura do corpo de prova, em centímetros.

Além das características transversais, interessa também conhecer as características da **condutividade superficial** e, derivando desta, a *resistência superficial*, a *resistividade superficial*, o *afastamento na superfície entre dois eletrodos de prova* e o *comprimento isolante*. A condutividade elétrica de um isolante **depende, acentuadamente**, da estrutura dos materiais analisados, do estado físico, da umidade, da temperatura e do tipo de campo elétrico aplicado, entre outros.

### **A condutividade elétrica nos gases**

A condutividade dos gases é **pequena** quando a intensidade de campo elétrico é **pequena**. Um eventual fluxo de corrente será constituído somente de **elétrons** e de **íons livres**. Uma ionização de moléculas neutras de gás poderá apenas acontecer por meio de **influências externas** ou devido à colisão de moléculas neutras de gás **com partículas carregadas**. Como exemplos de influências externas podem-se citar radiações de **raios X**, **ultravioletas**, **radioativas** etc., bem como influências térmicas. A condutividade que assim se manifesta, devido aos agentes externos, varia de acordo com a própria grandeza desses agentes.

Se a energia cinética das partículas, com carga contida num gás, se torna suficientemente **grande** pela ação do campo elétrico aplicado, então estas partículas poderão, no seu deslocamento, **romper moléculas neutras** de gás, ionizando-as, sem, assim, perder toda sua energia. Estabelece-se finalmente uma situação de equilíbrio, em que se observa que o gás apresenta uma acentuada tendência de se comportar como **condutor**, situação em que um gás deixa de ser isolante.

Essa situação é particularmente importante no comportamento de sistemas de interrupção de corrente, com seus contatos se abrindo na presença do ar.

O processo da polarização por ionização, devido à decomposição própria e ao fornecimento de íons externos, atua no sentido contrário ao da recombinação, que é a **associação de cargas positivas e negativas**, na tentativa de restabelecer o equilíbrio de cargas. O estado de equilíbrio que assim resulta é, portanto, um processo que **limita** o crescimento ilimitado da **concentração de íons** num gás.

Vamos considerar um dado volume de gás, com  $n_0$  **cargas positivas** e, devido ao equilíbrio inicial, **também  $n_0$  cargas negativas**. O processo de recombinação de partículas positivas e negativas fará com que, por unidade de tempo, se realizem

$$n_1 = \nu n_0^2$$

recombinações. O fator  $\nu$  é o chamado “**fator de recombinação**”. Para o ar,  $\nu = 1,6 \times 10^{-6}$ . Se houver  $n_1$  recombinações, a condição de equilíbrio determina que  $n_2$  novos portadores de carga se formaram, e

$$n_2 = n_1 = \nu n_0^2,$$

Se colocarmos o volume de gás considerado entre dois eletrodos paralelos de ensaio, afastados entre si de 1 cm, e aplicando uma tensão a esses eletrodos, então os portadores de carga do gás se movimentarão e darão origem a um **fluxo de corrente**. Uma parte dos portadores de carga inicialmente existentes serão eliminados por recombinação, enquanto outra parte atingirá os eletrodos e lá serão neutralizados. Daí, a expressão anterior passa a ser

$$n_2 = \nu n_0^2 + \frac{j}{q},$$

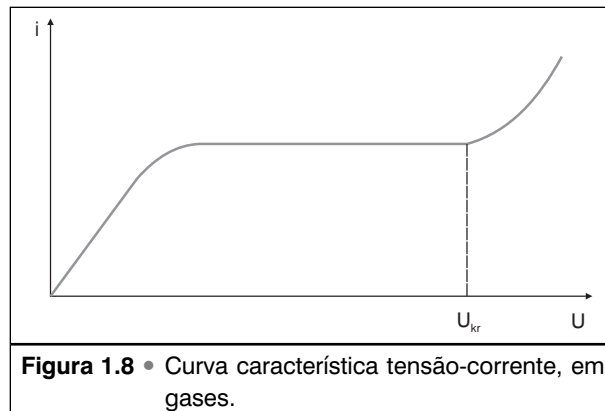
onde  $j$  é a densidade do fluxo de corrente e  $q$  a carga do portador de carga. Chegaremos, assim, aos dois casos limites dados a seguir.

- 1) **A densidade de corrente  $j$  é tão pequena que  $j/q \ll \nu n^2$** , ou seja, o número de portadores de carga, neutralizados junto aos eletrodos é **pequeno**, ficando a maior parte para ser neutralizada por recombinação. Daí poderemos observar que, no caso de pequenas intensidades de campo (que apenas originam reduzido fluxo), **a densidade de corrente é proporcional à tensão aplicada**, ou seja, é válida a lei de Ohm.
- 2) **O caso inverso**, em que a recombinação perde importância devido ao número de cargas neutralizadas junto aos eletrodos, resulta

$$j = n_0 q (v_+ + v_-) - n_0 q (\mu_+ + \mu_-) E_1,$$

ou seja, a densidade de corrente não é **mais dependente** da intensidade do campo aplicado. Nesse caso, fala-se em “**setor de saturação**”.

Na Figura 1.8, temos uma curva característica genérica de variação da corrente em função da tensão, para uma descarga de um gás sob a ação de agentes externos. A primeira parte da curva corresponde ao nosso caso 1, em que a densidade de corrente varia proporcionalmente ao campo elétrico aplicado. Elevando-se a tensão nos eletrodos de ensaio, cresce a parcela de portadores de carga neutralizados junto aos eletrodos, enquanto se reduz o número daqueles eliminados pela recombinação. A partir de uma determinada tensão nos eletrodos, todos os portadores de carga formados no gás serão absorvidos pelos eletrodos. Portanto, uma nova elevação de tensão não pode ocasionar uma elevação do fluxo de corrente (saturação). Essa é a fase da parte horizontal da curva. Exemplificando, essa situação ocorre no ar, perante um afastamento entre eletrodos de 1 cm, a uma tensão de 0,006 V. A densidade de corrente de saturação para o ar é de  $10^{-19}$  A  $\text{cm}^{-2}$ ; é, portanto, um valor bastante baixo, o que faz com que o ar seja classificado como um bom isolante.



Continuando-se o processo de elevação da intensidade do campo elétrico, com elevação da tensão, nota-se um novo acréscimo da densidade de corrente: é a situação em que o gás começa sua autodecomposição, com rompimento de suas partículas em equilíbrio. Determina-se, assim, uma intensidade de campo crítica,  $E_{cr}$ , que, para o ar, se situa aproximadamente a 10kV/cm. Esse valor estabelece a grandeza da rigidez dielétrica do material gasoso. Outros gases terão valores limites diferentes. Por exemplo, o hexafluoreto de enxofre, ou SF<sub>6</sub>, apresenta valores de tensão limite bem mais elevados.

### A condutividade elétrica de líquidos

O seu valor está intimamente ligado a propriedades físico-químicas do líquido. No caso de líquidos não polares, a condutividade elétrica depende apenas da presença de impurezas não entrosadas com a estrutura molecular (chamadas de *dissociadas*), enquanto no caso de líquidos polares, podemos ainda ter uma parcela de condutividade em função da própria dissociação de moléculas do líquido.

As cargas podem ser **transportadas** no líquido por meio de íons ou por partículas maiores. Como praticamente é impossível eliminar, nos líquidos, a ação de **impurezas dissociadas**, sempre haverá uma certa condutividade residual, o que aliás representa uma grave **limitação** na obtenção de líquidos com adequada característica dielétrica.

A condutividade elétrica de líquidos polares é sempre **maior** que a dos não polares. Entre a constante dielétrica e a condutividade existe uma **correlação** dada pelo fato de que **elevando-se** a constante dielétrica do líquido, **eleva-se** também sua condutividade. O aumento de condutividade é tão acentuado que mesmo os líquidos polares, cujo valor de  $\epsilon$  é bastante elevado, podem ser considerados como líquidos iônico-condutores.

Um dado líquido isolante não polar pode geralmente ser **melhorado** quanto às suas propriedades isolantes, fazendo passar corrente através do mesmo durante um tempo relativamente **longo**. A explicação do aumento de resistividade que daí decorre é dada pelo fato de que **os íons existentes, provenientes das citadas impurezas**, são assim atraídos para junto dos eletrodos, e lá são **neutralizados**; em outras palavras, esses íons livres são **eliminados**. Esse processo é conhecido como “**purificação eletrolítica**”.

Com **elevação** da temperatura, **eleva-se** também a condutividade de todos os líquidos isolantes. A razão disso está no fato de que **elevando-se** a temperatura, **reduz-se** a viscosidade e eleva-se a **capacidade de movimentação** dos íons e o grau de dissociação das moléculas do líquido. Ambos esses **fatores elevam** a condutividade ( $\gamma$ ). A equação que define essa dependência em termos de temperatura absoluta é

$$\gamma = A \times \exp\left(-\frac{a}{T}\right),$$

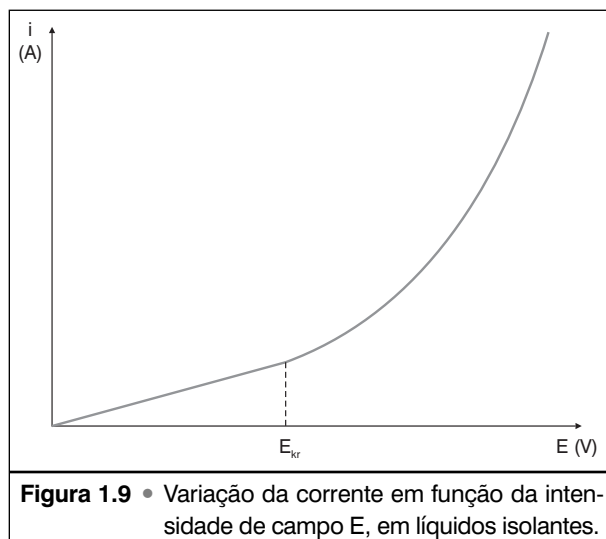
onde  $A$  é uma constante característica do líquido, e  $a$ , um fator proporcional à energia de ativação da molécula do líquido.

Por via experimental, ficou demonstrado que a condutividade elétrica e a viscosidade de um líquido são de tal **modo dependentes** da temperatura, que o produto de ambos permanece praticamente **constante**. Para tanto, deve-se ter atendida, porém, a condição de que o **grau de dissociação** de um líquido permanece **constante** no intervalo de temperatura considerado. Se essa **condição não puder** ser atendida, o produto ( $\eta \cdot \gamma$ ) também se **elevantará** com o aumento da temperatura. Na Tabela 1.8 é feita idêntica medição para o **óleo de transformadores**. No segundo caso, a variação da condutividade é determinada pelo **grau das impurezas**, que **cresce** com a **elevação** da temperatura.

**Tabela 1.8** • Variação da condutividade elétrica ( $\gamma$ ) de óleo para transformadores, em função da temperatura.

Temperatura °C	Condutividade [ $\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ ]
20	$2,5 \cdot 10^{-13}$
34	$7,0 \cdot 10^{-13}$
49	$1,6 \cdot 10^{-12}$
64	$2,8 \cdot 10^{-12}$
74	$4,1 \cdot 10^{-12}$

Perante elevada intensidade de campo elétrico ( $10^4$  a  $10^5$  V/cm) a experiência demonstra que os líquidos **não obedecem** mais a lei de Ohm. A razão disso é encontrada no aumento que aí ocorre da **concentração de íons livres** sob a ação desses campos. De modo genérico, a Figura 1.9 demonstra essa realidade de comportamento dos líquidos isolantes. No caso de líquidos extremamente puros, analogamente aos gases, uma parte da curva fica na horizontal, o que indica que também neste caso ocorre uma **saturação**. A Tabela 1.9 traz as características de alguns dos isolantes líquidos de maior uso. Aqui, mais uma vez, a confirmação de que, com  $\varepsilon$  crescente,  $\gamma$  é crescente ou  $\rho$  é decrescente.



**Figura 1.9** • Variação da corrente em função da intensidade de campo  $E$ , em líquidos isolantes.

**Tabela 1.9** • Valores de resistividade elétrica ( $\delta$ ) de diversos materiais da família dos vidros.

Nome e composição do vidro	Resistividade elétrica ( $\delta$ ) em $\Omega \times \text{cm}$ a $t = 200^\circ \text{C}$
Vidro Pirex com sódio	$2 \cdot 10^8$
SiO <sub>2</sub> – 80,5%	
B <sub>2</sub> O <sub>3</sub> – 12,0%	
Na <sub>2</sub> Q – 4,5%	
MgO – 0,5%	
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> – 2,0%	
As <sub>2</sub> O <sub>3</sub> – 0,5%	$2 \cdot 10^{10}$
Vidro Pirex com potássio	
Substituição de Na <sub>2</sub> O por K <sub>2</sub> O <sub>2</sub> , e o restante como no caso anterior	$2 \cdot 10^{12}$
Vidro com chumbo	
SiO <sub>2</sub> – 29,0%	
Na <sub>2</sub> Q – 3,0%	
PbO – 67,8%	$2 \cdot 10^{12}$
As <sub>2</sub> O <sub>3</sub> – 0,2%	

### A condutividade elétrica dos isolantes sólidos

Isolantes sólidos apresentam uma condutividade elétrica dependente, tanto de elétrons livres quanto de íons. Devido ao seu mecanismo um tanto complexo, será dado enfoque à **condução iônica**, discutindo-se a **condução eletrônica** apenas em casos especiais.

As impurezas presentes em um **isolante sólido**, sendo do tipo iônico e apresentando suficiente mobilidade, irão caminhar até um dos eletrodos e lá **serão neutralizadas**, o que significa que **serão excluídas** da estrutura do material. A consequência disso é uma **redução da concentração** dos portadores de cargas e, daí, um **aumento** da capacidade de **isolação** do material. Assim sendo, encontramos nos sólidos um **análogo** à purificação eletrolítica de líquidos isolantes.

A condução iônica em isolantes sólidos com grade iônica é função principalmente do comportamento dos íons que são **arrancados** da **grade**, devido à ação vibratória da energia térmica. Perante temperaturas **elevadas**, os íons serão os da **própria estrutura** cristalina, enquanto a **baixas** temperaturas os íons são sobretudo provenientes das **impurezas**, cujos íons são ligados, de modo menos rígido, ao material.

Ao contrário, a condução iônica de materiais **com estrutura atômica** ou **molecular** dependerá unicamente dos íons presentes nas **impurezas**. No caso geral, é válida a expressão

$$\gamma = qn_o\mu = Nq \times \exp\left(-\frac{W_n}{kT}\right)\mu_n \times \exp\left(-\frac{W_o}{kT}\right),$$

onde:

$q$  é a carga de um íon;

$n_o$ , a concentração de carga por centímetro cúbico;

$\mu$ , a mobilidade dos íons;

$\mu_n$ , a mobilidade limite;

$W$  e  $W_o$ , as constantes de energia.

Essa expressão pode ser simplificada, colocando-se

$$A = Nq\mu_n$$

$$\gamma = A \times \exp\left(-\frac{W_n + W_o}{kT}\right) = A \times \exp\left(-\frac{W}{kT}\right),$$

onde  $W = W_n + W_o$ .

Desta última expressão, podemos estabelecer a expressão da **influência da temperatura** sobre a condução iônica. Colocando-se  $W/k = \alpha$ , teremos:

$$\gamma_v = A \times \exp\left(-\frac{\alpha}{T}\right).$$

Incluindo-se, agora, o valor da **resistividade transversal** ( $\rho_v = 1/\gamma_v$ ), teremos, em função da **temperatura**, a expressão

$$\rho_v = B \times \exp\left(\frac{\alpha}{T}\right).$$

Os valores de  $B$  e  $\alpha$  são característicos para cada material. Na prática, em vez de utilizarmos valores de **temperatura absoluta** ( $T$ ), usaremos a unidade  $^{\circ}\text{C}$ , e as equações de  $\rho$  e  $\gamma$  resultam

$$\gamma_t = \gamma_0 \times \exp(\alpha t)$$

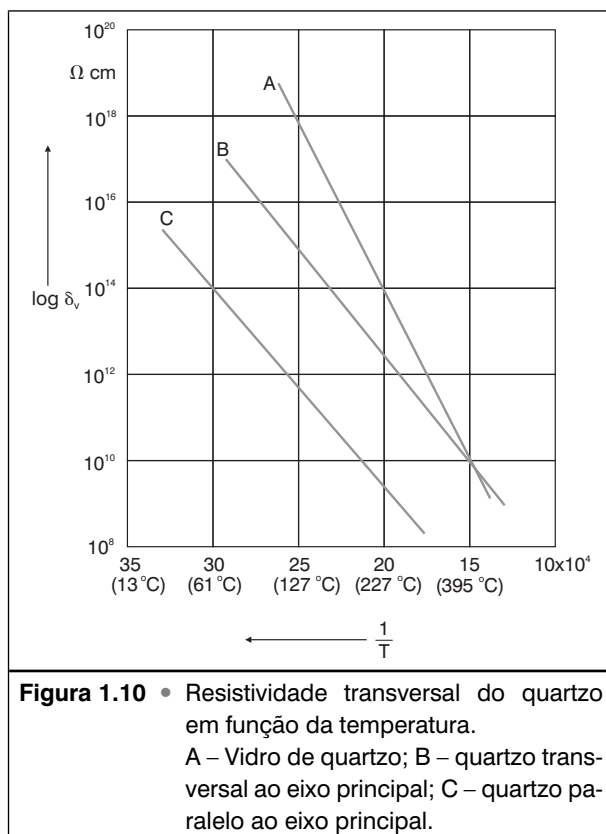
e

$$\rho_t = \rho_0 \times \exp(-\alpha t).$$

A condutividade elétrica de isolantes sólidos e sua dependência da temperatura **dependem** acentuadamente **da estrutura** e da **composição** do material. No caso de isolantes cristalinos com estrutura iônica, deve-se levar em consideração a **valência**: íons monovalentes (NaCl) têm uma condutividade elétrica **maior** do

que os de valência maior ( $\text{MgO}$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  etc.). A **grandeza**  $\alpha$ , apresentada na fórmula anterior, costuma ter um valor em torno de 10 000, em isolantes sólidos com **estrutura iônica**.

Numa série de cristais, a **condutividade elétrica** é diferente quando medida ao longo dos diversos eixos cristalográficos. Esse fenômeno é chamado de **Anisotropia**. Assim, por exemplo, o quartzo, ao longo do seu eixo principal, apresenta uma condutividade cerca de **cem vezes superior** à que é medida ao longo do seu eixo vertical. Analise a Figura 1.10.



A condutividade elétrica de isolantes **cristalinos** com estrutura **molecular**, como o caso do enxofre, polietileno, parafina etc., é influenciada somente pela presença de **impurezas**.

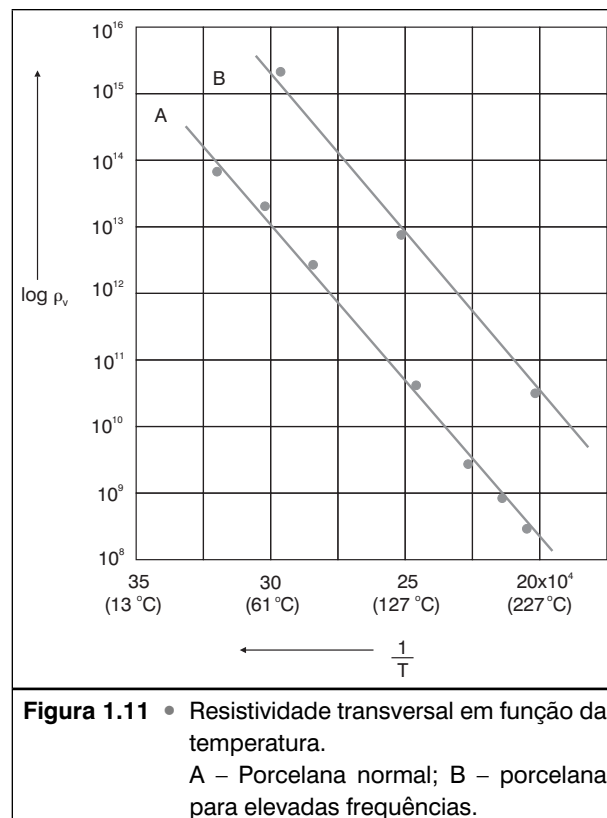
No caso de materiais **amorfos**, a condutividade é determinada pela presença de **misturas e impurezas**. Polímeros orgânicos de elevado peso molecular sofrem ainda a influência do **grau de polimerização** (plásticos) ou de vulcanização (borrachas). Isolantes orgânicos não polares (poliestirol) apresentam, em geral, **pequena condutividade**.



Um grupo **amorfo**, tecnicamente muito **importante e grande**, é o formado pelos **vidros**. Sua condutividade depende acentuadamente da sua **composição**, o que permite variá-la de sorte a obterem-se determinados valores de condutividade exigidos pelo seu uso específico. **Borossilicatos e vidro de quartzo** apresentam pequena condutividade. O valor da **constante (a)** das equações de  $\gamma_v$  e  $\rho_v$  é da ordem de 22 000, o que informa sobre uma ligação muito rígida dos íons aos seus lugares na cadeia iônica. Entretanto, para esses mesmos materiais, o **valor da condutividade** é acentuadamente **dependente da temperatura**.

Um **acréscimo** de óxidos metálicos ao vidro poderá influir sensivelmente sobre o valor da condutividade, dependendo da posição do metal na tabela periódica dos elementos. Assim, **óxidos alcalinos** elevam, por exemplo, a condutividade. Acrescentando  $\text{Na}_2\text{O}$ , a variação será maior do que se for  $\text{K}_2\text{O}$ . Tratando-se de acréscimos de **óxidos de metais pesados**, por outro lado, o valor da condutividade cai acentuadamente.

Na Figura 1.11, está a representação gráfica dos valores da **resistividade transversal da porcelana** em função da temperatura.



**Isolamentos porosos**, tais como mármore, madeira e fibra, apresentam valores de  $\rho_v$  dependentes da umidade, face ao seu comportamento **higroscópico**.

A variação da resistividade nesses casos é totalmente reversível: a eliminação da água faz com que o material reapresente seus valores iniciais a seco. Observe-se que, com **maior temperatura**,  $\rho_v$  se **eleva**, pois a umidade já está em fase de eliminação.

Na análise de comportamento dos materiais isolantes, até este ponto, não nos preocupamos com a **intensidade do campo aplicado**. Nesse aspecto, se o campo elétrico for **muito intenso**, à corrente iônica, até aqui levada em consideração, se acrescentará um fluxo mais ou menos intenso de elétrons, que **cresce** rapidamente com o **crescimento do campo**, fazendo com que não se mantenha mais a proporcionalidade ditada pela lei de Ohm. As equações antes enunciadas deverão ser, assim, adequadamente acertadas.

## 10 • A CONDUTIVIDADE SUPERFICIAL DOS ISOLANTES SÓLIDOS

O conceito de condutividade aplicado a uma superfície isolante, obviamente apenas pode ser aplicado a **isolantes sólidos**; condiciona-se, de imediato, à película que esteja recobrendo a superfície do sólido. Dessa forma, a condutividade superficial é **acentuadamente** uma função das condições do **ambiente** em que o isolante se encontra. Entre essas condições, aparece, com destaque, a influência **da água**, seja a de chuva, de orvalho ou de condensação, que reduz a resistividade do isolante, reduzindo, assim, a chamada **resistência superficial de descarga**. Como consequência, os corpos isolantes são frequentemente projetados com **perfis** que assegurem uma certa proteção contra **deposições** dessa natureza, e, além disso, os ensaios para a determinação da capacidade isolante de certos elementos é feita *a seco* e *sob chuva*. A **umidade relativa** começa a ter uma influência sensível, quando seu valor **ultrapassa** os 50%.

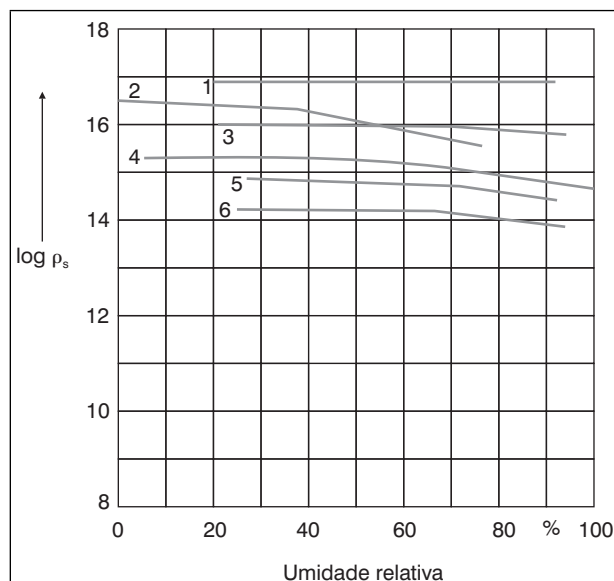
Além desse aspecto, a própria **natureza** do material isolante vai influir. A condutividade será tanto **menor** quanto **menos polar** for o isolante. Como a condutividade depende da estrutura da camada que fica retida sobre o isolante, camada essa que também depende do **acabamento superficial** do isolante, podemos concluir que essa condutividade é função única das próprias condições superficiais. Daí o nome de **condutividade superficial**, a qual é, conseqüentemente, tanto menor quanto mais **liso** é o acabamento superficial e quanto mais **limpa** a superfície. Quanto a impurezas que influem sobre o seu valor, a condutividade apresenta comportamentos diferentes: em isolantes **hidrófobos** (repelentes de água), as impurezas têm uma influência bem menor do que nos **hidrófilos** (absorventes de água).

A totalidade dos isolantes sólidos pode ser classificada, sob esses aspectos, nas três classes dadas a seguir.

- 1) *Materiais insolúveis em água.* Pertencem a este grupo os isolantes não polares e os fracamente polares, com comportamento hidrofobo. Exemplos são o poliestireno e a parafina, bem como alguns isolantes tipicamente polares, que são recobertos pela água, como algumas cerâmicas. Todos os isolantes desse tipo apresentam baixa condutividade superficial, não sofrendo elevada influência da umidade relativa do ambiente. No caso dos isolantes polares, porém, a baixa condutividade somente é encontrada quando a superfície está livre de sujeira e deposições. A Figura 1.12 apresenta algumas curvas típicas.

**Tabela 1.10** • Valores de resistência superficial ( $\rho_s$ ) de alguns materiais perante 70% de umidade relativa.

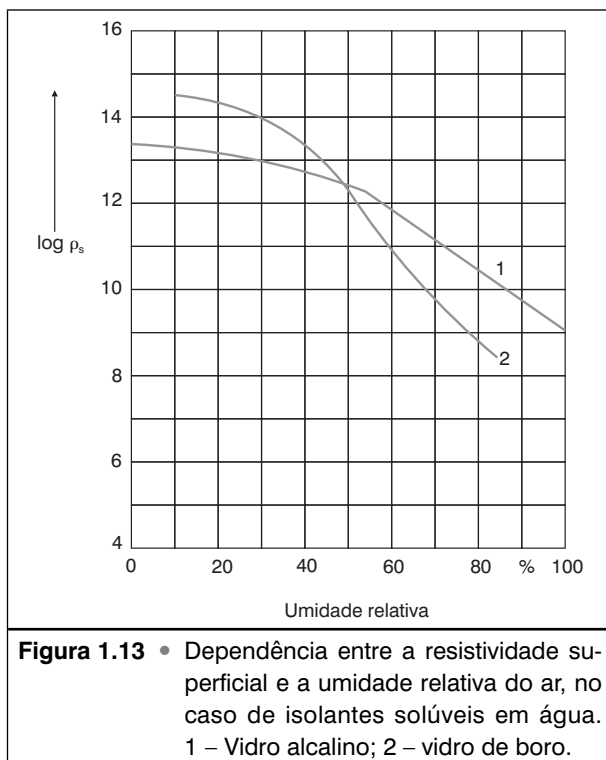
Material	( $\rho_s$ ) ( $\Omega$ ) sem limpeza	( $\rho_s$ ) ( $\Omega$ ) após a limpeza
Vidro comum	$2 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^{11}$
Vidro de quartzo	$2 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^{13}$
Composto de mica	$1 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^{13}$

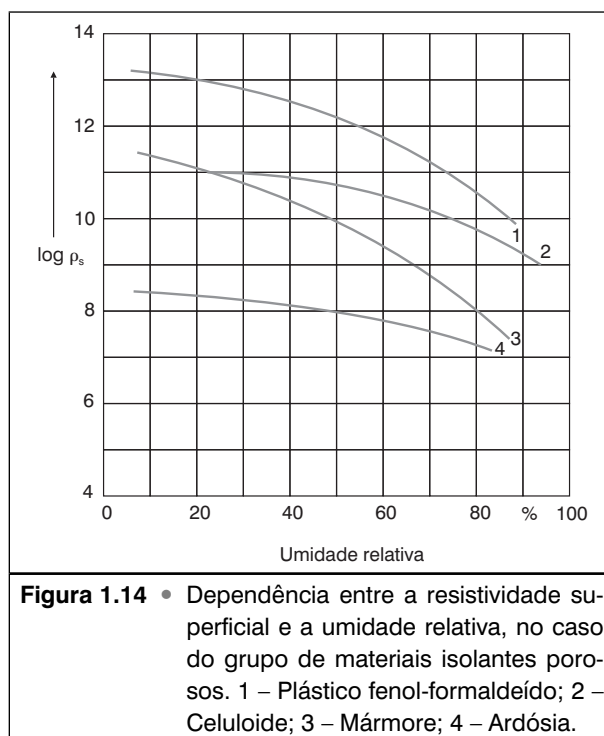


**Figura 1.12** • Dependência entre a resistividade superficial e a umidade relativa de isolantes do grupo polar e não polar, insolúveis em água.  
 1 – Ceresina; 2 – óxido de alumínio; 3 – parafina; 4 – micalex; 5 – cera de abelhas; 6 – cera Halfax.

- 2) *Isolantes parcialmente solúveis em água.* Pertencem a este grupo os vidros usados tecnicamente; a condutividade, nesse caso, é sensivelmente superior ao primeiro caso. Consulte a Figura 1.13 sobre alguns exemplos.
- 3) *Isolantes porosos.* Representados pelas fibras orgânicas e inorgânicas, os mármore e grande parte dos materiais cerâmicos e plásticos. Esses materiais sofrem uma acentuada elevação de sua condutividade em presença de umidade, bem maior ainda do que no caso anterior. A Figura 1.14 apresenta quatro materiais desse grupo.

Para esses três grupos, foram traçadas as curvas das Figuras 1.11, 1.12, 1.13 e 1.14. Na Figura 1.11, alguns materiais das duas primeiras hipóteses vêm comparados entre si, em função do grau de pureza ou de limpeza e umidade, justificando praticamente a necessidade de lavagem periódica de certos isolantes com água ou determinados solventes, ou tratamentos térmicos a 600/700 °C. Uma cobertura desses isolantes, com parafinas ou produtos semelhantes, não trouxe o resultado necessário, cabendo, nesse particular, apenas destacar o uso do silicone, o qual, por ser hidrófobo, cria um maior grau de segurança de uso.





## 11 • PERDAS DIELÉTRICAS. O FATOR DE PERDAS ( $\text{tg } \delta$ )

Ocorrem perdas de energia num isolante, chamadas de **perdas dielétricas**, devido ao trabalho realizado por um campo externo de certa orientação instantânea, sobre a estrutura do material, com orientação provavelmente diferente. Esse consumo de energia se apresenta sob a forma de calor e aparece tanto em corrente contínua quanto em corrente alternada, pois, em ambos os casos, vai circular uma **corrente transversal pelo isolante**.

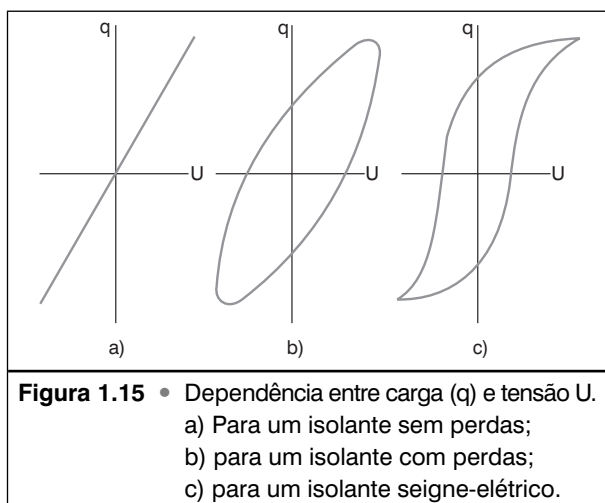
Quando do uso da **corrente contínua**, em que **não** se apresenta uma **polarização periódica**, a qualidade de um isolante é caracterizada pelo valor da **resistividade transversal** e da **resistência superficial**. Já no caso da **corrente alternada**, a caracterização deve levar em consideração mais outros fatores que podem levar a perdas. Assim, as perdas dielétricas são medidas pela potência consumida por unidade de volume, ou, mais comumente, pela tangente do **ângulo de perdas**, ou seja,  $\text{tg } \delta$ . Esse ângulo  $\delta$  é definido como segue: entre as duas superfícies externas de um isolante, a corrente que flui através do dielétrico está defasada em relação à tensão aplicada, de **modo capacitivo**. Estabelece-se, assim, um ângulo  $\varphi$ , cujo  $\cos \varphi$  representa o **fator de potência** desse circuito de corrente. Esse ângulo  $\varphi$  será de  $90^\circ$ , quando o efeito capacitivo for **puro**, sem perdas. Essas perdas, porém,

existem e vêm caracterizadas pelo ângulo  $\delta$ . Logo,  $90 - \varphi = \delta$ . Assim, quanto maior as perdas, menor será o efeito capacitivo.

Perdas dielétricas acima das admissíveis levam a um aquecimento do isolante, podendo atingir à sua destruição, uma vez que as propriedades isolantes são praticamente todas afetadas pela elevação de temperatura, e cada isolante tem, assim, uma temperatura limite, acima da qual o material não deve mais ser utilizado nos seus valores plenos. Essas temperaturas são a base da “classificação térmica dos materiais isolantes”, cujos valores estão definidos em norma específica da ABNT – Associação Brasileira de Normas Técnicas.

Essas perdas dielétricas variam em função de diversas grandezas. Assim, a tensão aplicada, a frequência e outras podem influir acentuadamente sobre a  $\tan \delta$ , dependendo das próprias condições estruturais do dielétrico. Vejamos algumas situações.

Baseado no comportamento polarizante, as perdas podem ser resultantes da circulação de correntes transversais. Essas perdas podem ser representadas como na Figura 1.15, em dependência da carga elétrica  $q$  de um isolante, ao qual se aplicou uma tensão  $U$ .



A Figura 1.15a representa o isolante que não apresenta perdas. Se num isolante a polarização é retardada, aparecem perdas dielétricas e a curva característica se torna uma elipse, que é a Figura 1.15b. A área interna à elipse é proporcional à energia absorvida no período em questão, energia essa transformada em calor e, por isso, é energia de perda.

Nos isolantes SEIGNETTE Elétricos, também se apresenta um laço, com uma configuração, porém, como a dada na Figura 1.15c, e também encontrada no laço de histerese de materiais ferromagnéticos. Também neste caso, a energia de perda é proporcional à área interna do laço.

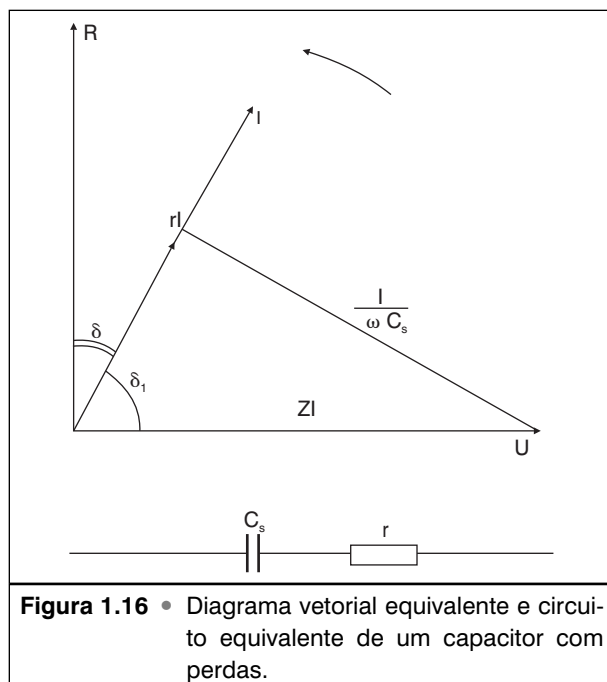
Além das perdas devidas à circulação de correntes transversais e de consumo de energia no trabalho de polarização, outros agentes prejudiciais às característi-

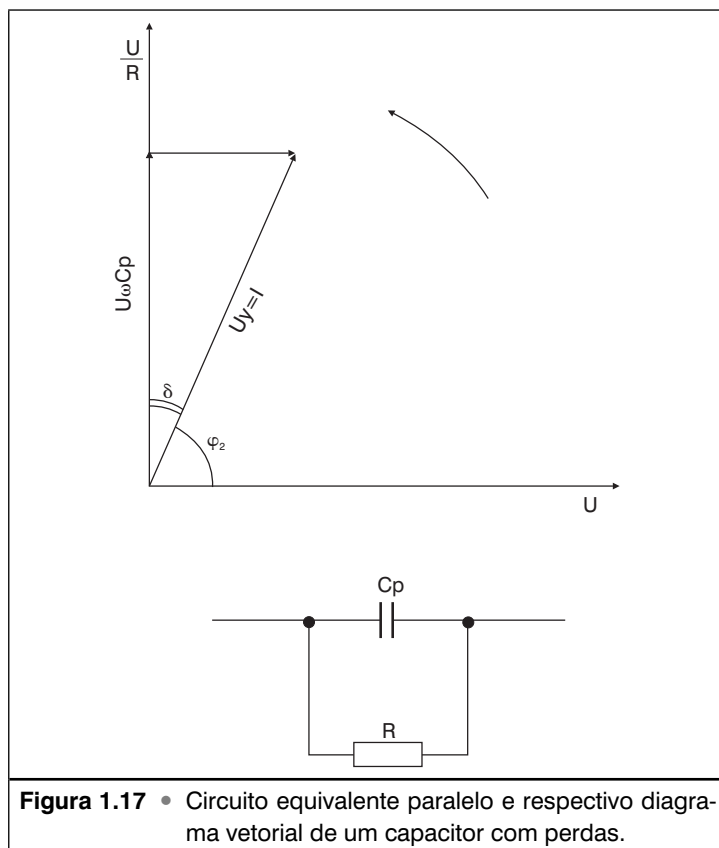
cas isolantes, como a umidade, presença de carbono e de óxidos (particularmente de óxido de ferro) e outros, **levam a aumentar as perdas dielétricas**.

Além disso, o efeito ionizante de **intensos** campos elétricos, provenientes da aplicação de **tensões elevadas**, sobretudo em dielétricos gasosos, ou a aplicação de **frequências elevadas** e conseqüente trabalho de **polarização maior**, podem elevar as perdas dielétricas ou o valor de  $\text{tg } \delta$ .

Vejamos agora o cálculo do valor de  $\text{tg } \delta$ . Conforme foi mencionado inicialmente, existe uma estreita correlação entre o **fator de potência**, no caso capacitivo, e o **fator de perdas**. Como, praticamente, o dielétrico atua como um capacitor real, os valores das perdas são determinados entre duas placas alimentadas, **entre as quais** é colocado o dielétrico em questão. É, portanto, a própria construção de um capacitor. Seu circuito equivalente deve ser escolhido de tal maneira, que a **potência ativa** seja igual à **potência de perdas** de um capacitor, e que o ângulo entre tensão e corrente seja o mesmo como o do capacitor considerado. Esse problema é resolvido colocando-se o capacitor real, como um capacitor ideal (sem perdas), em série ou em paralelo com um **resistor ôhmico** (que são as perdas).

No primeiro caso, teremos um circuito equivalente série; no segundo caso, um em paralelo; ambos representados nas Figuras 1.16 e 1.17. Em cada caso, as figuras representam ainda o diagrama vetorial tensão-corrente. As impedâncias  $Z_1 = Z_2 = Z$  são iguais entre si. Para que tenhamos condições **equivalentes**, o ângulo  $\varphi$  entre tensão e corrente deve ser o mesmo e, portanto,  $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$ , e as **potências ativas serão iguais**.





Essas potências ativas da ligação em série e em paralelo, bem como os respectivos ângulos de defasamento, são expressas através das capacitâncias-série  $C_s$  e da paralela  $C_p$  e, baseado na equação

$$P = UI \cos \varphi,$$

resulta, após algumas substituições e transformações para a ligação em série,

$$\operatorname{tg} \delta = \omega C_s r$$

e, para a ligação paralela,

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{\omega C_p R},$$

onde

$$\omega = 2\pi f,$$

Inter-relacionando essas equações, chegaremos a

$$C_p = \frac{C_s}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}$$

$$R = r \left( 1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \delta} \right)$$



Em materiais altamente isolantes, podemos desprezar o quadrado  $\text{tg}^2 \delta$ , em comparação a 1 e podemos colocar  $C_s \approx C_p \approx C$ . Assim, a potência transformada em calor passa a ser enunciada como

$$P = U^2 \omega C \text{tg} \delta,$$

onde  $\omega = 2\pi f$ , sendo  $f$  a frequência.

Ainda da equação das **resistências**  $R$  e  $r$ , podemos concluir que a **resistência equivalente paralela** será sempre algumas vezes **maior** que a em **série**.

A quantidade de energia transformada em calor por unidade de volume ( $\text{cm}^3$ ) tem a seguinte forma:

$$p = \frac{\epsilon f \text{tg} \delta}{1,8 \times 10^{12}} \left( \frac{U}{h} \right)^2,$$

onde:

$p$  = perdas específicas do dielétrico;

$U$  = tensão;

$h$  = espessura do corpo de prova;

$f$  = frequência.

E, finalmente, a condutibilidade aparente, poderá ser expressa por

$$\gamma = \gamma_a + j\gamma_r = \frac{\epsilon f}{1,8 \times 10^{12}} (\text{tg} \delta + j),$$

onde

$$j = \sqrt{-1}$$

Observe-se que, ao contrário da análise com **corrente contínua**, a capacitância do dielétrico, com elevadas perdas em **alta frequência**, é expressa por um valor **dependente do tipo** de circuito equivalente escolhido (**série ou paralelo**). O mesmo também vale para o valor da **constante dielétrica** de materiais de elevadas perdas. O ângulo de perdas depende da escolha do circuito equivalente. Um exemplo do que foi analisado são os valores da Tabela 1.11.

<b>Tabela 1.11</b> • Valores de $\epsilon$ : e $\text{tg} \delta$ de materiais isolantes com elevadas perdas.		
<b>Grandeza</b>	<b>Material</b>	
	<b>Plástico úmido da família dos fenóis</b>	<b>Papel úmido para cabos</b>
$\text{tg} \delta$	0,660	0,350
$\epsilon$ pelo circuito equivalente série	28	4,8
$\epsilon$ pelo circuito equivalente paralelo.	18	4,3

Conforme verificamos nas equações acima, as **perdas dielétricas** e todos os valores **intermediários** ( $C_s$ ,  $C_p$ ,  $r$  e  $R$ ) são função da **frequência**, de modo que as grandezas **obtidas não** podem ser generalizadas para qualquer situação. Essa generalização apenas seria admissível se houvesse, num dado caso, informação segura de que, para uma certa faixa de valores de frequência, **não houvesse** alteração de grandezas. Nesse caso específico,  $C$  e  $R$  **serão constantes** na faixa considerada e as **perdas** serão determinadas pela proporção

$$P = \frac{U^2}{R}.$$

Nos demais casos, aplica-se

$$P = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta = U^2 \omega C_r \omega C_p = U^2 \omega^2 C^2 r.$$

Dessa equação, podemos tirar uma conclusão bastante importante: **em capacitores de ondas curtas**, as resistências ôhmicas das partes metalizadas, dos condutores de ligação e dos pontos de contato, **devem ser as mais baixas possíveis**.

Em qualquer situação, deve assim ficar claro, que as **perdas dielétricas reais**, existentes em um dielétrico, devem ser determinadas nas **condições de uso**, em particular da **frequência** que lhe é **aplicada** no circuito de seu emprego. Caso contrário, as eventuais perdas elevadas e a elevação do calor de perdas a **níveis inadmissíveis** tenderão a **destruir o dielétrico**.

### **Perdas dielétricas nos gases**

As perdas nos gases são bastante **baixas**, sempre que o campo elétrico aplicado esteja num **valor inferior ao campo de ionização**. Sob esse aspecto, pode-se considerar um gás praticamente como um **isolante ideal**.

As perdas que se podem apresentar são consequentes da condutividade elétrica, e **não** de um consumo de potência para dar origem a polarização.

Essa **condutividade** é de valor bastante **baixo**, razão pela qual as perdas são **pequenas**, mesmo em **altas frequências**. O valor de  $\operatorname{tg} \delta$  pode ser calculado pela seguinte equação:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1,8 \times 10^{12}}{\epsilon f \rho} = \frac{1}{\omega C_{es} \rho},$$

onde:

$C_{es}$  é a capacitância específica de um cubo com 1 cm de lado;

$\epsilon$ , a constante dielétrica, geralmente muito próxima de 1;

$f$ , a frequência, em Hz;

$\rho$ , a resistividade, da ordem de  $10^{17} - 10^{18} \Omega \text{ cm}$ ;

$\omega$ ,  $2\pi f$ .

Pode, entretanto, ocorrer uma **ionização** do gás, perante **tensões elevadas críticas** e **campos heterogêneos**. Desse fato, aparecem, no gás, acréscimos de perdas, que se **elevam** proporcionalmente com a tensão, obedecendo aproximadamente à seguinte equação:

$$P = Kf(U - U_0)^2,$$

onde:

$K$  é a constante;

$f$ , a frequência;

$U$ , a tensão aplicada;

$U_0$ , a tensão inicial de ionização, sendo esta dependente da pressão do gás. Com elevação da pressão, eleva-se o valor de  $U_0$  de um dado gás.

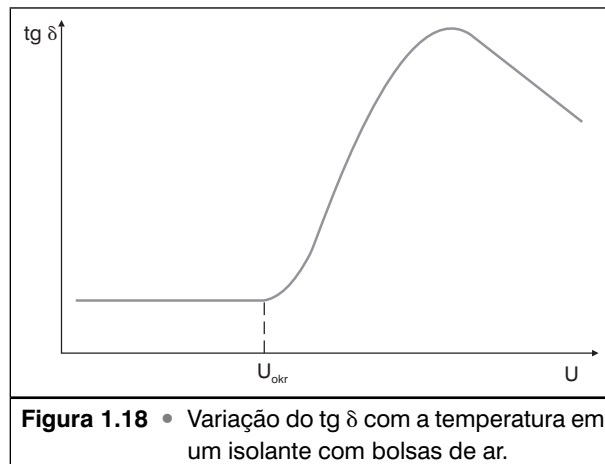
Lembrando que

$$P = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta,$$

e, ainda, que as perdas de ionização são dadas por

$$P_i = Kf(U - U_0)^2,$$

podemos concluir **que  $\operatorname{tg} \delta$  se elevará** com o aumento de  $U$ . A elevação do  $\operatorname{tg} \delta$  também poderá indicar a existência de bolhas dentro do isolante sólido. A Figura 1.18 demonstra uma curva típica de um tal caso. Essa curva, em que temos  $\operatorname{tg} \delta = f(U)$ , é frequentemente chamada de **curva de ionização**. As perdas de ionização se elevam em altas frequências, de tal modo, que a característica isolante é rompida em alguns setores, devido ao sobreaquecimento, resultante das perdas que ocorrem nesses locais.



A ionização de bolsas de ar **internas** a isolantes sólidos, também, em geral, levam à **destruição** por sobreaquecimento, que dá origem à ozona e gases à base de **nitrogênio**, e que podem acelerar a destruição química do material sobre o qual vão agir.

Essas mesmas perdas de ionização, no caso do **fenômeno de corona** (ionização superficial envolvente de cabos), **reduzem** o rendimento da instalação.

### *Perdas dielétricas em isolantes líquidos*

No caso de líquidos não polares, as perdas dielétricas são unicamente provenientes das **correntes de descarga** devidas à condutividade elétrica do material, contanto que não se registre a presença de **acréscimos de moléculas polares**. Essa condutividade em líquidos **não polares, puros**, é extremamente **reduzida**. Consequentemente, as perdas dielétricas também são **baixas**.

O ângulo de perdas é calculado segundo a equação

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1,8 \times 10^{12}}{\epsilon f \rho_t},$$

já conhecida, onde  $\rho_t$  é a resistividade transversal do líquido nas condições de uso.

Se as perdas são consequentes apenas da **condutividade elétrica**, as mesmas dependerão da **temperatura e da intensidade de campo**.

A situação é diferente no caso de **líquidos polares**: suas **perdas**, apesar de dependerem da temperatura e da frequência, apresentam, em geral, valores bem mais **elevados** do que no caso dos não polares. Essas perdas ainda são somadas a parcelas de perdas devidas à **condutividade** além de variarem com a **viscosidade**. A condutividade de tais líquidos é geralmente **pequena** à temperatura ambiente, movendo-se na casa dos  $10^{-12}$  a  $10^{-13} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ . Ainda em **frequências elevadas**, aparecem as perdas dipolares, devido ao consumo de energia, transformada em **calor**, na orientação desses dipolos.

Os isolantes líquidos usados na prática são geralmente misturas de líquidos polares e não polares, como no caso do **óleo para transformadores** e de **massas compostas** (*compound*), ou senão de líquidos polares. Essas **perdas** podem ser explicadas, de acordo com a teoria da polarização dos dipolos.

A molécula dipolar tende a **acompanhar**, e chega a fazê-lo, **as variações do campo elétrico**, girando-se no meio em que está. Nesse movimento, aparecem **perdas por atrito**, que se transformam em calor.

Se a viscosidade é suficientemente **elevada**, a polarização praticamente desaparece. Nesse caso, as **perdas dielétricas** são **pequenas**. Também as perdas são **pequenas** quando a viscosidade é **baixa** e a orientação dipolar pode se processar

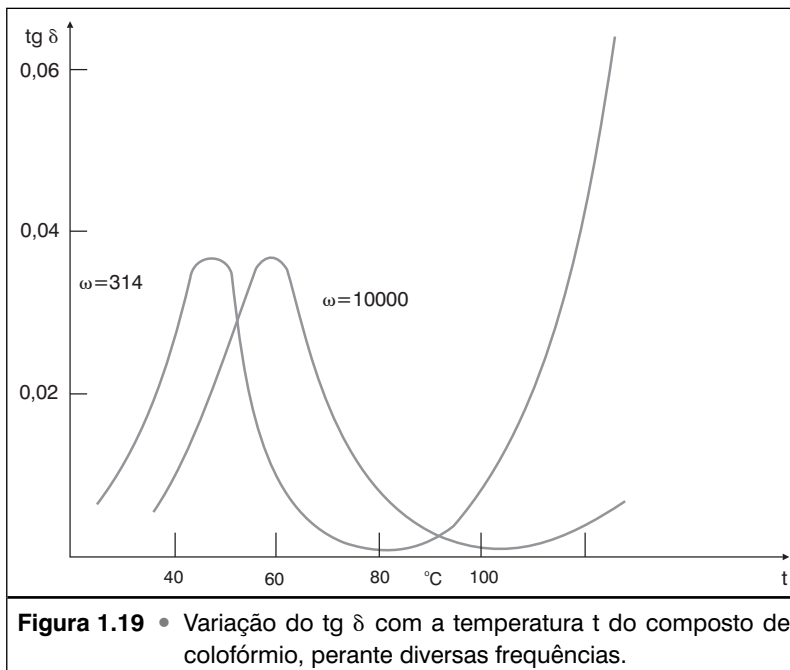
sem elevados atritos. Entretanto, em líquidos de viscosidade **média**, essas perdas podem ser **significativas**, atendendo à seguinte condição:

$$\omega \approx \frac{1}{\tau_0},$$

onde  $\omega$  é a frequência radial da tensão aplicada e  $\tau_0$  é o tempo necessário à polarização.

O tempo  $\tau_0$  depende da viscosidade do líquido e, conseqüentemente, da temperatura.

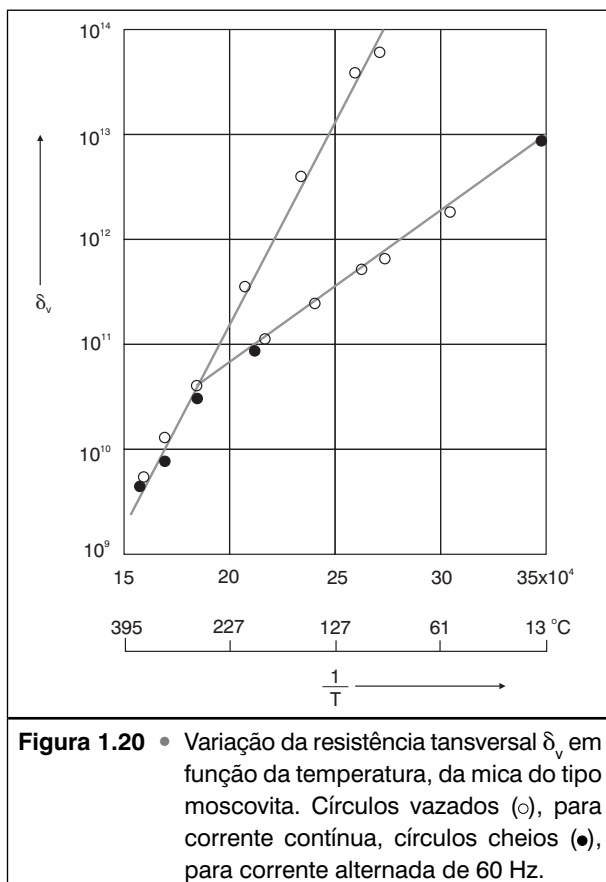
Na Figura 1.19 vem indicada a variação do  $\text{tg } \delta$  com a temperatura de um composto a duas frequências diferentes. Observe-se que, **variando a frequência**, varia o ponto de **temperatura crítica**. Isso significa que a **frequências mais elevadas**, corresponde um **menor** tempo de polarização, o que, por sua vez, corresponde a uma **temperatura maior**.



Aos pontos mais próximos ao eixo das **temperaturas** da curva  $\text{tg } \delta = f(t)$  correspondem aquelas temperaturas às quais a viscosidade do líquido é **tão baixa** que a orientação dipolar ocorre **sem atrito**.

Nesse caso, as perdas são **baixas** e dependem apenas da **condutividade elétrica**. A nova elevação no final da curva, do  $\text{tg } \delta$ , com elevação de temperatura, é explicável devido a **novo aumento** da condutividade elétrica. Essa grandeza, sozinha, define as **perdas dielétricas** perante temperaturas **elevadas**. Uma influência

típica da frequência sobre as perdas dipolares em isolantes líquidos é dada na curva superior da Figura 1.20. As perdas se **elevam com a frequência** enquanto a polarização pode acompanhar as variações de campo.



Entretanto, no instante em que a frequência se elevou a valores tão grandes que as moléculas dipolares não podem mais acompanhar totalmente as variações citadas, as perdas ( $p$ ) passam a se manter constantes.

Outro fato característico é que a curva das perdas difere da curva do fator de perdas ( $\text{tg } \delta$ ). Assim, na faixa de frequências elevadas em que  $p$  passa a ser constante, o fator de perdas se reduz acentuadamente (veja a Figura 1.20), pois, perante uma componente ativa constante da corrente, a componente reativa se eleva com a frequência.

Perante frequências baixas, as perdas dipolares de líquidos de baixa viscosidade são desprezíveis, podendo ser menores que as perdas devidas à resistividade transversal ( $\rho_v$ ). Já perante frequências elevadas, as perdas dipolares predominam, mesmo nos líquidos de baixa viscosidade, sobre as perdas devidas à condutividade

transversal. Por essa razão, líquidos dipolares **não** são recomendados para uso em frequências **elevadas**.

A Tabela 1.12 apresenta alguns valores de  $\text{tg } \delta$ .

<b>Tabela 1.12</b> • Valores característicos de constante dielétrica ( $\epsilon$ ) e perdas dielétricas ( $\text{tg } \delta$ ) de alguns líquidos.			
<b>Tipo de Material</b>	$\epsilon$	<b>tg <math>\delta</math> com <math>f = 10^6</math> Hz e <math>t = 20</math> °C</b>	<b>Observações</b>
Óleo mineral para capacitores	2	< 0,0002	Líquidos não polares de elevado grau de pureza
Óleo de rícino	4	0,015	Líquidos polares

Na Tabela 1.12, podemos observar que as perdas do **óleo de transformadores**, pertencente à família dos líquidos **não polares**, são sensivelmente **menores** que as do **óleo de rícino**, que é polar.

### *Perdas dielétricas em isolantes sólidos*

As perdas desse tipo nos **sólidos** são determinadas de um lado pelo **tipo de polarização** e, de outro, pelo tipo da **estrutura do sólido** (cristalino ou amorfo) e do **tipo de material**, sob o ponto de vista químico (inorgânico ou orgânico).

Quanto ao *tipo de polarização* podemos distinguir basicamente a *polarização eletrônica* e a *iônica*.

**Isolantes sólidos orgânicos** e inorgânicos apresentam exclusivamente *polarização eletrônica*, notando-se praticamente ausência de **perdas**. Eventuais perdas, medidas nesses casos, resultam de **impurezas** contidas na matéria. Como exemplo desse grupo de materiais, podemos citar a **parafina** e o **polistírol**, o que os recomenda para uso em **altas frequências**. Se os isolantes forem **inorgânicos**, como no caso do **quartzo** e da **mica**, em que se observa uma ação combinada de *polarização eletrônica e iônica*, as perdas ainda continuam **baixas**, resultantes sobretudo das correntes que circulam devido à condutividade transversal do material. Essas perdas, porém, são dependentes da frequência, uma vez que o  $\text{tg } \delta$  se **reduz** com a elevação de **frequência**. O valor do  $\text{tg } \delta$  pode ser calculado pela seguinte equação:

$$\text{tg } \delta = \frac{1,8 \times 10^{12} \gamma_{tr}}{\epsilon \times f},$$

onde  $\gamma_{tr}$  é a condutividade transversal.

Com variação de temperatura,  $\text{tg } \delta$  e as perdas  $P$  variam segundo a mesma lei da condutividade elétrica, valendo

$$P_T = B \times e^{-\frac{\alpha}{T}}$$

onde:

$P_T$  são as perdas à temperatura absoluta  $T$ ;

$B$  e  $\alpha$ , constantes;

$T$ , a temperatura absoluta.

A Figura 1.20 demonstra graficamente a variação antes indicada.

Nesses cristais de mica, os quais apresentam uma estrutura em camadas, a componente ativa da corrente sofre a influência de **depósitos** de comportamento **semicondutor**, geralmente encontrado entre as lamelas de mica. Por essa razão, nesse caso, as perdas não podem ser calculadas baseadas em ensaios com corrente contínua. Essa é a razão também por que, na Figura 1.20, ainda, as curvas obtidas com corrente contínua e alternada apenas coincidem perante **elevadas temperaturas**, em que a característica condutora é unicamente função da **condutividade elétrica** da mica.

### *Perdas dielétricas em materiais amorfos inorgânicos*

Essas considerações têm importância prática, sobretudo no estudo dos **vidros**. Nesse grupo de materiais, encontramos três tipos de polarização: **eletrônica**, **iônica** e **estrutural**. As perdas que aí aparecem podem ser abordadas sob os seguintes aspectos:

- a) **Perdas que pouco dependem da temperatura** e que se elevam proporcionalmente à frequência. O  $\text{tg } \delta$ , porém, independe da **frequência**.
- b) **Perdas que variam exponencialmente com a temperatura** e pouco dependem da frequência. O  $\text{tg } \delta$  decresce, nesse caso, com **elevação** de frequência.

No caso a), as perdas dependem da **polarização estrutural** e apresentam valores relativamente **elevados** na maioria dos vidros, exceção feita apenas ao **vidro de quartzo**. Essas perdas podem sofrer uma elevação acentuada, se houver presença de pequenas quantidades de óxidos, pois estes prejudicam a estrutura interna do vidro. Essa estrutura pode sofrer significativas modificações, devido a **tratamentos térmicos (vidros temperados)**.

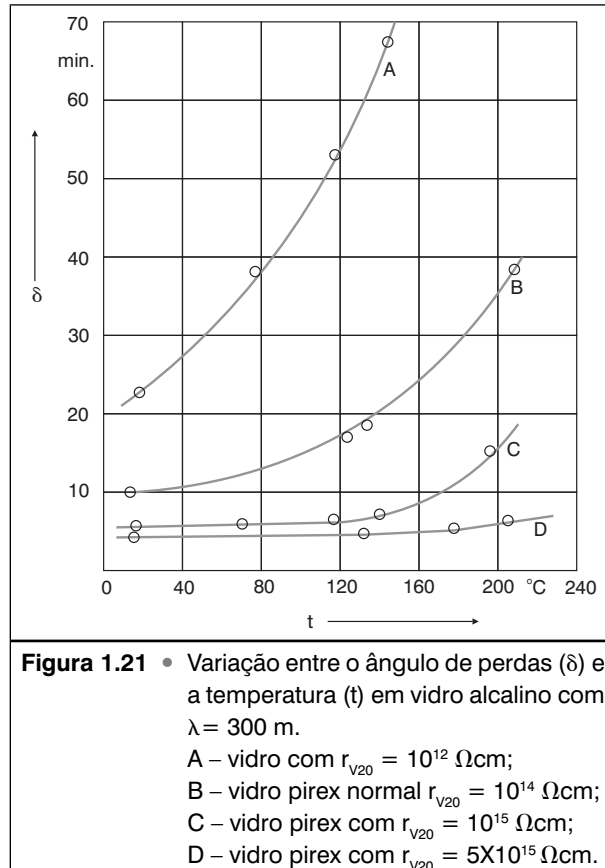
No caso b), íons fracamente ligados sofrem deslocamentos, o que eleva a condutividade e, com isso, a **corrente transversal**. Esses deslocamentos são ocasionados,



em geral, por um acréscimo de **energia térmica**, elevando-se, assim, as perdas perante **elevação** de temperatura.

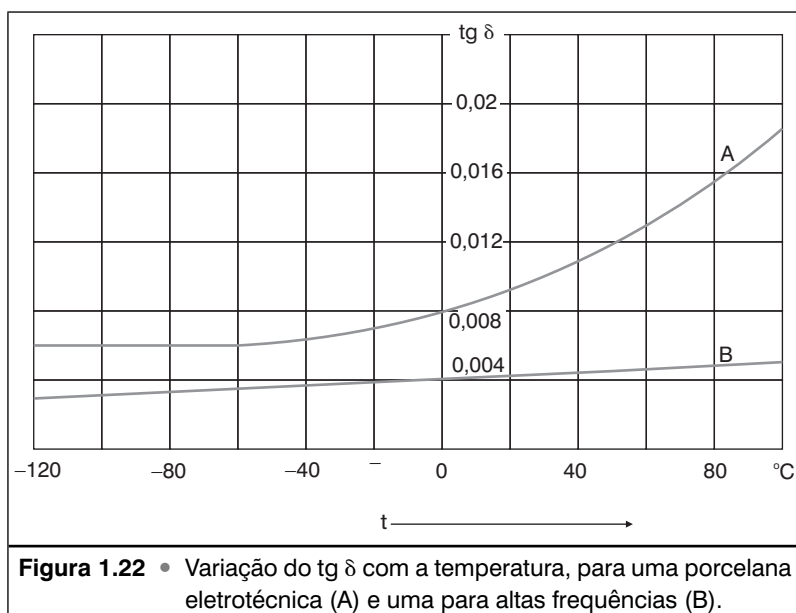
O valor de  $\text{tg } \delta$  começa a se **elevantar** em temperaturas tanto mais **baixas** quanto **maior** a condutividade transversal do vidro.

Graficamente, a Figura 1.21 comprova essa situação, para diversas composições e condutividade dessa matéria-prima.



Já na Figura 1.22, temos a variação  $\text{tg } \delta = f(t)$  para dois tipos de **cerâmicas**, um específico para **altas frequências** e o outro de uso mais **generalizado**. Observe-se que, em altas frequências, a elevação de  $\text{tg } \delta$  ocorre a temperaturas mais **elevadas** do que em **baixa frequência**. Esse fenômeno é ocasionado pelo fato de que as perdas em frequência elevada são principalmente função da **condutividade elétrica**.

A **grandeza** das **perdas dielétricas** é, sobretudo, conseqüente da **composição do vidro**. Assim, a presença de óxidos alcalinos e a ausência de óxidos de metais pesados (BaO, PbO) eleva sensivelmente o  $\text{tg } \delta$  do vidro.



### *Perdas dielétricas em isolantes inorgânicos policristalinos*

Em isolantes **inorgânicos policristalinos**, predominam frequentemente características de materiais **semicondutores**. Destacam-se, nesse particular, o **carbono**, o **óxido de ferro** e outros, em especial nos isolantes **porosos**, como mármore, em que, devido à sua elevada higroscopia, são acentuadamente sensíveis à presença de umidade. Suas propriedades elétricas **são muito instáveis**, o que ocasiona grande variação de valores de perdas dielétricas, mesmo em materiais de mesma composição, porém manufaturados e expostos a processos de produção (particularmente recobrimento e queima de esmalte) **diferentes**.

A presença de **impurezas** eleva acentuadamente o valor do  $\text{tg } \delta$ .

### *Perdas dielétricas em isolantes sólidos orgânicos, com moléculas polares*

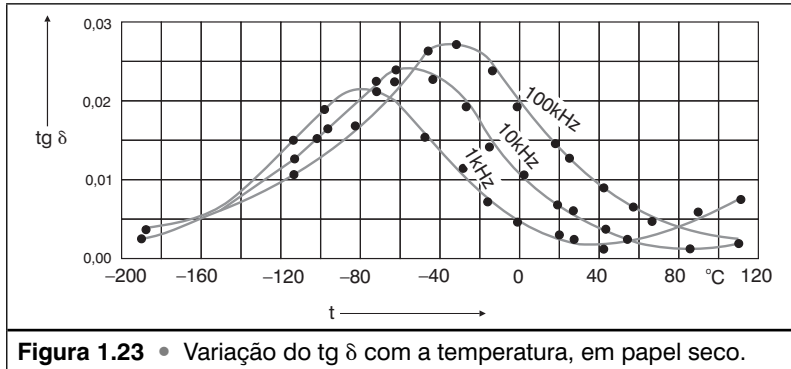
Tanto no caso de sólidos **amorfos** quanto no de **crystalinos** desse grupo, as perdas são função da **polarização estrutural**, resultante de deslocamentos dipolares, devido a **vazios internos**. A energia necessária para tanto leva ao **aquecimento** do material.

As **perdas** de sólidos orgânicos polares dependem da **temperatura**, ocorrendo um máximo de perdas perante uma **temperatura crítica**, específica para cada material. Esse máximo é função da **frequência própria** a uma dada tensão aplicada.

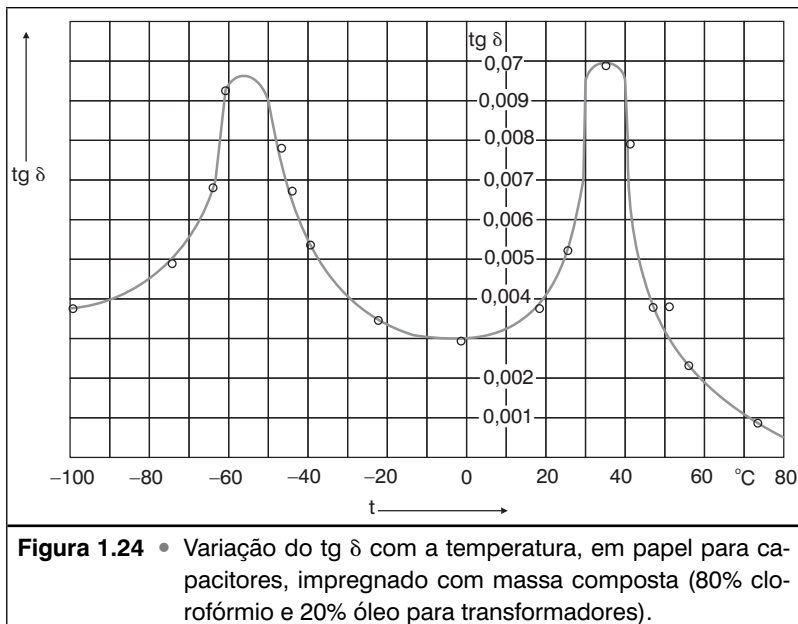
Geralmente, esses materiais se caracterizam por um  $\text{tg } \delta$  elevado, o que exclui praticamente seu uso perante **com frequências elevadas**.

Pertencem a esse grupo grande número de **fibras** e **materiais naturais** e **synéticos**, tais como fibras de celulose, ésteres de celulose, seda natural, resinas

sintéticas e outros. A Figura 1.23 demonstra o caso particular do papel, onde se verifica a variação do  $\text{tg } \delta$  com a temperatura. Perante frequências elevadas, o  $\text{tg } \delta$  do papel já é elevado, mesmo em temperaturas relativamente baixas, o que também limita o uso do papel isolante à área das frequências baixas.



Os papéis, devido à sua higroscopia, são eletricamente, em geral, usados em conjunto com um impregnante, que evidentemente também influenciará os valores que estamos analisando. A Figura 1.24 apresenta os resultados de algumas medições feitas com o papel impregnado com óleo, com dois picos: o primeiro, consequente das perdas intrínsecas do papel; o segundo, devido às perdas dielétricas do impregnante.



É característica praticamente geral desses materiais uma elevação das perdas com elevação de temperatura, devido à um acréscimo no valor da condutividade elétrica. Alguns valores de estruturas típicas vêm indicados na Tabela 1.13.

**Tabela 1.13** • Valores característicos de  $\text{tg } \delta$  de alguns dielétricos sólidos.

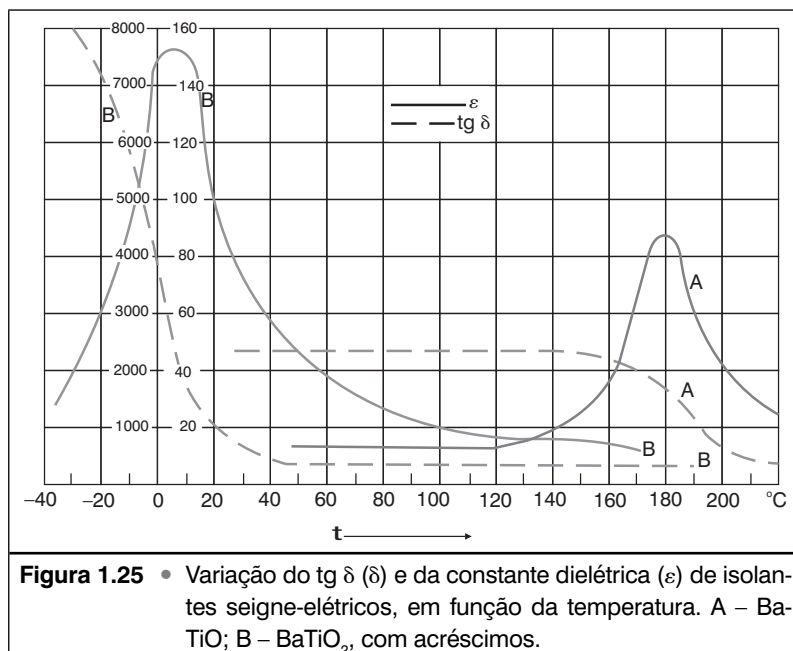
Característica estrutural	Designação do material	$\text{tg } \delta$ com $f = 10^6 \text{ Hz}$ e $t = 20 \text{ }^\circ\text{C}$	Observações
Isolantes não polares com polarização eletrônica	Enxofre	~ 0,0001	Valores para material puro
	Parafina		
	Polistírol		
Monocristais inorgânicos com polarização iônica e eletrônica	Sal (NaCl)	~ 0,0001	-
	Óxido de magnésio (MgO)		
Vidros inorgânicos	Vidro de quartzo	0,0002	-
	Vidro alcalino e de silicatos	0,01	
Substâncias inorgânicas policristalinas	Óxido de alumínio	de 0,0001 a 0,01	A variação dos valores de $\text{tg } \delta$ consequentes de variações no sistema cristalino e na composição
Substâncias sólidas orgânicas polares	Papel	0,01	
	Seda natural	0,015	
	Ceras	de 0,004 a 0,015	

### Perdas em isolantes seignete-elétricos

Conforme já foi abordado anteriormente, esses materiais se caracterizam por uma polarização espontânea. Isso leva a um comportamento isolante acentuadamente dependente da temperatura, encontrando o máximo de polarização no valor da Temperatura de Curie. Acima dessa temperatura, as propriedades seignete-elétricas se perdem e a polarização espontânea desaparece. De modo geral, porém, as perdas dielétricas nesse tipo de material são elevadas.

Vejamos as conclusões das medições efetuadas, e que resultam na Figura 1.25, feitas para dois materiais cerâmicos pertencentes a esse grupo.

Nota-se claramente que a temperatura influi acentuadamente sobre o fator de perdas ( $\text{tg } \delta$ ) e sobre a constante dielétrica ( $\epsilon$ ).



## 12 • DESCARGA INTERNA – ANÁLISE DA RIGIDEZ DIELÉTRICA

Uma das mais importantes características de um material isolante é a sua resistência à passagem interna da corrente, quando ao dielétrico é aplicada uma **tensão**. A característica de não conduzir corrente, entretanto, tem o seu limite prático, quando um **dado valor crítico de tensão** é ultrapassado; esse valor de tensão por unidade de espessura é conhecido por **rigidez dielétrica**, e, por isso, medido em kV/mm. O valor crítico de tensão dá origem a um **valor de ruptura** ou de **descarga do campo elétrico**, como segue:

$$E_d = \frac{U_{CRIT}}{h},$$

onde  $h$  é a espessura de material no ponto da ruptura. Quando o campo aplicado não é homogêneo, adota-se para  $E_d$  o valor médio, ou, caso as condições de segurança o exijam, o valor menor.

Tal como na análise das demais características isolantes, também a rigidez dielétrica de uma matéria-prima depende, basicamente, do seu **estado físico**. Vejamos, assim, de que depende e como se dá a **ruptura dos gases**.

## 13 • RUPTURA DIELÉTRICA DOS GASES

A ruptura em meio gasoso é principalmente função da **ionização** provocada por **impulso de tensão**. No caso de campos homogêneos, a ruptura é instantânea;

no caso dos campos heterogêneos, aparece primeiramente uma ionização parcial, devido ao aparecimento do **efeito corona**.

Tem significado especial, nesse grupo, devido a sua frequente presença, o comportamento **isolante do ar**.

Comparado com isolantes líquidos e sólidos, seu valor de **rigidez dielétrica** apenas é razoável sob condições **secas**, o que, entretanto, dificilmente pode ser a **referência** nos casos práticos, devido à presença frequente de **umidade ao ar livre** nas redes de transmissão e de distribuição de energia.

Conforme já mencionado, a isolação de um gás é rompida, devido a um impulso ionizante de tensão. A teoria da ionização da ruptura de um gás apresenta uma análise que aborda inclusive o estado inicial de ruptura, situação em que a corrente de ionização é ainda bastante baixa. Tanto os íons positivos e negativos quanto os elétrons livres são influenciados fundamentalmente pela energia térmica presente.

Aplicando-se um campo elétrico, as partículas mencionadas sofrem uma **aceleração suplementar** e caminham na direção determinada pelo **campo elétrico aplicado** e pelo sinal de sua carga. Durante essa fase, as partículas adquirem um **acréscimo** de energia dado por

$$W = q \times U,$$

onde  $q$  é a carga da partícula e  $U$  a queda de tensão da partícula carregada durante o seu deslocamento, sem que haja colisão com outras partículas. No caso de um campo homogêneo, pode-se escrever

$$U = E \times \lambda,$$

onde  $E$  é a intensidade do campo aplicado e  $\lambda$  o comprimento médio livre. A energia absorvida pela partícula durante seu deslocamento no comprimento  $\lambda$  é, assim, dado por

$$W = E \times q \times \lambda.$$

Quando ocorre **colisão** entre as **partículas em movimento** com partículas **neutras**, uma parte da energia é **transferida** para as partículas neutras. Se a transferência de energia foi suficientemente grande, ocorre a **ionização da partícula neutra**. Para que isso aconteça, é necessário que

$$W \geq W_i.$$

onde  $W_i$  é a energia necessária à ionização. Substituindo nas equações anteriores, tem-se

$$Eq\lambda \geq W_i.$$

Ao invés de nos referirmos à energia de ionização, é mais comum a caracterização do gás em função da **tensão de ionização**  $U_i$  tendo-se

$$U_i = \frac{W_i}{q}.$$

Essa tensão ou potencial de ionização dos **gases** se move entre 4 a 25 V, o que corresponde a uma **energia** de ionização de 4 a 25 eV.

Perante condições de **pressão e temperatura** constantes, o aparecimento da ionização depende unicamente da **intensidade** do campo elétrico  $E$ , porque  $\lambda$  e  $q$  também são **constantes** para dado gás. O início de ionização se processa com **elétrons livres**, bastando, para tanto, uma pequena concentração de elétrons. Devido ao campo aplicado, esses elétrons são acelerados e projetados de tal maneira, que, **na colisão** com moléculas neutras, arrancam destas outros elétrons, reforçando, assim, a **nuvem de elétrons livres** que, ainda sujeitos ao campo aplicado, também são **acelerados** e repetem o processo do deslocamento de elétrons de outras moléculas, **indefinidamente**, até cessar o efeito do campo  $E$ . Perdendo elétrons, as moléculas vão passar a ter **predominância** de cargas positivas, transformando-se em íons positivos; passam igualmente a **ser aceleradas** pela ação do campo elétrico  $E$ , e colaboram, assim, para a **ionização de outras moléculas** ainda **neutras**. Essa reação em cadeia leva a uma rápida elevação da corrente; a ruptura do gás se processa. O tempo necessário para o desencadeamento dessa reação varia entre  $10^{-5}$  a  $10^{-7}$ s. Esse tempo, entretanto, poderá ser menor, no caso em que a **tensão de ruptura** foi aumentada, geralmente na forma de um impulso de tensão, o que dá origem à definição do **fator de impulso**  $\beta$ , assim definido:

$$\beta = \frac{U}{U_0},$$

onde:

$U$  é a tensão de ruptura perante dado impulso; e

$U_0$ , a tensão de ruptura perante solitação à frequência industrial.

O valor de  $\beta$  pode chegar a ser igual a 2, quando o **campo** aplicado é heterogêneo. Nessas considerações, foram desprezados os efeitos da **fotoionização**, que, entretanto, podem influir **acentuadamente** no sentido de **acelerar** a ruptura, reduzindo o valor da tensão de ruptura ou o da rigidez dielétrica, dependendo do material isolante considerado.

Nessa ionização em cadeia, são arrastadas também partículas com nível de energia **elevado**, maior do que a energia de ionização ( $W_i$ ) dando, finalmente, origem a **radiações luminosas**.

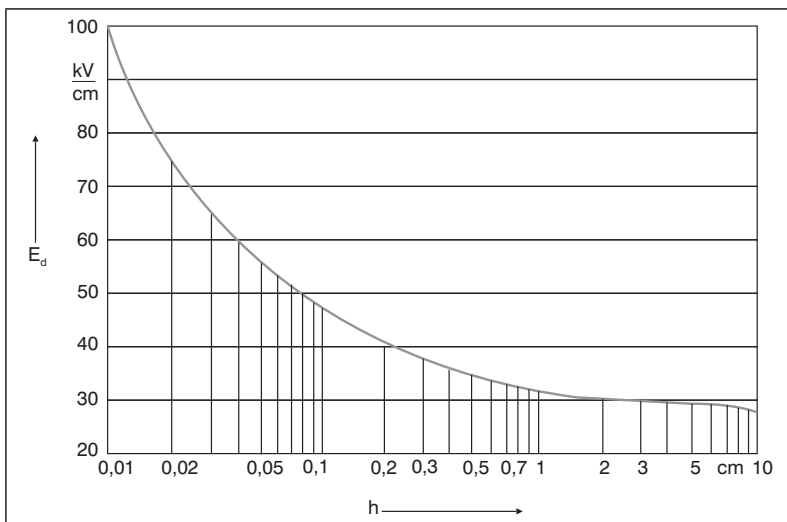
Conforme já mencionado, o valor da tensão de ruptura é, acentuadamente, função do tipo de campo elétrico aplicado, podendo ser este basicamente **homogêneo** ou **heterogêneo**.

Vejam, inicialmente, uma análise da ruptura de gases perante a ação de campos elétricos homogêneos.

### Ruptura perante um campo elétrico homogêneo

Um campo elétrico suficientemente homogêneo pode ser representado por linhas paralelas, que se estabelecem entre **planos paralelos** de arestas arredondadas, ou mesmo **entre esferas de descarga** de elevado diâmetro e pequeno afastamento entre si. A ruptura do volume de gás entre esses planos é instantânea, assim que a tensão aplicada atinge os valores da **tensão de ruptura  $U_r$** , dando origem, assim, ao valor da rigidez dielétrica, obtido pelo **cociente dessa tensão  $U_r$  pela distância  $h$  entre eletrodos** de placas ou esferas. A intensidade de campo  $E$ , na qual ocorre a ruptura, é dependente da pressão do gás e da temperatura presentes. Ao atingir-se o valor de **ruptura**, aparece uma centelha entre os eletrodos, que se transforma num **arco voltaico** sempre que a fonte de alimentação tem valor ôhmico suficientemente **baixo**. A distância  $h$  entre os eletrodos também precisa ser perfeitamente conhecida, uma vez que da tensão de ruptura  $U_r$  e do afastamento  $h$  é que se pode **calcular a rigidez dielétrica** do material.

Na Figura 1.26, temos a representação gráfica típica da **rigidez dielétrica** (em kV/cm) em função do afastamento  $h$ .



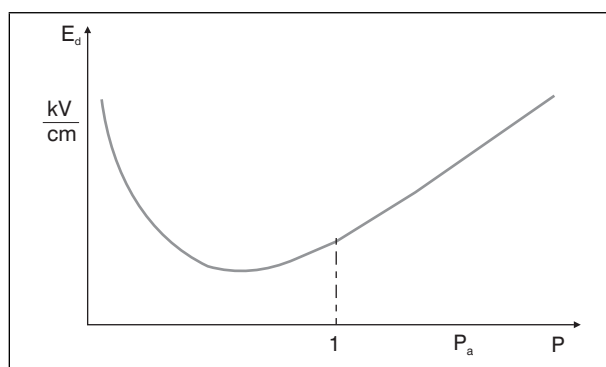
**Figura 1.26** • Variação entre a rigidez dielétrica  $E_d$  e o afastamento  $h$  entre eletrodos, no caso do ar, em campo homogêneo.



Quando o afastamento  $h$  é pequeno, o valor da rigidez dielétrica se eleva, o que se justifica pela facilidade com que os elétrons se deslocam através desse afastamento entre eletrodos, sem sofrer colisão e perdas, e, portanto, sem participar do processo da ionização.

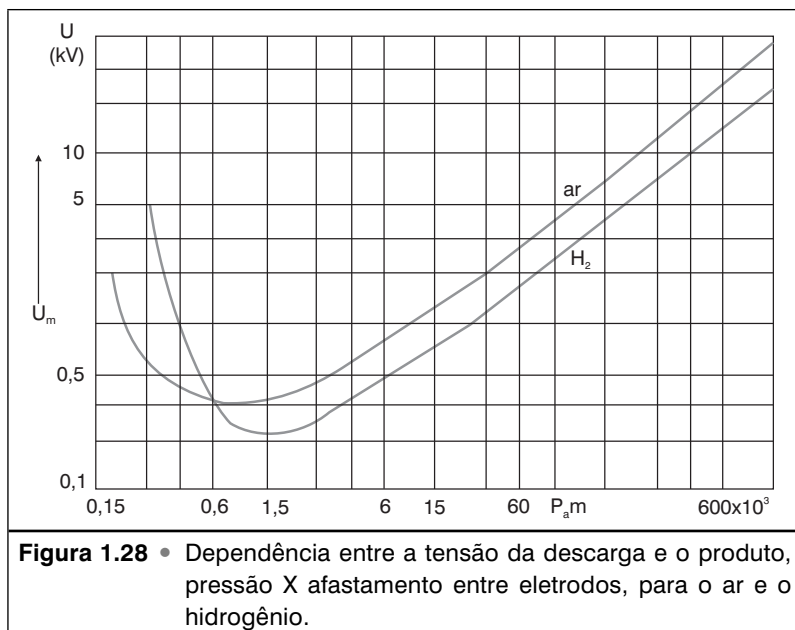
Para o ar, sob condições normais, ou seja, perante **uma temperatura de 20 °C** e a uma pressão de **1 atmosfera** (101325 pascais), a rigidez dielétrica é de 30 kV/cm, para um afastamento entre eletrodos de 3 cm. Reduzindo-se esse afastamento para, por exemplo, 0,0005 cm, a rigidez dielétrica se eleva até valores de 700 kV/cm. Os valores de tensão indicados se referem à **tensão contínua** ou a **valores de pico de corrente alternada, a frequência industrial**.

A rigidez dielétrica de um gás depende acentuadamente da **densidade desse gás**. Isso significa que, mantida a temperatura constante, a rigidez dielétrica depende da **pressão** do gás. Perante pressões **elevadas** e correspondente **elevação das densidades**, reduz-se a distância entre as moléculas, o afastamento entre os elétrons e se **eleva** o número de partículas por unidade de volume. Dessa forma, **eleva-se o valor da tensão de ruptura** do material, o que é sinônimo de **elevação da rigidez dielétrica**. Se, em seguida, houver uma **redução** da pressão, como mostra a Figura 1.27, notaremos uma redução do valor da **tensão de ruptura**, devido ao aumento do afastamento médio entre os elétrons. Se, entretanto, continuarmos a **reduzir** a pressão, observaremos uma nova **elevação** da tensão de ruptura ou da rigidez dielétrica, fenômeno que é explicado pela **redução do número de moléculas do gás**, o que, por sua vez, **reduz** a probabilidade de uma **ionização** devido a choques entre partículas **neutras** de gás ou entre **elétrons**. No caso em que a pressão é **tão baixa** que corresponda a um **vácuo elevado**, **não ocorre mais ruptura dielétrica por ionização**. Nesse caso, os elétrons necessários ao aparecimento de **uma descarga** serão provenientes de destruição dos **catodos metálicos** aos quais esses elétrons são arrancados. No vácuo, a rigidez dielétrica atinge valores de até  $10^3$  kV/cm. Essa característica é, eventualmente, usada em alguns equipamentos que trabalham com **tensões de alta frequência**.



**Figura 1.27** • Dependência esquemática entre a rigidez dielétrica ( $E_d$ ) e a pressão do gás  $p$ .

Da mesma maneira, gases são aplicados, **sob alta pressão**, como isolantes para **equipamentos de alta-tensão** (dispositivos de comando, cabos, capacitores). Experimentalmente, conclui-se que a **tensão de ruptura** de um gás é proporcional ao **produto da pressão do gás pelo afastamento entre eletrodos**, o que vem graficamente representado na Figura 1.28.



Cada gás apresentará nesse **produto** um **valor mínimo de tensão de ruptura**, que se encontra entre 300 e 400 V. Uma vez que, perante uma suficiente estabilidade de pressão e de temperatura, a tensão de ruptura é proporcional à pressão do gás e pode ser calculada em condições normais ( $t = 20\text{ °C}$ ,  $p = 760\text{ Torr}$ ), pela fórmula:

$$U_r = U_0 \times \delta.$$

Sendo

$U_r$ , a tensão de ruptura nas condições dadas de pressão e de temperatura;

$U_0$ , a tensão de ruptura, sob condições normalizadas; e

$\delta$ , o fator relativo à densidade do gás.

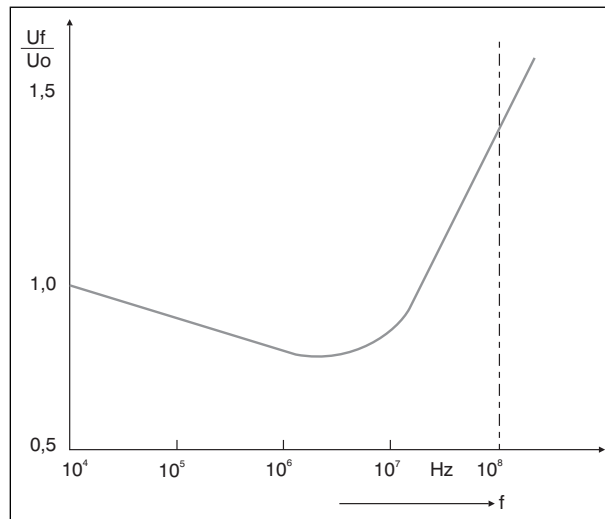
O valor de  $\delta$  pode ser calculado como segue:

$$\delta = 0,386 \frac{p}{t + 273}.$$

para  $t = 20\text{ °C}$ .

Perante campos homogêneos, a tensão de ruptura de um gás depende acentuadamente da **frequência**, como demonstra a Figura 1.29, cujas ordenadas indicam a proporção entre a **tensão de ruptura** a uma dada frequência e a **tensão de ruptura** de corrente contínua. **Elevando-se** a frequência, observa-se, inicialmente, **uma redução** da taxa de ruptura até uma frequência de, aproximadamente,  $5 \times 10^6$  Hz.

Continuando no **aumento** da frequência, a tensão de ruptura se **eleva** novamente e, se forem atingidas frequências suficientemente **elevadas**, serão superados os valores obtidos em corrente contínua.



**Figura 1.29** • Variação do cociente da relação da tensão de ruptura em corrente alternada e da tensão de ruptura contínua, em relação à frequência, no caso do dielétrico ar.

Vejam os porquê desse comportamento. A primeira **redução** da tensão de ruptura com **elevação** de frequência tem sua razão na **distorção do campo elétrico** aplicado. Essa **distorção** é proveniente de cargas espaciais que aparecem devido à **diferença** entre as mobilidades das partículas de **carga negativa** (os elétrons) e as cargas positivas (os prótons), esses últimos com massa bem superior. **Elevando-se** mais a frequência, os períodos ficam tão curtos, que uma ionização se torna difícil **de ser completada**, com o que a tensão suportável do gás, que é a tensão de ruptura, se **eleva**.

Outro fator com acentuada influência sobre a rigidez dielétrica de um gás é sua **composição química**. Na Tabela 1.14, os valores indicados comprovam essa afirmação, onde os valores entre tensões de ruptura de alguns gases são comparados com o do ar.

Os valores indicados valem para gases sob condições normais ( $t = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $p = 101\ 000\ \text{Pa}$ ), dos quais alguns são usados em técnicas modernas, como é o caso do SF 6.

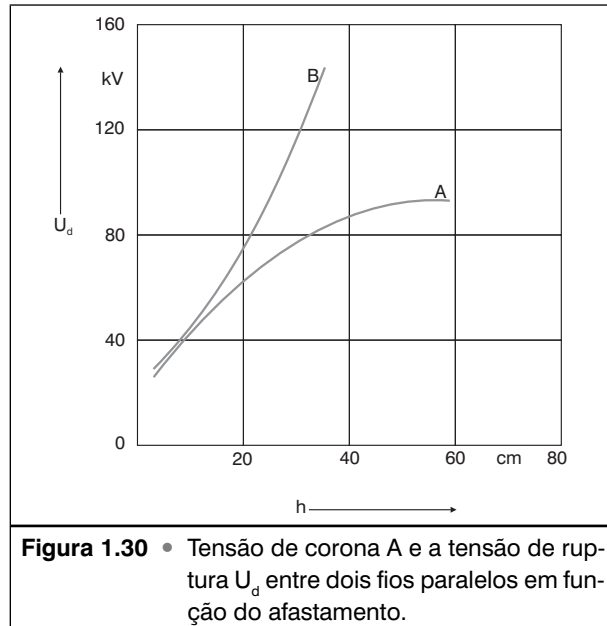
<b>Tabela 1.14 • Tensão de ruptura de gases diversos comparados com o ar.</b>		
<b>Designação do gás</b>	<b>Composição química</b>	<b>Cociente entre a tensão de ruptura do gás e a do ar</b>
Gás carbônico	CO <sub>2</sub>	0,9
Nitrogênio	N <sub>2</sub>	1,0
Gás de enxofre e flúor	SF <sub>6</sub>	2,5
Fréon (metana difluor dicloro)	CCl <sub>2</sub> F <sub>2</sub>	2,6
Clorofórmio	CHCl <sub>3</sub>	4,2
Tetracloroeto de carbono	CCl <sub>4</sub>	6,4

### *Ruptura do gás em campos elétricos heterogêneos*

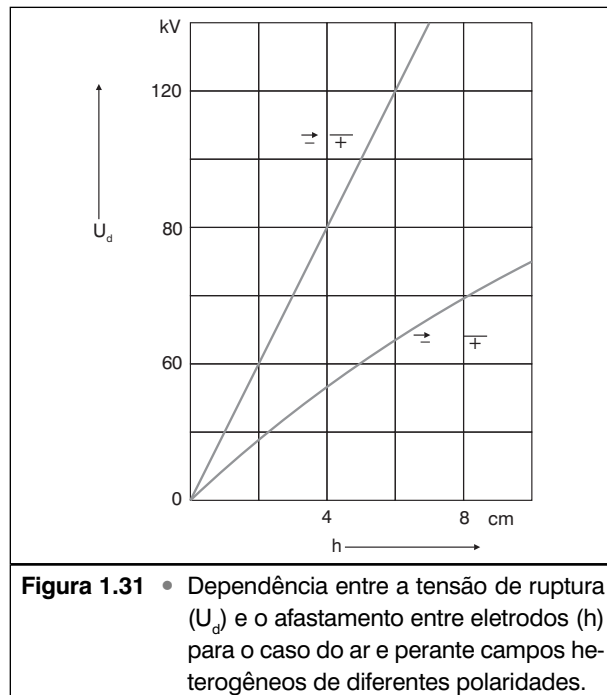
Quando os eletrodos de ensaio ou as peças alimentadas não são constituídos de placas planas e paralelas, o campo atuante não é mais homogêneo. Aparecem, assim, campos heterogêneos, quando o gás separa elementos com formato **esférico, em ponta, ou estes dois em oposição a um plano**. Uma das características que a ruptura do gás apresenta, nessas condições, é a existência de **descargas parciais**, em forma de coroa (corona), nos pontos em que a concentração do campo **ultrapassa** valores críticos, valores de tensão **menores** do que os encontrados com campos **homogêneos**.

Continuando-se na **elevação** de tensão, a descarga por corona se transforma em **centelhamento**, e, daí, passa a um arco voltaico. A Figura 1.30 mostra a variação da tensão de ruptura e de corona no ar, em função do **afastamento entre os eletrodos**. Observa-se que, perante **pequenos** afastamentos entre eletrodos, os valores da tensão de ruptura e da de corona praticamente **coincidem**, mas que, **aumentando-se** o afastamento, com o que se **eleva a heterogeneidade** dos campos, a diferença entre os dois se **acentua** e, daí para a frente, a descarga por corona **antecede** a outra.

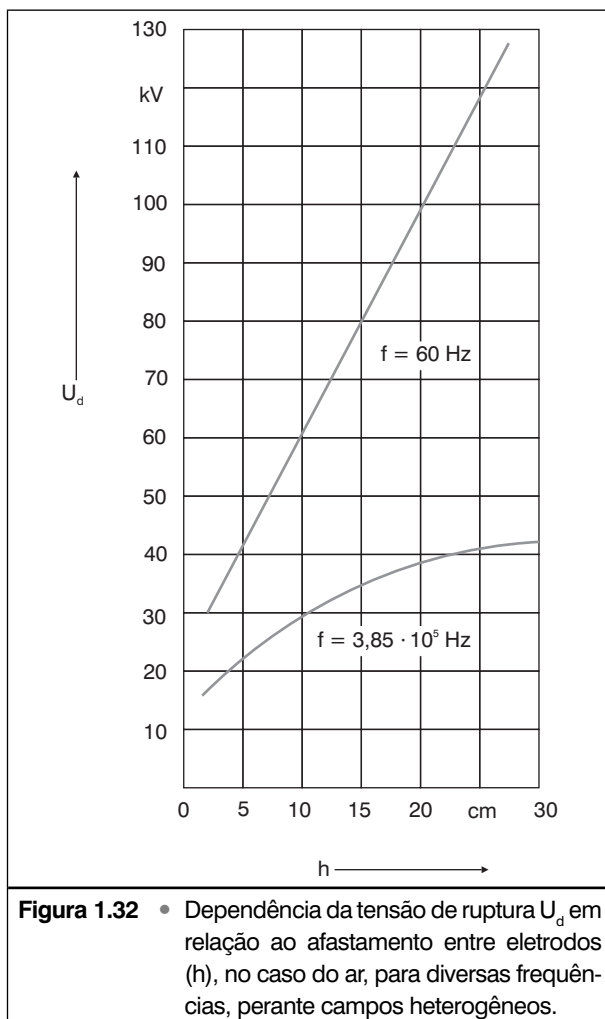
Se os eletrodos de ensaio forem **uma placa e uma ponta** de prova, a grandeza da tensão de ruptura dependerá da polaridade dos eletrodos. Se a ponta for **positiva** e, conseqüentemente, a placa **negativa**, a ruptura se dará a uma tensão **menor** do que no caso inverso. A explicação para esse fato resulta da observação de que, **em torno da ponta de prova**, se observa um acúmulo de cargas positivas, que **facilitam** a concretização de uma descarga (Figura 1.31).



Se o campo heterogêneo é criado por **tensões de frequência elevada**, a ruptura do gás ainda ocorre a valores mais **baixos** de tensão do que os registrados em corrente contínua ou alternada de frequência industrial, havendo praticamente coincidência nos valores da **tensão de corona e de ruptura**.



O comportamento de ruptura analisado em campos **heterogêneos** difere acentuadamente do encontrado em campos **homogêneos**. A Figura 1.32 comprova graficamente esta conclusão.



### Ruptura dielétrica dos líquidos

De uma maneira geral, a rigidez dielétrica dos líquidos é sensivelmente superior à dos gases sob condições normalizadas ( $t = 20 \text{ }^\circ\text{C}$  e  $p = 100\,000 \text{ Pa}$ ).

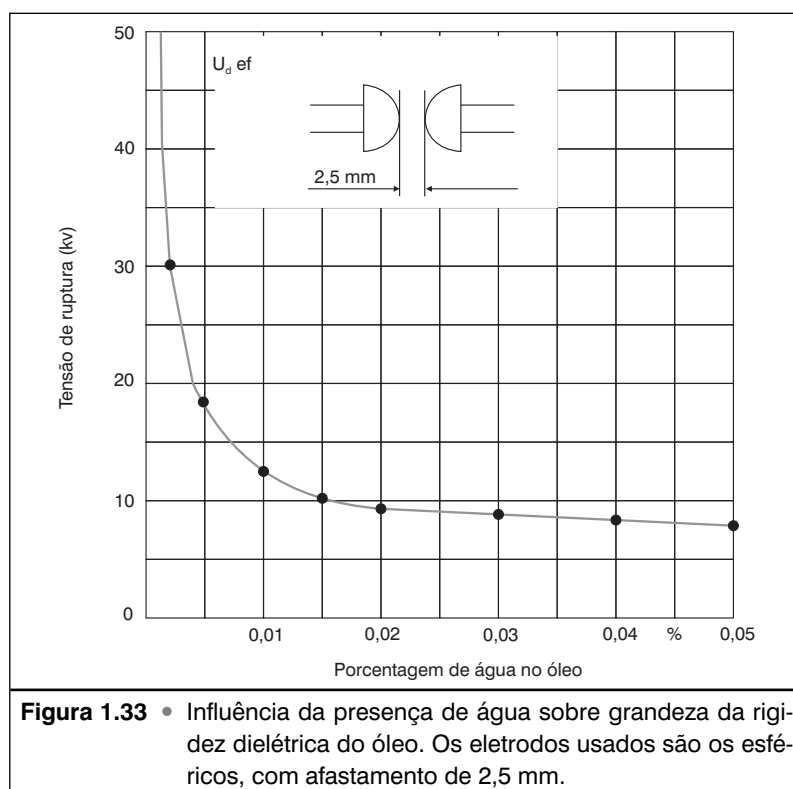
O valor da **tensão de ruptura** é acentuadamente influenciado pela eventual existência de **impurezas**, que, muitas vezes, não podem ser eliminadas. Essas impurezas são, sobretudo, **gases, água e pequenas porções de sólidos**.

Diversas foram as teorias desenvolvidas para explicar o mecanismo da **ruptura dielétrica nos líquidos**. Uma delas, baseia as razões da ruptura no calor que aparece em pontos de considerável concentração de impurezas, devido à circulação

de correntes de descarga relativamente altas, e fazendo com que o líquido se evapore, formando, assim, “pontes gasosas” de baixa rigidez dielétrica.

Para líquidos de **elevada pureza**, podemos aplicar a teoria da ionização, já abordada nos gases. A elevação da rigidez dielétrica nos **líquidos**, comparativamente com os **gases**, se deve à menor distância entre elétrons livres. Os elétrons necessários à iniciação do processo de **descarga** são retirados dos **eletrodos metálicos** ou obtidos por **destruição** de algumas moléculas do líquido.

A Figura 1.33 demonstra uma das influências de **impurezas**, no caso de água em óleo mineral. Nota-se a grande influência apesar da porcentagem relativamente **pequena** de água. Eliminando-se, conseqüentemente, essa água, a rigidez dielétrica se **eleva** acentuadamente. Esse fato é uma das bases para recondicionar óleos de transformadores, que, quando em uso, já relativamente prolongado (mais de 10 anos), podem estar contaminados com certa porcentagem de água, além de outras impurezas, que formam uma “lkama” de **baixo poder isolante**.

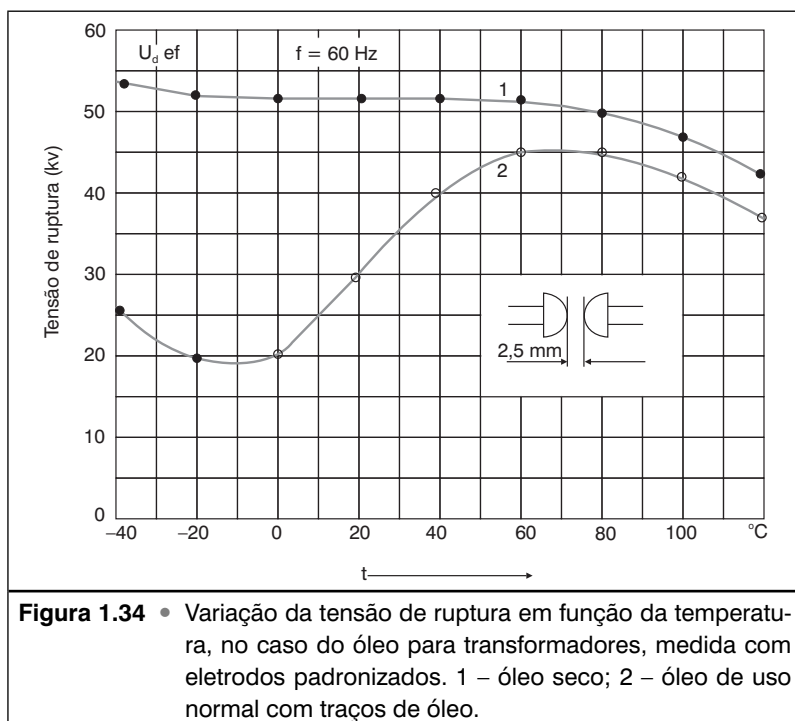


Para comparar numericamente esses valores, podemos lembrar que um óleo mineral com impurezas apresenta valores de rigidez dielétrica de 30 kV/cm ou menos, enquanto o mesmo óleo, limpo e seco, atinge até 200 kV/cm.

A **impureza** influi também acentuadamente sobre a resistência contra descargas no caso de **impulsos**, em que um líquido puro (sem impurezas) apresenta uma resistência 5 a 8 vezes superior. Com elevação do grau de pureza, a resistência a descargas por impulso **crece menos** do que a resistência à tensão contínua de ruptura, de tal modo que, nos líquidos mais **puros** que já foram analisados, a relação entre os valores ainda mantém a **proporção de 1:3**.

Outro fator importante, que influi sobre a rigidez dielétrica, é a **temperatura**. Cada isolante líquido possui um dado limite de temperatura, **até o qual** pouca influência é notada. No caso do óleo mineral, esse valor é de 80 °C. Contendo umidade, vale lembrar também que esse isolante líquido poderá eliminar água por **evaporação** em torno de 100 °C, o que também vai influir sobre a rigidez dielétrica.

A influência negativa da elevação de temperatura sobre as propriedades isolantes faz com que aquecimentos, que aparecem devido às perdas, **particularmente em líquidos polares, reduzam** a rigidez dielétrica de diversos líquidos, perante frequências elevadas. Observe, na Figura 1.34, a influência da temperatura.



### Ruptura elétrica de isolantes sólidos

O processo da ruptura dielétrica dos **sólidos** é bastante complexo e já deu margem a muitas teorias e suposições. Entretanto, mesmo sem se ter uma teoria completa sobre o assunto, há geral concordância nas afirmações de que um **dielétrico**



**sólido** pode perder suas propriedades devido a causas **puramente elétricas** (diferença de potencial) ou devido a **causas térmicas** (elevação de temperatura). Estabelece-se, assim, a análise da rigidez dielétrica em termos da *ruptura elétrica* e da *ruptura térmica*. Vejamos, inicialmente, a ruptura elétrica.

A teoria mais atual sobre o assunto baseia-se na **física quântica** e no **mecanismo eletrônico da ruptura**, partindo da condutividade elétrica de um isolante perante elevadas **intensidades de campo**.

Com o auxílio dessa moderna física, é possível prever, com boa aproximação, a intensidade de campo que vai **motivar a ruptura**. Entretanto, diversos detalhes e comportamentos paralelos, **durante a ruptura**, permanecem sem uma explicação aceitável.

A análise experimental da ruptura elétrica de corpos sólidos permitia **concluir** que a grandeza da **intensidade de campo** na ruptura depende **acentuadamente** da estrutura **molecular** do corpo de prova, da **configuração** do campo aplicado e do **tipo de tensão** de ensaio.

A **configuração** do campo atuante sobre o isolante é consequência da **geometria da disposição dos eletrodos e do corpo de prova**. Paralelamente, podem ocorrer distorções do campo, devido à **heterogeneidade estrutural** do corpo de prova, apresentados, sobretudo, devido à presença interna de **bolsas de ar** e **impurezas**, ou da **característica** do material isolante se apresentar em **camadas** (como no caso da mica). Esses fatos levam a uma situação tal, que somente em raras situações podemos considerar o campo como sendo **homogêneo**. Quanto mais homogêneo for um isolante, no que se refere a sua estrutura, tanto menor a probabilidade de aparecerem distorções internas de campo e tanto mais a ruptura será função da **homogeneidade** do campo atuante sobre o isolante. O valor **máximo** desse campo será alcançado, conseqüentemente, em corpos e campos os **mais homogêneos** possíveis.

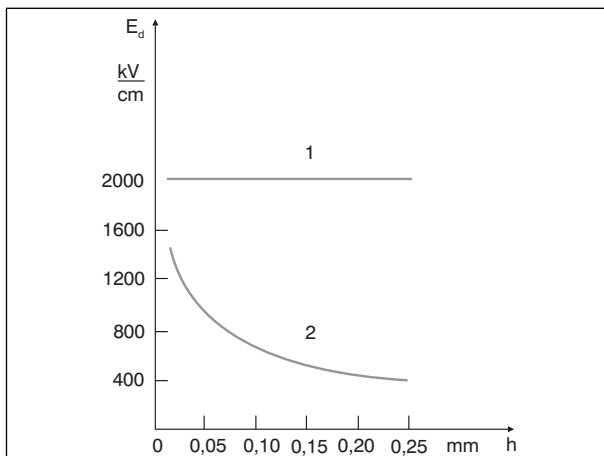
Somente **nesse caso**, a tensão de ruptura ou o valor da rigidez dielétrica **varia linearmente** com a espessura do corpo de prova.

Um grande problema é a aplicação de um campo rigorosamente **homogêneo**, devido ao aumento da densidade do campo elétrico **perto** das beiradas do eletrodo de ensaio, tanto **em placas** paralelas quanto em campos **cilíndricos**.

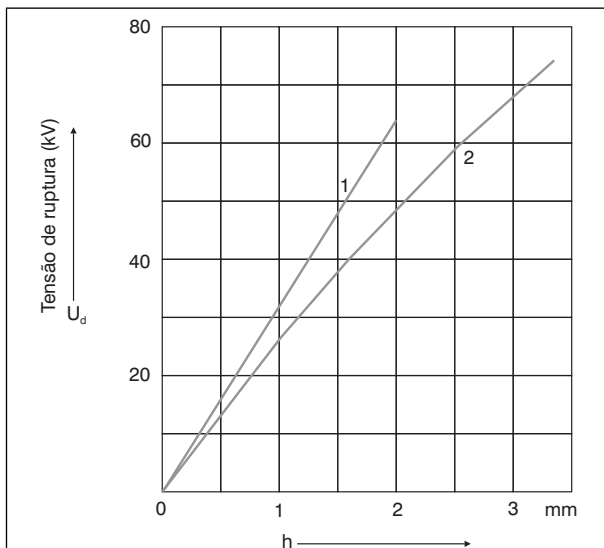
Esse **“efeito de borda”** traz consigo uma heterogeneidade do campo e, daí, leva a valores errados de leitura. Esse erro pode ser reduzido, dando-se uma **configuração adequada** à zona das bordas, ou o eletrodo de ensaio é colocado em um meio semicondutor, reduzindo ou eliminando, assim, também o **efeito corona** e a ruptura a valores **inferiores** à real tensão de ruptura. Se os ensaios forem realizados com tensão alternada à frequência industrial, então o aparecimento do corona leva à **elevação** da condutividade do ar que envolve os eletrodos, devido à sua ionização, e a uma conseqüente **redução do efeito das bordas** ou pontas. Mesmo a colocação do corpo de prova dentro de óleos isolantes não elimina o efeito descrito, apenas o **reduz**.

A Figura 1.35 demonstra a influência da homogeneidade do campo sobre a intensidade do campo de ruptura, usando um corpo de prova de vidro e um de

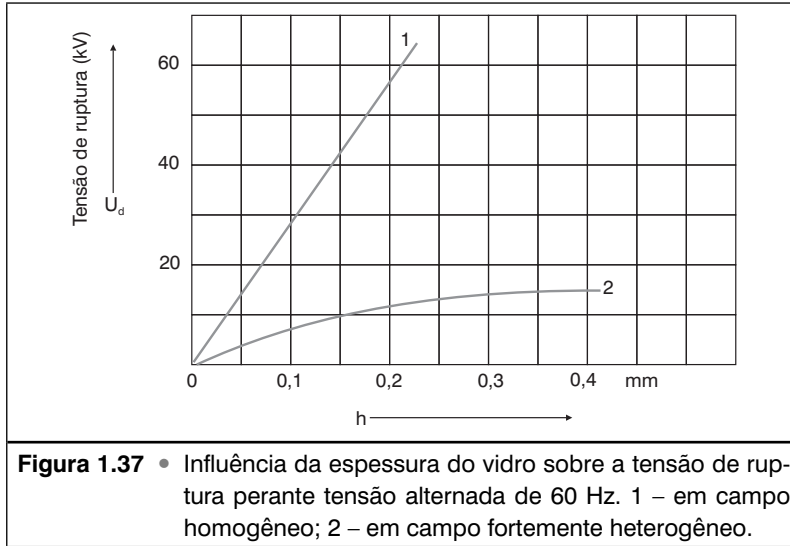
porcelana, com espessura variável. Já nas Figuras 1.36 e 1.37, vem graficamente apresentada a variação da intensidade do campo **homogêneo e heterogêneo** em função da espessura do material, perante frequência industrial, notando-se uma maior influência na variação desses fatores no caso do vidro do que no da porcelana.



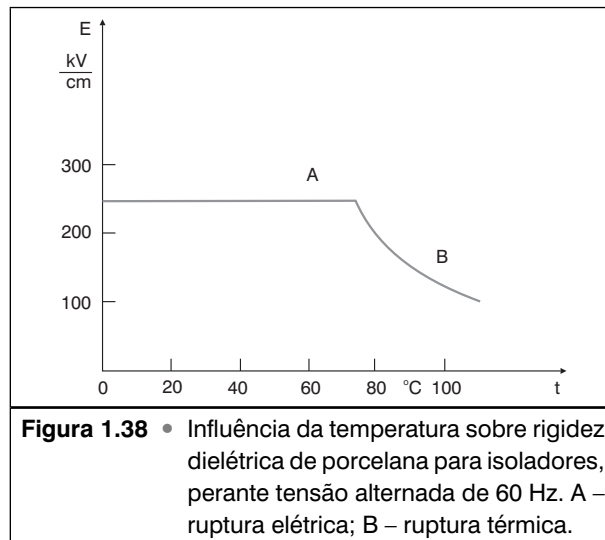
**Figura 1.35** • Influência da espessura do vidro sobre a rigidez dielétrica. 1 – em campo homogêneo; 2 – em campo heterogêneo.



**Figura 1.36** • Influência da espessura da porcelana sobre a tensão de ruptura, perante 60 Hz. 1 – em campo homogêneo; 2 – em campo heterogêneo.



Uma característica predominante e típica da **ruptura elétrica** é o fato de que seu valor **não depende** da temperatura e do tempo de aplicação da tensão de ensaio. Na Figura 1.38, tem-se a representação desse fato, ocorrendo, no caso da porcelana, uma sensível variação do campo de ruptura acima de 80 °C. Este fato ocorre, porém, devido à **ruptura térmica**, e não elétrica.



A tensão de ruptura é influenciada acentuadamente por **estruturas porosas e fibrosas** de materiais, como observa-se nos mármore, papéis e outros, aproximando-se seu valor de rigidez dielétrica bastante do valor do ar. Por essa razão,

tais materiais porosos e fibrosos são geralmente empregados dielectricamente com uma adequada impregnação, usando-se, para tanto, **óleos e vernizes isolantes**. As Tabelas 1.15 e 1.16 trazem alguns valores comparativos nesse sentido.

**Tabela 1.15** • Rigidez dielétrica  $E_d$  de diversos isolantes.

Material	Rigidez dielétrica em campo homogêneo (kV/cm) $f = 60$ Hz	Particularidades
Vidro	1000 – 3000	Material isolante de elevado peso específico e homogêneo, bem como laminado, quando o campo é dirigido perpendicularmente às camadas laminadas.
Sal	1000 – 1500	
Papel impregnado	1000 – 3000	
Mica	2000 – 3000	
Polistírol, triacetato de celulose (em filme)	900 – 1200	
Cerâmica	100 – 300	Isolantes de estrutura heterogênea, poros fechados ou canais capilares interligados
Resina siatética (fenólica etc.)	100 – 150	
Composto de mica	100 – 150	
Mármore	40 – 50	Isolantes porosos, com poros abertos
Madeira	40 – 60	
Papel sem impregnação	70 – 100	
Cerâmica térmica	15 – 25	

**Tabela 1.16** • Rigidez dielétrica ( $E_d$ ) de alguns líquidos dielétricos.

Material	Rigidez dielétrica $E_d$ em campo homogêneo (kV/cm) $f = 60$ Hz	Particularidades
Óleo para transformador, impuro	40 – 50	Líquidos
Óleo para transformador, puro	200 – 300	
Askarel	140 – 200	
Óleo de rícino	150 – 180	
Óleo de silicone	150 – 200	

### *Ruptura térmica dos isolantes sólidos*

Um dielétrico sob a ação de um campo elétrico orientado, absorve certa energia, **tendendo** a orientar as partes estruturais que tenham determinada polaridade própria. Essa energia se transforma em **calor**, podendo elevar **acentuadamente** a temperatura do dielétrico. Desenvolve-se, assim, a tendência a uma **destruição térmica** do isolante, dando origem a **fissuras**, **amolecimento**, **carbonização** e outras modificações da matéria-prima, que, por representarem **modificações estruturais**, têm como consequência a perda de certas propriedades, entre as quais o **seu poder de isolamento**. Ocorre, assim, a chamada **ruptura térmica**.

Simultaneamente, durante o processo de destruição térmica, **eleva-se** sua condutividade e seu **fator de perdas**, ambos fatores que vão levar à nova elevação de temperatura e à ampliação da destruição já em andamento.

Básico no estudo da **ruptura térmica** de um isolante sólido é, ainda, o fato de que a **tensão**, na qual ocorre a ruptura térmica, **não é** uma grandeza característica, **como o é na ruptura elétrica**, dependendo muito mais do elemento de que é feito o material.

Assim, distinguem-se frontalmente os dois conceitos de ruptura elétrica e térmica, em que, **na primeira**, a intensidade de campo **na ruptura é uma constante do material**.

O valor da **tensão de ruptura** em que ocorre o aquecimento do material, depende, entre outros, da **frequência** da tensão aplicada, das **condições de refrigeração**, da **temperatura do meio envolvente** e da **estabilidade térmica do material**.

Assim, a **tensão de ruptura térmica** de isolantes **orgânicos** é de menor grandeza que nos **inorgânicos**, simplesmente devido à **menor estabilidade térmica dos orgânicos**.

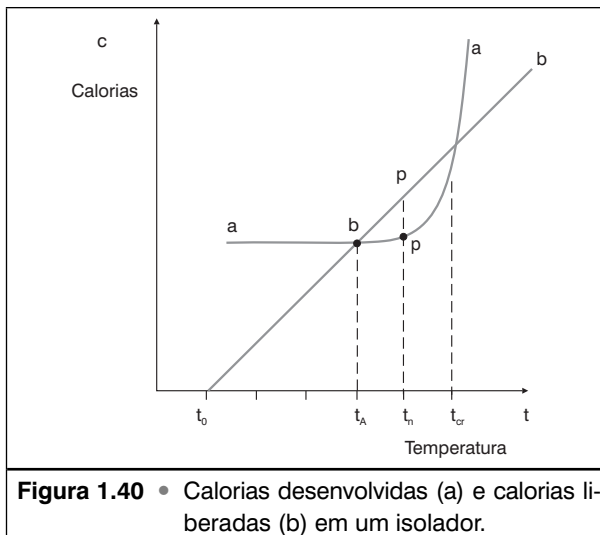
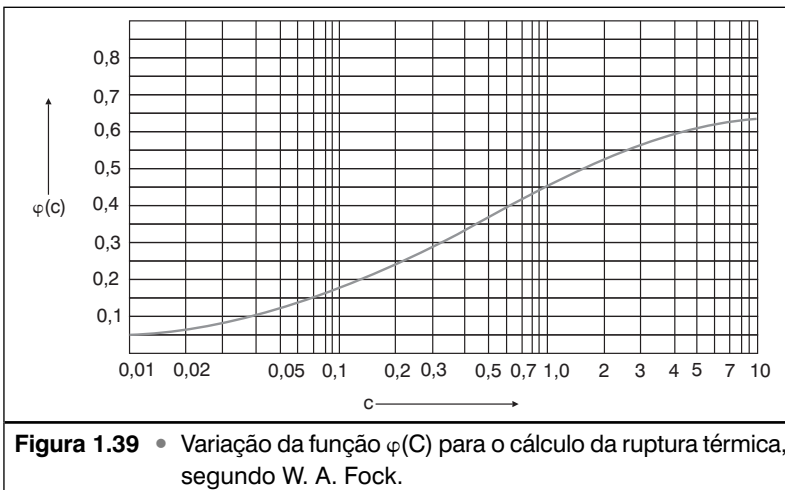
**Para o cálculo** da tensão de ruptura térmica de um isolante, deve-se conhecer, principalmente, a **estabilidade térmica** do material, seu **ângulo de perdas** e sua **variação** em função da temperatura. Como os materiais possuem leis de variação próprias, cada qual trará valores de tensão de ruptura diferentes, sendo necessário determinar para cada gama de temperaturas de serviço, a **tensão máxima admissível**. Destaca-se, nesse sentido, a teoria de Fock, que estabelece o **valor eficaz** da tensão térmica de ruptura dada por

$$U_{def} = 7,78 \sqrt{\frac{K}{\alpha \varepsilon_0 f \operatorname{tg} \delta_0} \times 10^6 \times \varphi(C)},$$

onde:  $f$  é a frequência (Hz);  $\varepsilon$ , a constante dielétrica;  $\operatorname{tg} \delta_0$ , o fator de perdas, nas condições do ambiente considerado;  $K$ , o coeficiente de condutividade térmica do isolante e  $K_1$ , do eletrodo; esses dois últimos medidos em cal/cm grau s;  $\delta$ , o número de transmissão de calor entre o corpo de prova e o eletrodo, em cal/cm<sup>2</sup> graus, e as grandezas  $h$  e  $l$  em centímetros, podendo-se calcular a grandeza  $C$  segundo a equação:

$$C = \frac{K_1 \sigma h}{K (K_1 + \sigma l)}.$$

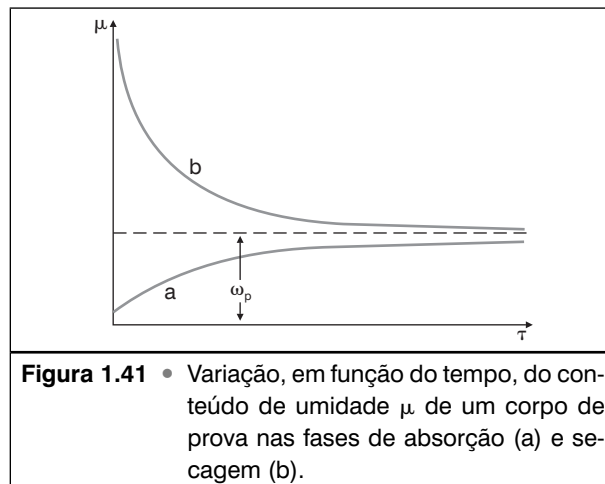
A função  $\varphi(c)$  pode ser obtida da Figura 1.39, com o que a equação pode ser resolvida. A equação, entretanto, tem suas **limitações de uso**, dependendo das características intrínsecas e particulares de alguns materiais, sobretudo no seu **equilíbrio térmico**, que por sua vez leva a alterar o valor do  $\text{tg } \delta$ . O **equilíbrio térmico** se estabelece quando o calor **gerado** é igual ao **irradiado**, o que ainda fica condicionado, não só ao material, mas também ao seu **formato geométrico**. O conhecimento desses detalhes é particularmente importante para evitar que a **temperatura** de um corpo isolante não **ultrapasse um dado valor crítico**, acima do qual venha a ocorrer a ruptura térmica. Uma análise gráfica dessa situação é feita na Figura 1.40-a, em que a temperatura é analisada em função da **potência absorvida Pa**. A curva da Figura 1.40-b demonstra a **variação da troca de calor** em função da **temperatura superficial** do isolante.



## 14 • O COMPORTAMENTO HIGROSCÓPICO

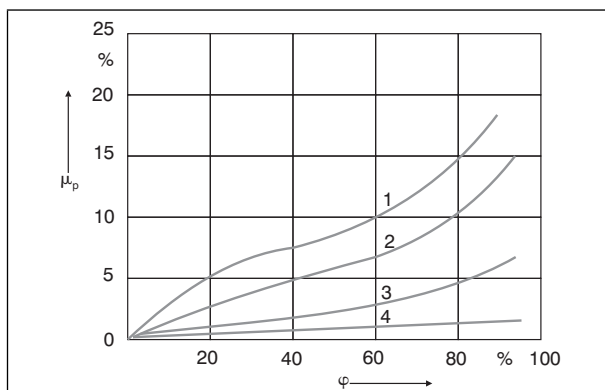
Apesar de numerosos dielétricos pouco ou, aparentemente, nada sofrerem com a presença da água ou da umidade, não é exagerado dizer que todos os isolantes apresentam certo grau de higroscopia. O conhecimento exato do grau de absorção de água é de extrema importância, uma vez que daí resultará uma sensível perda das propriedades isolantes do material, a menos que sejam tomadas certas precauções visando a sua eliminação e a proteção posterior do isolante através de impregnação ou cobertura apropriadas. Essa é a razão também por que um dos ensaios de isolantes mais importantes se ocupa com esse problema.

O grau de absorção de umidade é variável em função do material e do tempo durante o qual o isolamento está exposto à mesma, saturando-se praticamente após um certo intervalo de tempo, como se pode notar na Figura 1.41. O processo inverso, ou seja, a secagem do corpo, tem um comportamento semelhante. Tanto a umidificação quanto a secagem são referidas a 20 °C. Essa umidade pode estar presente no ar ou no ambiente em que o dielétrico é usado (quando instalado no solo úmido ou diretamente na água).

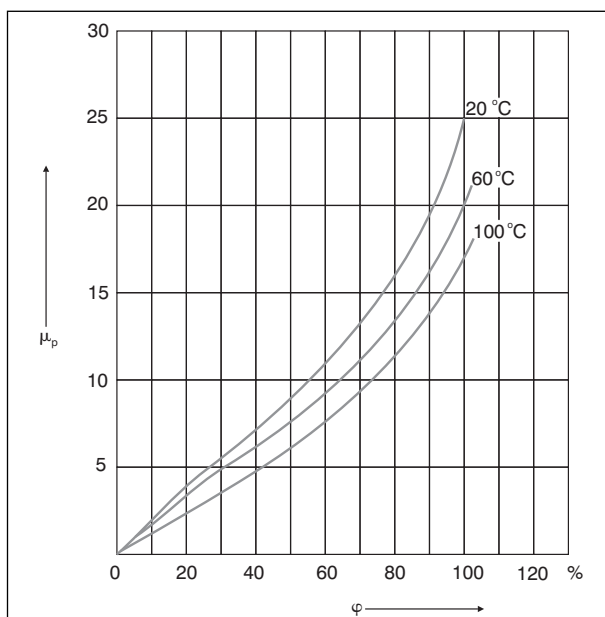


A umidade presente num corpo é acentuadamente dependente da temperatura, como mostram as Figuras 1.42 e 1.43. Elevando-se a temperatura, diminui-se o valor  $\mu_p$  de equilíbrio da umidade, mantida constante a umidade. Daí resulta que o processo de secagem é influenciado pela umidade presente, pela ventilação ou troca de ar e pela temperatura.

A umidade contida em um material é determinada da seguinte maneira: um corpo de prova é pesado com o máximo cuidado, determinando-se seu peso  $G$ ; o passo seguinte é secar o corpo por meio de materiais secantes ( $P_2O_5$ ,  $CaCl_2$  etc.) ou estufa, perante elevação da temperatura.



**Figura 1.42** • Influência da umidade relativa ( $\varphi$ ) sobre o equilíbrio de umidade ( $\mu_p$ ) de diversos materiais. 1 – madeira; 2 – papel para cabos; 3 – resina fenol-formaldeída; 4 – cerâmica porosa.



**Figura 1.43** • Influência da umidade relativa ( $\varphi$ ) sobre o equilíbrio de umidade ( $\mu_p$ ) de madeiras perante diversas temperaturas.

A escolha do **processo de secagem** depende do corpo de prova, de tal modo que o processo de **secagem não altere** as características do material. Durante esse processo, o corpo de prova é periodicamente pesado, tendendo o valor do peso a apresentar **diferenças cada vez menores**, em relação ao valor anterior. Quando



esse  $\Delta\mu$  atinge valores **muito pequenos**, estaremos muito próximos do valor  $G_0$ , que é o seu peso a seco. A umidade percentual do corpo de prova resulta, assim,

$$\mu = \frac{G - G_0}{G_0} \times 100(\%).$$

O **conteúdo da umidade** de um corpo de prova é de importância fundamental para a determinação das condições sob as quais determinados ensaios devem ser realizados. Esse aspecto adquire ainda singular **importância** quando o ensaio é feito em material higroscópico, como é o caso de papéis, fibras e alguns tipos de **cerâmicas e plásticos**. Para efeito de normalização, a umidade relativa de referência do ambiente é adotada como sendo de 65%.

Define-se, ainda, **higroscopia de um material** como a umidade de equilíbrio do material em contato com o ar a 20 °C e 100% de **umidade relativa**. Praticamente, a higroscopia é determinada partindo-se de um **corpo seco** e expondo-o até o seu **equilíbrio**, a 20 °C e 100% de umidade relativa. Em termos práticos, essa exposição não ultrapassa 24 horas.

Portanto, partindo-se de um corpo com peso inicial  $G_0$ , e que passa a ser  $G_1$  após sua exposição à umidade, a higroscopia  $\mu_1$  é dada por

$$\mu_1 = \frac{G_1 - G_0}{G_0} \times 100(\%).$$

## 15 • ABSORÇÃO DE ÁGUA

Em numerosos casos práticos, um isolante não é apenas exposto à umidade do ar ou a vapores de água, mas é **instalado diretamente na água**. Esse é o caso da maioria dos isolantes instalados sem abrigo ou embaixo da água. Identicamente ao caso anterior, a absorção de umidade é determinada pesando-se o corpo, quando este está **seco** ( $G_0$ ) e pesando-o novamente **após** uma suficiente exposição à água ( $G_2$ ), estando a água a 20 °C, resultando:

$$\mu_2 = \frac{G_2 - G_0}{G_0} \times 100(\%).$$

Em todos os materiais isolantes se observa que  $\mu_2 > \mu_1$ .

Quando são determinadas as condições de higroscopia ou de absorção de água de um corpo, deve-se observar se os corpos de prova obedecem a algumas **medidas normalizadas**, cabendo verificar se apresentam comportamento anisotrópico ou não. Assim, os papéis variam sua capacidade de **absorção** de água **longitudinal** e transversalmente à fibra. Outrossim, variam de acordo com a natureza do próprio material. Isolantes **não polares** (por exemplo, parafina etc.) apresentam **pequeno valor** de  $\mu$ . Ao contrário, os valores mais elevados de  $\mu$  aparecem em isolantes acen-tuadamente **polares** e entre estes, nos que apresentam o radical OH.

Ao lado da constituição química da molécula do isolante, a **estrutura** do material também tem **acentuada** influência sobre a higroscopia e a capacidade de absorção da água. A existência de **capilaridade** do material e suas **dimensões geométricas** têm influência acentuada sobre a penetração da água. Materiais com grande **porosidade**, sobretudo do tipo fibroso, são bem mais higroscópicos do que outros materiais mais compactos. Outros, ainda, praticamente compactos, como os vidros, apresentam uma porosidade apenas **superficial**, devido a uma **decomposição parcial** da sua superfície externa, não influenciando, assim, na rigidez dielétrica, mas apenas na resistência ou resistividade superficial  $\rho_s$ .

Na comparação da higroscopia e da capacidade de absorção de água, devemos observar que esses números expressam a capacidade dos materiais quanto à capacidade de absorver umidade, mas não indicam claramente o **grau de alteração** que o material sofreu devido à presença de água ou de umidade. Assim, se uma parte, mesmo pequena, dessa água puder penetrar profundamente no material, devemos observar que já **pequenas** quantidades de água levam a **grandes** alterações de características. O exemplo a seguir expressa bem essa situação, tendo-se uma certa quantidade de papel e outra igual de borracha. O papel, **quando seco**, apresenta valores de resistividade da ordem de  $10^{17} \Omega\text{cm}$ . Uma absorção de 3% de umidade faz cair o valor da resistividade a  $10^{11} \Omega\text{cm}$ . Já a borracha, com um valor de  $\rho = 14 \times 10^{14} \Omega\text{cm}$ , perante 4,3% de umidade, passa a ter  $13 \times 10^{14} \Omega\text{cm}$ . No caso da borracha, portanto, a umidade não penetra profundamente, ficando **retida superficialmente**.

## 16 • CAPACIDADE DE DISPERSÃO DA UMIDADE

Ao lado das grandezas já mencionadas, também a capacidade de um certo volume de água se **dispersar** num material é de grande significado. Essa capacidade é praticamente igual a zero em vidros e cerâmicas queimadas; contrária é a situação nos **porosos** e **fibrosos** de elevada capilaridade. Além de uma dispersão em termos moleculares, devida a características próprias da estrutura, devemos ainda **observar** eventuais **fissuras** ou **buracos** apresentados pelo material, durante o seu uso, que também podem levar a uma dispersão de umidade.

Todas essas condições, no seu conjunto, vão informar sobre a **adequabilidade** de um dado material do uso externo ou não, demonstrando claramente a influência que esse comportamento tem nas aplicações práticas.