# Interpretação da não linearidade de descargas parciais

HERMINIO DUARTE-RAMOS

Engenheiro electrotécnico (I.S.T.) Dipl. Ing. (TU — Hannover) Assistente da U.L. (Angola)

#### 1 - INTRODUÇÃO

Desde o principio do século que o fenómeno de descargas parciais é referido na literatura mas so no ultimo decenio se lhe dedicou atenção especial, com vista a sua interpretação física e tratamento analítico, pois o advento dos isolantes polimericos nas altas tensões reforçou a importância que o processo físico-quimico representa na redução de vida dos equipamentos.

O estudo analítico do fenómeno, em obediência aos seus principios físicos, não se encontra todavia ainda hoje completamente elaborado, existindo tão somente algumas definições de grandezas eléctricas [1] que melhor ou pior traduzem na prática o grau de deterioramento dos dieléctricos sujeitos a descargas parciais.

É objecto do presente trabalho esclarecer as definições habitualmente concebidas, através da dedução das relações mais importantes nas aplicações, efectuando-se uma análise da evolução temporal tendo em conta a característica não linear do fenómeno.

# 2 — ESTUDO DE UM DIELÉCTRICO SÓLIDO COM UMA CAVIDADE SEM DESCARGAS PARCIAIS

Enquanto a tensão aplicada a um dieléctrico sólido com cavidades não atingir um valor que provoque o aparecimento de descargas parciais, portanto para tensões suficientemente baixas, o

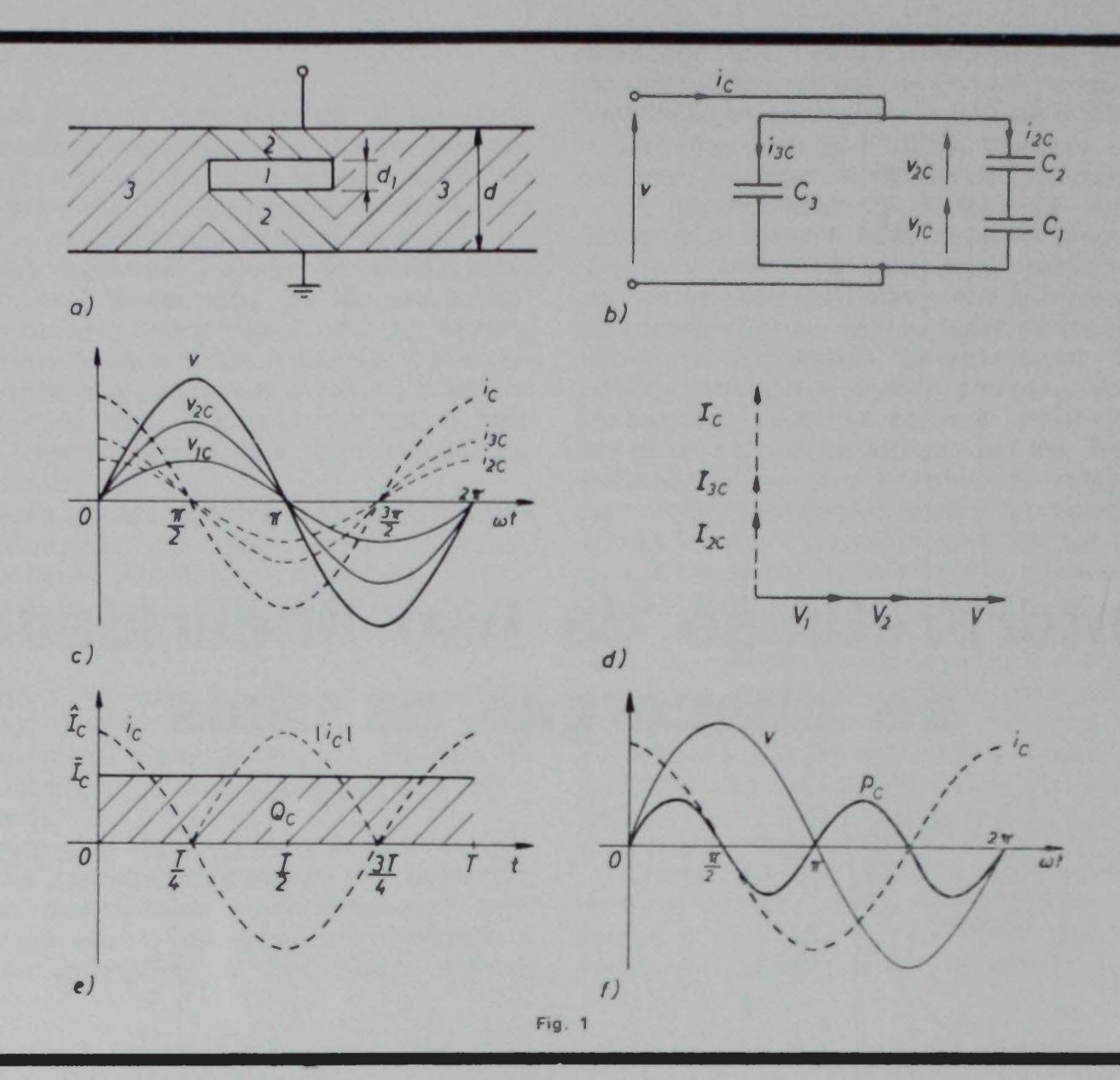
estudo do comportamento do material, baseado nas leis fundamentais da teoria do electromagnetismo, faz-se com grande simplicidade através do respectivo esquema electrico equivalente de parâmetros concentrados.

#### 2.1 — Caracterização do dieléctrico

Por hipótese o material isolante possui em todos os seus pontos uma permitividade relativa ε, excepto numa reduzida zona contendo em geral ar que determina uma cavidade suposta com as faces paralelas às superfícies do sólido (fig. 1a), definindo-se por conseguinte três regiões distintas:

- 1 Cavidade, preenchida com um gás e tendo a capacidade C<sub>1</sub>, normalmente de reduzida espessura;
- 2 Dieléctrico compreendido entre a cavidade e os eléctrodos, de capacidade  $C_2$ ;
- 3 Dieléctrico restante, com a capacidade C3.

A medida que se eleva a tensão aplicada entre os eléctrodos constata-se uma distribuição do campo eléctrico de modo a que o esforço eléctrico na cavidade é superior ao do dieléctrico sólido em virtude da sua permitividade ser sempre superior à unidade. A partir de determinado valor da tensão, de acordo com a pressão do ar contido na cavidade e a sua espessura, segundo a conhecida lei de Paschen [2], dá-se o escorvamento do gás que conduz ao fenómeno de descargas parciais pois uma vez curto-circuitadas as faces da cavidade por cada disrupção



apaga-se o respectivo arco eléctrico renovando-se o processo de descarga quando a tensão se eleva suficientemente ou quando a polaridade se inverte e se restabelecem as condições de escorvamento.

#### 2.2 — Grandezas eléctricas do dieléctrico perfeito

Quando aos terminais do dieléctrico idealizado sem perdas se aplica uma tensão sinusoidal pura, de valor de pico V e frequência angular  $\omega = 2\pi f$ 

$$v(t) = \hat{V} \operatorname{sen} \omega t \tag{1}$$

a tensão na cavidade é, em regime permanente (fig. 1 b),

$$V_{1C}(t) = \hat{V}_1 \text{ sen } \omega t \tag{2}$$

onde

$$\hat{V}_1 = \frac{C_2}{C_1 + C_2} \hat{V} \tag{3}$$

e, anàlogamente,

$$V_{2C}(t) = V_2 \text{ sen } \omega t \tag{4}$$

com

$$\hat{V}_2 = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \hat{V} . \tag{5}$$

A tensão relativa a C3 iguala o valor da tensão aplicada

$$v(t) = v_{1C}(t) + v_{2C}(t) . (6)$$

Nestas condições a intensidade de corrente no ramo de C, determina-se por

$$i_{3C}(t) = \hat{I}_{3c} \operatorname{sen}\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \tag{7}$$

sendo

$$\hat{I}_{3C} = \omega C_3 V \tag{8}$$

e, do mesmo modo, a intensidade de corrente no dieléctrico em série com a cavidade será

$$i_{2C}(t) = \hat{I}_{2c} \operatorname{sen}\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$
 (9)

com

$$I_{2C} = \omega \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} V \tag{10}$$

pelo que a corrente capacitiva total

$$i_C(t) = i_{2C}(t) + i_{3C}(t)$$
 (11)

se define pela relação

$$i_c(t) = l_c \operatorname{sen}\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$
 (12)

onde

$$I_C = \omega C \hat{V} . \tag{13}$$

Todas as grandezas definidas, puramente sinusoidais em valores instantâneos, estão relacionadas no tempo conforme exprimem os respectivos diagramas linear (fig. 1 c) ou vectorial (fig. 1 d), isto é, as intensidades de corrente encontram-se em quadratura em avanço sobre as tensões por se admitir o caso perfeito em que a condutibilidade do dieléctrico é nula.

Num intervalo de tempo  $\Delta t$  a carga eléctrica  $q_c$  transportada pela corrente  $i_c(t)$  define--se por

$$q_{\rm C} = \int_0^{\Delta_t} i_{\rm C}(t) dt \tag{14}$$

que será positiva ou negativa conforme a polaridade das alternâncias de  $i_c(t)$  nos instantes considerados pela integração. Durante o período T=1/f o valor médio da carga eléctrica define-se a partir do módulo das cargas eléctricas em intervalos elementares obtendo-se

$$Q_C = 4 \int_0^{t_c} i_C(t) dt$$
 (15)

donde

$$Q_C = 4 - \frac{1}{\omega} \tag{16}$$

ou

$$Q_C = 4C\hat{V} \tag{17}$$

Por definição o valor médio da corrente

$$I_C = \frac{1}{T} \int_0^T |i_C(t)| dt$$
 (18)

será tal que a (fig. 1 e)

$$I_C = fQ_C \tag{19}$$

e portanto

$$\hat{I}_C = \frac{2}{\pi} \hat{I}_C \tag{20}$$

relação típica das grandezas sinusoidais.

Assim o dieléctrico caracteriza-se por uma potência activa P nula tendo uma potência reactiva pura

$$P_{C} = VI_{C} \tag{21}$$

tal que a potência total instantânea

$$p_c(t) = v(t) \cdot i_c(t)$$
 (22)

se exprime por (fig. 1 f)

$$p_C(t) = P_{C} \operatorname{sen} 2\omega t . \tag{23}$$

Tal sistema consome pois sòmente energia reactiva, como consequência da hipótese do dieléctrico possuir condutibilidade nula.

#### 2.3 — Perdas dieléctricas

Os dieléctricos reais possuem contudo uma certa condutibilidade eléctrica, maior ou menor, devida a fenómenos de polarização ou por condução [3], conferindo-lhes piores ou melhores propriedades isolantes. Atendendo à condutibilidade o esquema equivalente do dieléctrico completa-se com a condutância  $G_1$  relativa à resistência superficial da cavidade e as condutâncias  $G_2$  e  $G_3$  correspondentes à resistência do dieléctrico (fig. 2 a). Daí resulta uma componente óhmica da corrente

$$i_G(t) = i_{2G}(t) + i_{3G}(t)$$
 (24)

onde

$$i_{2G}(t) = \frac{G_1 G_2}{G_1 + G_2} \cdot v(t)$$
 (25)

е

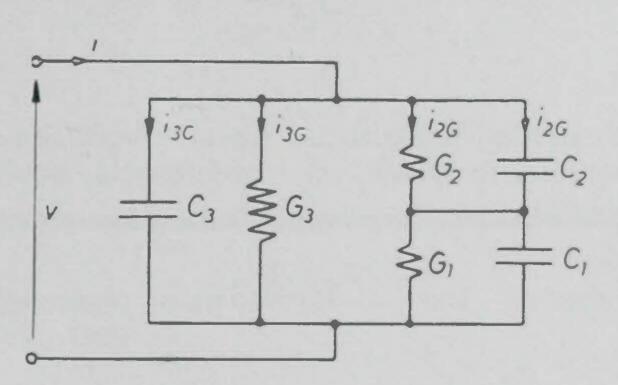
$$i_{3G}(t) = G_3 \cdot v(t)$$
 (26)

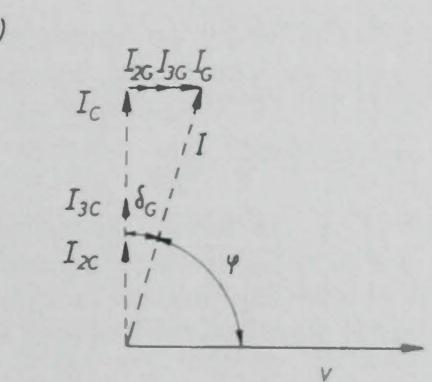
ou seja

$$i_G(t) = \hat{I}_G \operatorname{sen} \omega t$$
 (27)

com

$$\hat{I}_G = G\hat{V} \tag{28}$$





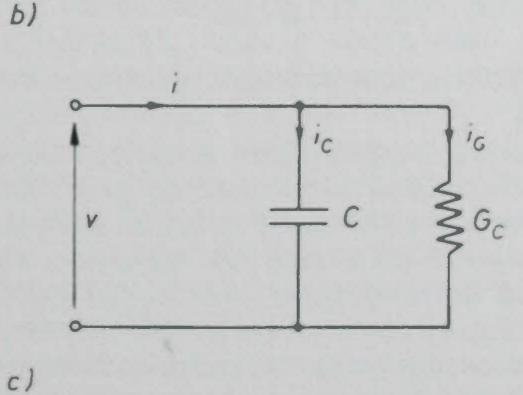


Fig. 2

$$G = G_3 + \frac{G_1 G_2}{G_1 + G_2} (29)$$

Esta corrente de natureza óhmica sobrepõe-se à componente capacitiva, dada a linearidade do sistema, resultando uma corrente global

$$i(t) = i_G(t) + i_C(t)$$
 (30)

isto e

$$i(t) = \hat{l} \operatorname{sen} (\omega t + \varphi) \tag{31}$$

com

$$\hat{I} = \sqrt{G^2 + (\omega c)^2}. \hat{V}$$
 (32)

е

$$tg \varphi = \frac{\omega C}{G} \qquad (33)$$

A intensidade de corrente total deixa de se encontrar em quadratura relativamente à tensão aplicada (fig. 2 b). A diferença angular correspondente chama-se ângulo de perdas  $\delta_a$ , por se tratar de uma característica da existência de perdas dieléctricas de condução, as quais se caracterizam normalmente pelo factor de dissipação

$$tg \delta_G = \frac{I_G}{I_c} = \frac{G}{\omega C} \qquad (34)$$

As perdas dieléctricas de condução equivalem as perdas de Joule na condutância equivalente (fig. 2 c)

$$P_G = VI_G \tag{35}$$

OU

$$P_G = GV^2 \tag{36}$$

donde, pelas expressões de tg 80 e de lc,

$$P_G = \omega C V^2 \operatorname{tg} \delta_G \tag{37}$$

onde V é o valor eficaz da tensão aplicada de frequência angular ω e C a capacidade equivalente do dieléctrico. Desta expressão deduz-se que a condutância equivalente, comparando com (36), é

$$G = \omega C \operatorname{tg}\delta_G \tag{38}$$

aliás como segue pela definição do factor de dissipação (34).

Uma medida portanto das propriedades dieléctricas dos materiais é apresentada pelo factor de dissipação, cujo valor caracteriza o material respectivo. Todavia para tensões elevadas surge o fenómeno de descargas parciais, o gás contido na cavidade ioniza-se tornando-se condutor pelo que as perdas dieléctricas aumentam e por conseguinte o factor de dissipação deixa de ser constante. Nestas condições o esquema eléctrico equivalente adoptado e a correspondente análise não têm validade.

#### 3 — ESQUEMAS DE CALCULO DE UM DIELÉC-TRICO COM DESCARGAS PARCIAIS

Para resolver a discrepância entre o cálculo e a experimentação assinalada pelas medições do factor de dissipação quando ocorrem descargas parciais concebeu-se um esquema eléctrico equivalente [4] com base na interpretação física do fenómeno. Assim a capacidade C, da cavidade deve ser repartida na capacidade Cp relativa ao canal de descarga parcial e na capacidade C do restante volume da cavidade, que envolve o plasma transitório da descarga, com a resistência  $R_{\rm D}(t)$  variável no tempo de duração do fenómeno, e que fornece uma corrente transversal i (t) de alimentação do arco eléctrico num meio gasoso mais ou menos ionizado de resistência R. (fig. 3 b). Como C<sub>D</sub> << C<sub>r</sub> pode admitir-se em primeira aproximação C, \simes C, e considerar-se uma resistência interior

$$R_{I} = R_{I} + R_{D} \tag{39}$$

em derivação com C (fig. 3 a) que define o esquema eléctrico reduzido.

Admitindo a constância da tensão aos terminais do dieléctrico a capacidade  $C_1$  não intervém no fenómeno (em geral  $C_1$  C e a queda de tensão em  $C_1$  devida a cada descarga parcial aparece em sentido contrário em  $C_1$ , onde circula o impulso de corrente i (t) fornecido pela fonte de alimentação sendo a restante parte do impulso interior i (t) cedida por  $C_1$  quando a sua tensão se reduz da tensão de escorvamento  $V_1$  até à tensão restante  $V_1$  imposta pela vizinhança do plasma transitório no momento em que este se extingue.

#### 3.1 — Esquema equivalente efectivo

Com este raciocinio o fenómeno equivale à soma da corrente  $i_1$  (t) realmente fornecida por  $C_1$ , quando a sua tensão varia de  $V_1$  até  $V_2$  com a corrente  $i_2$  (t) ficticiamente cedida por  $C_2$ , como se a tensão aos seus terminais variasse de igual valor e em idênticas condições (na verdade a variação da tensão em  $C_2$  é de  $V_2$  (t) no instante inicial  $t_1$  de descarga parcial até  $V_2$  (t) + ( $V_1$  –  $V_2$ ), ambas as intensidades de corrente consumidas na resistência interior  $R_2$ .

Define-se então o esquema electrico equivalente reduzido efectivo (fig. 3 a), apenas relativo ao regime transitorio imposto pelas descargas parciais, que permite escrever na hipótese de R se conservar constante

$$i_i(t) = i_{i,\lambda}(t) + i_{2,\lambda}(t)$$
 (40)

com

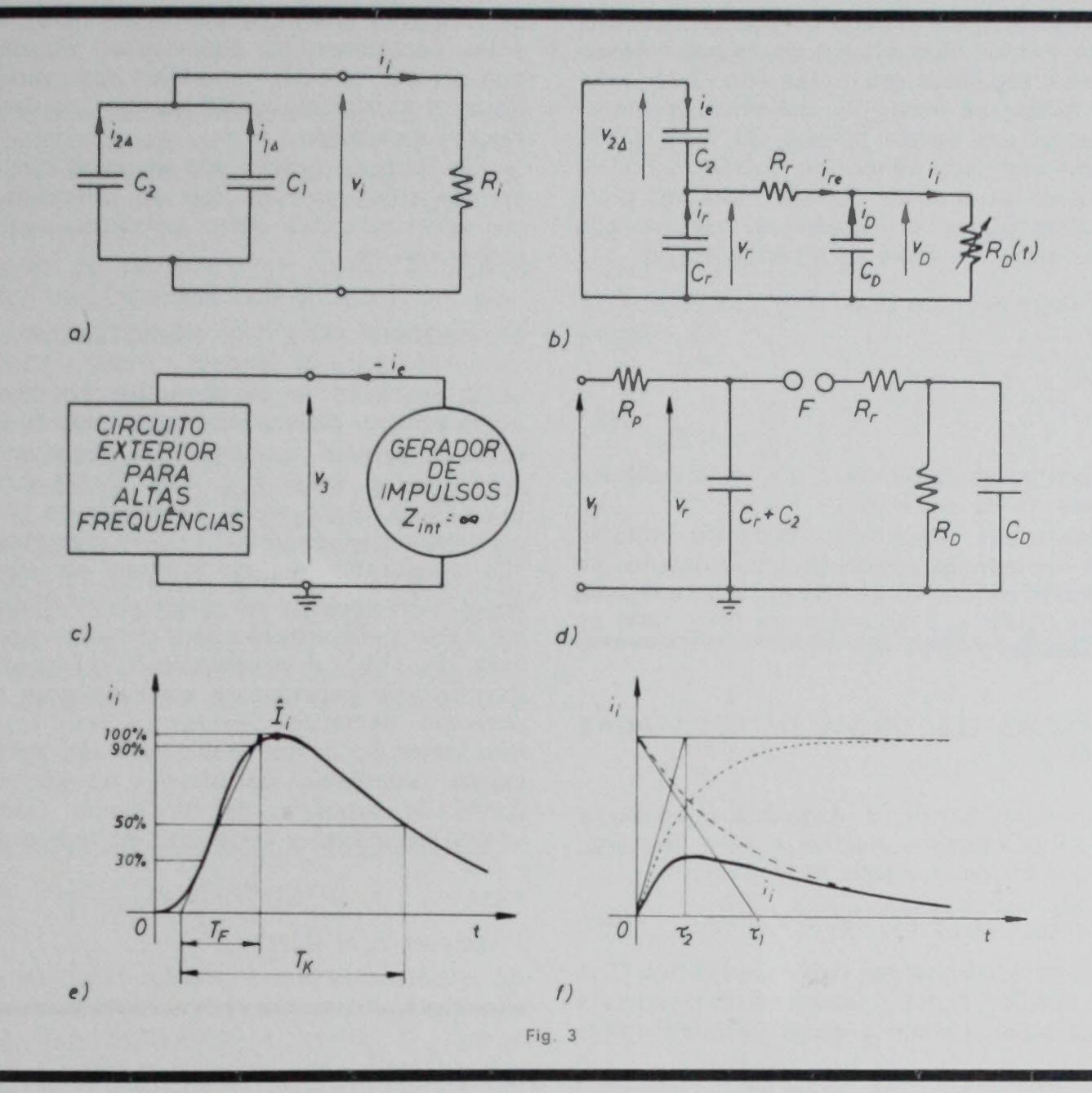
6

$$i_{1\Delta}(t) = -C_1 \frac{dv_i(t)}{dt} \tag{41}$$

 $i_{23}(t) = -C_2 \frac{dv_i(t)}{dt} \tag{42}$ 

sendo

$$v_i(t) = R_i \cdot i_i(t)$$
 (43)



donde 
$$dv_i(t) = -\frac{1}{R_i(C_1 + C_2)}i_i(t)$$
 (44)

equação que se pode integrar, fàcilmente na hipótese de R<sub>I</sub> ser constante, para definir o impulso de corrente e daí obter a carga eléctrica envolvida no processo. Mas dado que se trata da descarga de dois condensadores em paralelo de capacidades conhecidas sofrendo uma determinada queda de tensão a carga eléctrica interior respectiva será

$$q = (C_1 + C_2) (V_D - V_1).$$

Observa-se todavia que este esquema não tem realidade física, correspondendo tão sòmente a uma equivalência que simplifica a análise, pois o condensador de capacidade  $C_2$  em vez de se descarregar durante os impulsos exteriores positivos adquire uma carga eléctrica que lhe eleva a tensão de  $V_{\rm D}-V_{\rm r}$ .

Conjugando esta noção de esquema efectivo (relativo às componentes transitórias devidas às descargas parciais) com a de esquema equivalente geral [4], onde se consideram as capacidades  $C_r$  e  $C_D$  separadamente, define-se o esquema equivalente geral efectivo (fig. 3 b) que permite interpretar com maior rigor as grandezas eléctricas consideradas.

# 3.2 — Esquema equivalente a um gerador de impulsos

Sob o ponto de vista do referencial exterior o fenómeno de descargas parciais equivale a um gerador de impulsos i (t), que se manifestam no circuito exterior ao dieléctrico, de impedância interna infinita (fig. 3 c) por analogia com o esquema de um gerador de ondas de choque (fig. 3b). Após a pré-resistência R, que existe sempre no circuito de alimentação para limitar a corrente de curto-circuito, a proveta equivale, no que se refere ao regime transitório, ao condensador de capacidade C + C2 que se descarrega sobre a carga RD, com a capacidade própria CD, através da resistência R de amortecimento da onda de choque. Quando a tensão em C + C2 for igual a V<sub>D</sub> provoca-se o acendimento do faiscador F. No momento inicial de disrupção a carga eléctrica de CD é nula, quer dizer, o esquema estabelecido despreza o efeito da capacidade CD o que no esquema real da descarga parcial equivale a admitir R<sub>D</sub> constante.

A importância desta analogia com um gerador de impulsos com dois alimentadores reside no facto de se encontrar bastante analisado na técnica da alta tensão o que permite estabelecer conclu-

sões interessantes pela medida do impulso exterior de descarga parcial. A evolução do impulso caracteriza-se pelas seguintes grandezas (fig. 3 e): valor de pico  $I_{\rm L}$ , tempo de fronte  $T_{\rm E}$ , definido pela linearidade determinada pelos pontos 30 % e 90 % da crista do impulso, tempo de cauda  $T_{\rm K}$  até o impulso decair de metade do seu valor de pico. Nestas circunstâncias o impulso é representado pela sobreposição de duas exponenciais (fig. 3 f)

$$i_{i}(t) = \frac{R_{i}V_{D}}{R_{i}C} \frac{1}{1} \left(e^{-\frac{t}{\tau_{K}}} - e^{-\frac{t}{\tau_{F}}}\right)$$

$$\frac{1}{\tau_{K}} \frac{1}{\tau_{F}}$$

$$(45)$$

sendo as constantes de tempo  $\tau_k$  e  $\tau_F$  determináveis pelas leituras de  $T_K$  e  $T_F$  [5].

A constante de tempo de subida do impulso  $\tau_F$  depende da pressão e tipo de gás existente na cavidade, sendo da ordem de 100 ns, e a constante de tempo de cauda  $\tau_k$  é da ordem de 50 a 1000 ns [6], sendo em geral  $\tau_k \gg \tau_F$ .

### 4 — GRANDEZAS ELÉCTRICAS DE DESCARGAS PARCIAIS

Segundo o raciocínio do esquema equivalente efectivo a carga eléctrica relativa a uma descarga parcial no interior da cavidade tem o valor

$$q_i = (C_1 + C_2) (V_D - V_i)$$
 (46)

correspondente às descargas das capacidades  $C_1$  e  $C_2$  entre as tensões  $V_D$  e  $V_r$ . Ocorrendo N descargas parciais iguais por período a carga eléctrica média será então

$$Q_i = N(C_1 + C_2) \cdot V_D - V_r$$
 (47)

e, se for n o número de descargas parciais por segundo (note-se que n=Nf), o valor médio da corrente eléctrica tem a expressão

$$I_{i} = n(C_{1} + C_{2}) | V_{D} - V_{i} |$$
 (48)

Por outro lado o exame do esquema reduzido mostra que no exterior ao dieléctrico apenas circula um impulso de corrente relativo à variação da tensão entre  $V_{\rm D}$  e  $V_{\rm r}$  no condensador de capacidade  $C_2$ , pelo que a respectiva carga eléctrica é

$$q_e = C_2(V_D - V_I) (49)$$

sendo portanto a carga eléctrica média de descargas parciais

$$Q_e = NC_2 |V_D - V_I| \tag{50}$$

donde resulta a corrente exterior média.

$$\bar{I}_e = nC_2 |V_D - V_I| \qquad (51)$$

Estas expressões mostram que existe uma relação bem definida entre as grandezas interiores e exteriores

$$\frac{q_{i}}{q_{e}} = \frac{Q_{i}}{Q_{e}} = \frac{I_{i}}{I_{e}} = 1 + \frac{C_{1}}{C_{2}}$$
 (52)

caracterizada pelas capacidades  $C_1$  e  $C_2$ , quer dizer, pelas características geométricas da cavidade, e que permite calcular os valores das grandezas interiores a partir das medições dos correspondentes valores exteriores.

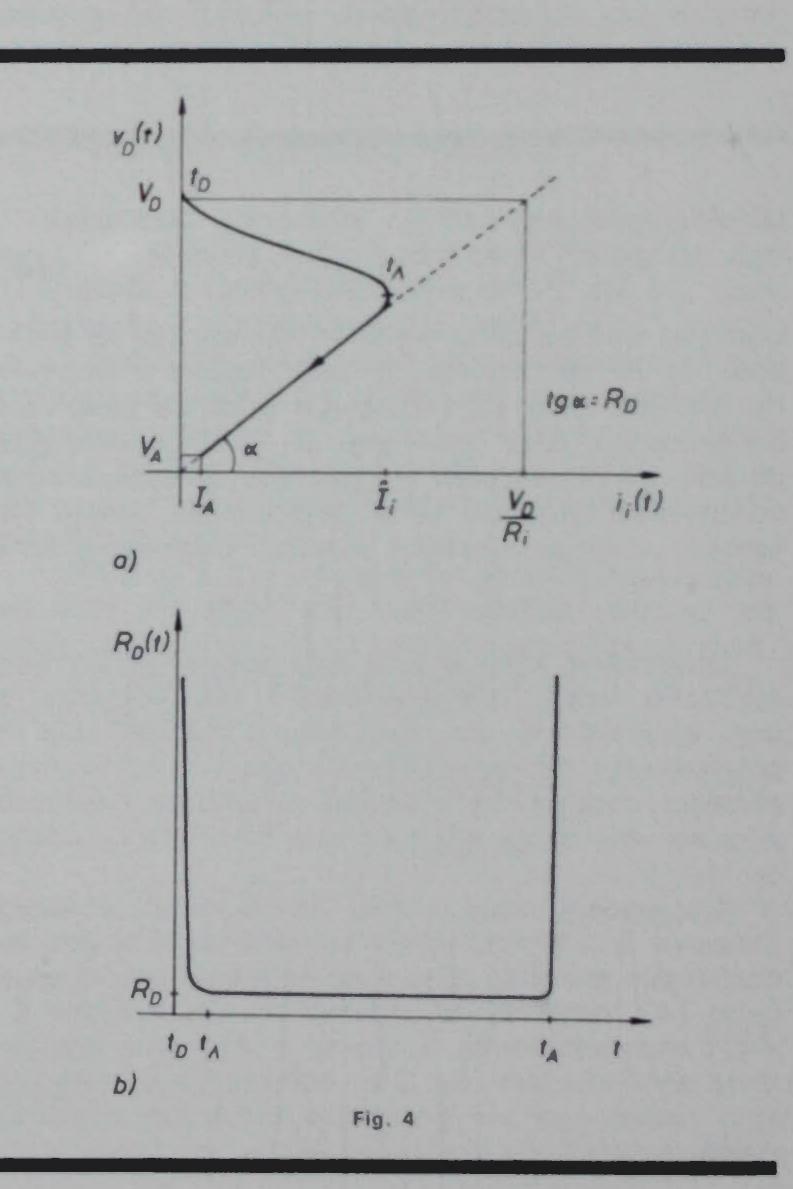
De facto na prática são as grandezas exteriores de descargas parciais que se consideram, sendo por vezes referidas como grandezas aparentes por razões óbvias.

#### 5 — SIGNIFICADO DA RESISTÊNCIA INTERIOR

O processo de descarga parcial supõe-se formado por um plasma transitório com uma característica dinâmica inicialmente negativa e depois praticamente linear (fig. 4a). Deste modo o sistema físico não é linear, indicando-se no estudo a seguir por meio de um til (~) as grandezas que não são constantes ou se referem ao sistema não linear. A resistência do plasma Ro (t) decresce de um valor muito elevado para um valor praticamente nulo (fig. 4b). A resistência R do meio ambiente na cavidade permanente sensivelmente constante, podendo decrescer levemente sob o efeito de foto-ionização o que compensa em certo grau a infima resistência do plasma na correspondente época de evolução do fenómeno. Como R se admite invariável a constante do tempo interior

$$\bar{\tau}_i(t) = \tilde{R}_i(t) \cdot (C_i + C_2)$$
 (53)

é variável com  $\tilde{R}_{D}(t)$ .



# 5.1 — Evolução das grandezas durante as descargas parciais

A não linearidade da característica do plasma dificulta a análise matemática. Considerando todavia a zona linear as curvas respectivas (fig. 5) constituem as envolventes para as quais tendem as evoluções reais.

O impulso de corrente  $i_1(t)$  resulta da sobreposição de três impulsos provenientes de diferentes origens: o impulso in(t) de descarga do condensador Co sobre o plasma, desde a tensão Vo até à tensão de apagamento do plasma V, de amplitudes relativamente reduzidas e decisivo na definição da duração do fenómeno; o impulso i,(t) relativo à descarga da capacidade C do meio ambiente na cavidade sobre o canal de descarga parcial, decisivo na definição da tensão restante; e o impulso i (t) fornecido pela fonte de alimentação através de C2, decisivo na variação de tensão complementar  $\tilde{v}_2(t)$  e importante na medida das grandezas eléctricas caracterizadoras do fenómeno, pois é o único impulso de corrente acessível à experiência,

$$\tilde{i}_{i}(t) = \tilde{i}_{D}(t) + \tilde{i}_{r}(t) + \tilde{i}_{e}(t)$$
 (54)

sendo a corrente na resistência R, fornecida por

$$\tilde{i}_{re}(t) = \tilde{i}_r(t) + \tilde{i}_e(t) . \qquad (55)$$

O impulso  $i_D(t)$  relativo à corrente própria do plasma equivale à descarga do condensador de capacidade  $C_D$ , inicialmente à tensão  $V_D$ , sobre  $\widehat{R}_D(t)$  até que a tensão  $\widehat{V}_D(t)$  se reduza ao valor  $V_A$ . A evolução temporal (fig. 5 a) afasta-se substancialmente na fase inicial (época não linear) da forma exponencial

$$i_{D}(t) = \frac{V_{D}}{R_{D}} e^{-\frac{t-t_{D}}{\tau_{D}}}, t_{D} \leq t \leq t_{A}$$
 (56)

com a constante de tempo

$$\tau_D = R_D C_D \tag{57}$$

onde se supôs que  $R_D$  mantém o valor que apresenta na fase linear.

No instante  $t_D$  de início da descarga parcial é  $\widetilde{R}_D(t_D)$  pràticamente de valor infinito (função do estado ionizado do meio da cavidade) e portanto  $\widetilde{i}_D(t_D)=0$ ; à medida que a constante de tempo

$$\tilde{\tau}_D(t) = \tilde{R}_D(t) \cdot C_D \tag{58}$$

decresce aumenta a amplitude de  $\tilde{i}_{\rm D}(t)$  até que se atinge a condução perfeita do plasma, zona linear do fenómeno, descarregando-se  $C_{\rm D}$  até à tensão  $V_{\rm A}$  juntamente com a redução da tensão do plasma.

Entre  $t_D$  e  $t_A$  a tensão  $\tilde{v}_D(t)$  decresce sucessivamente (fig. 5 b), com variações determinadas pelo correspondente valor da constante de tempo ins-

tantânea  $\tau_D(t)$ , a principio muito lentamente e depois segundo a exponencial

$$v_D(t) = V_D e^{-\frac{t-t_D}{\tau_D}}, \quad t_D \le t \le t_A$$
 (59)

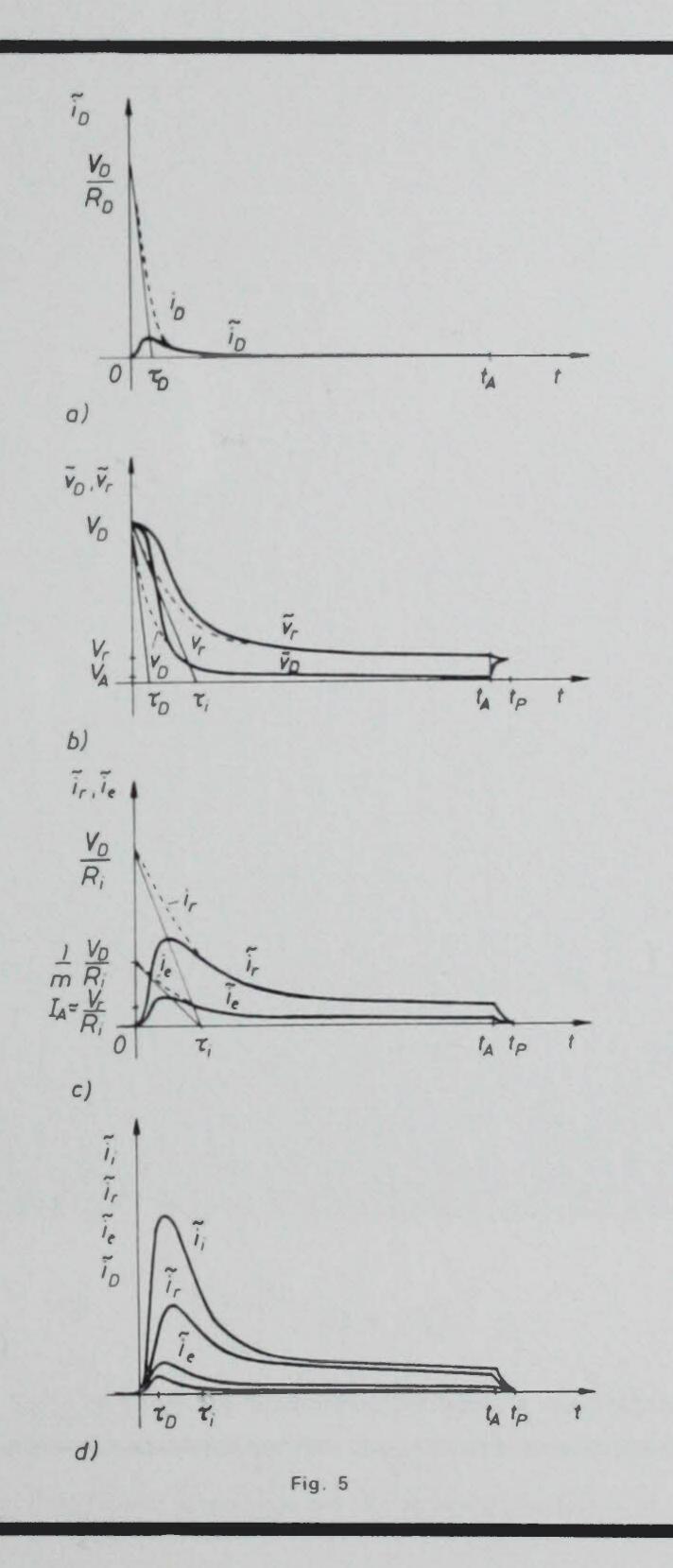
de modo a que para  $t = t_A$  se define o valor  $\tilde{v}_D(t_A) = v_D(t_A) = V_A$ .

O impulso  $i_{re}(t)$ , pelas mesmas razões, afasta-se também de

$$i_{re}(t) = \frac{V_D}{R_i} e^{-\frac{t-t_D}{\tau_i}}, \quad t_D \leq t \leq t_A$$
 (60)

com

$$\tau_{i} = (R_{i} + R_{D}) (C_{i} + C_{2}) \tag{61}$$



e no instante de apagamento  $t_A$ , sendo pràticamente  $\tilde{i}_D(t_A) \simeq 0$ , a corrente no canal de descarga parcial é  $\tilde{i}_i(t_A) \simeq \tilde{i}_{re}(t_A) = i_{re}(t_A) = I_r$ , dita corrente restante.

A tensão em  $C_r$  decresce de  $V_D$  até ao valor da tensão restante  $\tilde{v}_r(t_A) = V_r$  calculável no instante final  $t_A$  por

$$v_{I}(t) = V_{D} e^{-\frac{t-t_{D}}{t}}, \quad t_{D} \leq t \leq t_{A}$$
 (62)

de maneira que a queda de tensão em R, relaciona V, com a tensão de apagamento

$$V_{r} = V_{A} + R_{r}I_{r} \tag{63}$$

que para  $V_A \simeq 0$  indica

$$V_{l} \simeq V_{l} l_{l} \tag{64}$$

sendo a corrente  $i_r(t)$  cedida por  $C_r$  envolvida por

$$i_{r}(t) = \frac{C_{r}}{C_{r} + C_{2}} \cdot \frac{V_{D}}{R_{i}} e^{-\frac{t-t_{D}}{\tau_{i}}}, \quad t_{D} \leq t \leq t_{A}$$
(65)

O impulso exterior  $i_i(t)$ , de amplitude em geral inferior à correspondente de  $i_i(t)$ , terá como envolvente a exponencial

$$t_{e}(t) = \frac{C_{2}}{C_{i} + C_{2}} \frac{V_{D}}{R_{i}} e^{-\frac{t - t_{D}}{R_{i}}}, \quad t_{D} \leq t \leq t_{A}$$
(66)

sendo  $\tilde{i}_e(t_A) = i_e(t_A) = I_{eA}$  em que

$$I_{eA} = \frac{C_2}{C_1 + C_2} I_1 , \qquad (67)$$

#### 5.2 — Corrente do plasma transitório

Estas considerações podem tecer-se com base no esquema equivalente geral efectivo das componentes transitórias (fig. 3 b), em que o condensador de capacidade  $C_3$ , sendo  $C_3 \gg C_r$ ,  $C_2$ , constitui um autêntico curto-circuito às componentes de elevadas frequências do impulso exterior de corrente. Das equações do esquema vê-se que  $v_{23}(t) = -v_r(t)$ , isto é, as tensões em  $C_2$  e  $C_r$  são iguais e opostas. Juntamente com

$$\tilde{i}_{r}(t) = -C_{r} \frac{d\tilde{v}_{r}(t)}{dt}$$
 (68)

е

$$\tilde{i}_e(t) = C_2 \frac{d\tilde{v}_{r23}(t)}{dt}$$
 (69)

verifica-se a proporcionalidade de  $\tilde{i}_{i}(t)$  e  $\tilde{i}_{i}(t)$ 

$$\frac{\tilde{I}_{r}(t)}{C_{r}} = \frac{\tilde{I}_{e}(t)}{C_{2}} \qquad (70)$$

A corrente própria do plasma  $i_n(t)$  é dada pela descarga do condensador de capacidade  $C_p$ 

$$\widetilde{I}_{D}(t) = -C_{D} \frac{d\widetilde{V}_{D}(t)}{dt}$$
 (71)

e a tensão correspondente à queda de tensão no canal de descarga parcial pela corrente interior i (t)

$$\tilde{v}_D(t) = \tilde{R}_D(t) \quad \tilde{i}_i(t) \quad (72)$$

donde

(63) 
$$\tilde{i}_D(t) = -\tilde{R}_D(t) \qquad C_D \frac{d\tilde{i}_i(t)}{dt} - C_D\tilde{i}_i(t) \frac{d\tilde{R}_D(t)}{dt}.$$
(73)

Na fase de linearidade é  $\tilde{R}_{\rm D}(t) = R_{\rm D} = {\rm constante}$  e portanto

$$i_D(t) = -R_D C_D \frac{di_i(t)}{dt}$$
 (74)

ou seja, a corrente  $i_D(t)$  corresponde às variações da corrente no canal de descarga parcial  $d\tilde{i}(t)/dt = q_i(t)$  donde  $i_D(t) = -\tau_D \cdot q_i(t)$ .

$$i_D(t) = -\tau_D \cdot q_i(t)$$
, (75)

A consideração da característica não linear do fenómeno dificulta grandemente o tratamento matemático e, por outro lado, a hipótese de linearidade conduz a uma quantificação aproximada por excesso. Estas razões justificam que se efectui o desenvolvimento do cálculo das grandezas de descargas parciais através do sistema linear.

#### 6 — CONCLUSÕES

O raciocínio seguido permite estabelecer algumas propriedades de grande importância no estudo de descargas parciais:

I — Quando a tensão aplicada for elevada podem surgir descargas parciais nas cavidades dos materiais isolantes sólidos, que se revelam por uma elevação repentina das perdas dielectricas.

II — A interpretação rigorosa do fenómeno faz-se pelo esquema geral, onde a cavidade equivale a duas capacidades tendo um disruptor em paralelo e ligadas por uma resistência, e tendo em conta a não linearidade introduzida pela variação da resistência interior da cavidade durante o processo.

III — A dificuldade do cálculo das grandezas de descargas parciais através do modelo não linear pode ser contornada pela aproximação do sistema linear, obtendo-se valores por excesso.

Com este estudo observa-se que, para além de interpretação física, a prática se serve de simplificações que conduzem a calculos de aproximação aceitável.