INSTITUT NATIONAL ROUMAIN
POUR
L'ÉTUDE DE L'AMÉNAGEMENT ET DE L'UTILISATION
DES SOURCES D'ÉNERGIE

CONFÉRENCE INTERNATIONALE DES GRANDS RÉSEAUX ÉLECTRIQUES
À HAUTE TENSION

COMITÉ D'ÉTUDES POUR L'AMÉLIORATION DU FACTEUR DE PUISSANCE

DÉFINITIONS GÉNÉRALES DE LA PUISSANCE ACTIVE, RÉACTIVE ET APPARENTE DANS UN SYSTÈME À DEUX FILS

par
Dr. Ing. Stanislaw Fryze
Professeur à l'Ecole Polytechnique à Lwów (Pologne)

Considérons une source de courant I, qui alimente un récepteur II inconnu (fig. 1). Pour simplifier nos considérations nous négligeons la résistance, l'inductance et la capacité des fils de connexion et les pertes des appareils de mesure. La tension U_t et l'intensité J_t sont des fonctions du temps arbitraires, périodiques, monovalentes et de même fréquence $f = \frac{1}{T}$.

Le voltmètre thermique V indique la tension efficace:

$$U = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T U_t^2\, dt}$$

l'ampermètre thermique A l'intensité efficace:

$$J = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T J_t^2\, dt}$$

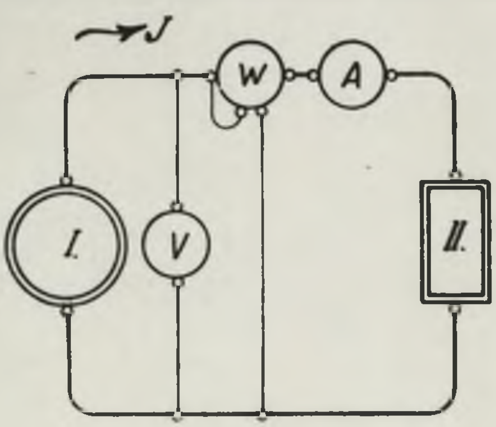

Fig. 1

et un wattmètre électro-dynamique la puissance moyenne:

$$P = \frac{1}{T}\int_0^T P_t \, . \, dt = \frac{1}{T}\int_0^T U_t J_t \, . \, dt$$

Nous appellons cette puissance la puissance active et la désignons par P_w. Le produit U.J est la puissance apparente, que nous marquerons par P_s. Le quotient

$$\lambda = \frac{P}{U.J} = \frac{P_w}{U.J} = \frac{P_w}{P_s}$$

s'appelle le facteur de puissance. Il est toujours $\lambda \leqq 1$, ce qui est facile à démontrer par l'inégalité de Schwarz. D'après Schwarz nous avons

$$\left[\frac{1}{T}\int_0^T U_t \, J_t \, . \, dt\right]^2 \leqq \left[\frac{1}{T}\int_0^T U_t^2 \, . \, dt\right] . \left[\frac{1}{T}\int_0^T J_t^2 \, . \, dt\right] \qquad (1)$$

d'où vient

$$P \leqq U.\,J, \quad \text{ou} \quad \lambda \leqq 1.$$

Cette inégalité se transforme en égalité, si le quotient

$$\frac{U_t}{J_t} = R = \text{const}$$

est une grandeur constante, indépendante du temps. On a dans ce cas

$$R = \frac{U_t}{J_t} = \frac{P_w}{J^2} = \frac{U}{J}$$

et λ atteint sa valeur maximale, $\lambda = 1$. Si le quotient

$$\frac{U_t}{J_t} = R_t$$

est une fonction du temps, λ devient plus petit que 1 et nous avons

$$U = \frac{P_w}{J.\,\lambda}; \quad J = \frac{P_w}{U.\,\lambda}.$$

La valeur $U_w = U.\lambda = \frac{P_w}{J}$ resp. $J_w = J.\lambda = \frac{P_w}{U}$ représente une valeur minimum de $\frac{\text{la tension U}}{\text{l'intensité J}}$ qu'il faut fournir pour produire une certaine puissance active P_w, étant donnée $\frac{\text{l'intensité } J}{\text{la tension } U}$. Nous désignons cette valeur minimum comme $\frac{\text{tension active } U_w}{\text{intensité active } J_w}$ et la considérons comme valeur efficace de la fonction

$$U_{wt} = \frac{P_w}{J^2} \cdot J_t \text{ respectivement } J_{wt} = \frac{P_w}{U^2} \cdot U_t \tag{2}$$

Nous décomposons maintenant chacune de nos fonctions U_t et J_t en deux fonctions composantes:

$$U_t = U_{wt} + U_{bt} = \frac{P_w}{J^2} \cdot J_t + U_{bt} \tag{3}$$

$$J_t = J_{wt} + J_{bt} = \frac{P_w}{U^2} \cdot U_t + J_{bt} \tag{4}$$

Posons ces valeurs dans l'équation $P_w = \frac{1}{T}\int_0^T U_t\, J_t .\, dt$ et nous obtenons:

$$P_w = \frac{1}{T}\int_0^T U_{wt}\, J_t .\, dt + \frac{1}{T}\int_0^T U_{bt}\, J_t .\, dt$$

$$P_w = \frac{1}{T}\int_0^T U_t\, J_{wt} .\, dt + \frac{1}{T}\int_0^T U_t\, J_{bt} .\, dt$$

En substituant dans ces équations les valeurs de U_{wt} et J_{wt} tirées de (2), nous recevons

$$\frac{1}{T}\int_0^T U_{wt}\, J_t .\, dt = P_w = U_w .\, J \,, \quad \frac{1}{T}\int_0^T U_t\, J_{wt} .\, dt = P_w = J_w .\, U \tag{5}$$

$$\frac{1}{T}\int_0^T U_{wt}\, U_{bt} .\, dt = 0 \qquad \frac{1}{T}\int_0^T J_{wt}\, J_{bt} .\, dt = 0 \tag{6}$$

Les dernières relations énoncent, que les fonctions composantes U_{wt} et U_{bt} resp. J_{wt} et J_{bt} sont orthogonales. Notre décomposition (3) et (4) rend ainsi possible la dérivation des équations carrées de la tension et de l'intensité:

$$\frac{1}{T}\int_0^T U_t^2 .\, dt = \frac{1}{T}\int_0^T U_{wt}^2 .\, dt + \frac{2}{T}\int_0^T U_{wt}\, U_{bt} .\, dt + \frac{1}{T}\int_0^T U_{bt}^2 .dt$$

$$\frac{1}{T}\int_0^T J_t^2 .\, dt = \frac{1}{T}\int_0^T J_{wt}^2 .\, dt + \frac{2}{T}\int_0^T J_{wt}\, J_{bt} .\, dt + \frac{1}{T}\int_0^T J_{bt}^2 .\, dt$$

d'où résultent les formules cherchées, qui ne contiennent que des valeurs efficaces:

$$U^2 = U_w^2 + U_b^2 \tag{7}$$

$$J^2 = J_w^2 + J_b^2 \tag{8}$$

De ces égalités suit l'équation carrée de la puissance, qui possède la forme identique à celle, connue pour les courants sinusoïdaux. On a:

$$U^2 J^2 = (U_w^2 + U_b^2) . J^2 = U^2 (J_w^2 + J_b^2)$$

où

$$U_w J = U . J_w = P_w$$

Or nous posons

$$\underline{U_b J = U . J_b = P_b}$$

et recevons

$$\underline{\underline{P_s^2 = P_w^2 + P_b^2}} \tag{9}$$

Pour examiner la signification physique des équations (7), (8) et (9) (encore tout-à-fait formelles), il faut discuter les fonctions:

$$P_t = U_t . J_t \tag{10}$$

et

$$R_t = \frac{U_t}{J_t} \tag{11}$$

Notre décomposition de (3) et (4) entraîne aussi la décomposition de (10) et (11) en deux fonctions composantes:

$$P_t = U_{wt} J_t + U_{bt} J_t = P^{I}_{wt} + P^{I}_{bt} \tag{12}$$

$$P_t = U_t J_{wt} + U_t J_{bt} = P^{II}_{wt} + P^{II}_{bt} \tag{13}$$

où

$$P^{I}_{wt} = \frac{P_w}{J^2} . J_t^2 \qquad P^{II}_{wt} = \frac{P_w}{U^2} . U_t^2$$

$$R_t = \frac{U_t}{J_t} = \frac{U_{wt}}{J_t} + \frac{U_{bt}}{J_t} = \frac{P_w}{J^2} + \frac{U_{bt}}{J_t} = \frac{U_w}{J} + \frac{U_{bt}}{J_t} = R^{I}_{w} + R^{I}_{bt} \tag{14}$$

$$G_t = \frac{1}{R_t} = \frac{J_t}{U_t} = \frac{J_{wt}}{U_t} + \frac{J_{bt}}{U_t} = \frac{P_w}{U^2} + \frac{J_{bt}}{U_t} = \frac{J_w}{U} + \frac{J_{bt}}{U_t} = G^{II}_{w} + G^{II}_{bt} \tag{15}$$

Dans ces fonctions sont valables:

$$\frac{1}{T}\int_0^T P^{I}_{wt} . dt = \frac{1}{T}\int_0^T U_{wt} J_t . dt = P_w = U_w J = J^2 R^{I}_{w}$$

$$\frac{1}{T}\int_0^T P^{II}_{wt} . dt = \frac{1}{T}\int_0^T U_t J_{wt} . dt = P_w = U . J_w = U^2 G^{II}_{w}$$

et

$$\frac{1}{T}\int_0^T P^{I}_{bt}.\,dt = \frac{1}{T}\int_0^T U_{bt}\,J_t.\,dt = \frac{1}{T}\int_0^T J_t^2\,R^{I}_{bt}.\,dt = 0$$

$$\frac{1}{T}\int_0^T P^{II}_{bt}.\,dt = \frac{1}{T}\int_0^T U_t\,J_{bt}.\,dt = \frac{1}{T}\int_0^T U_t^2\,G^{II}_{bt}.\,dt = 0$$

L'interprétation physique des équations (14) et (15) montre que notre récepteur inconnu II (fig. 1), indépendamment de son état interne, peut être remplacé par deux élements

R^{I}_{w} et R^{I}_{bt} mis en série (fig. 2)

$R^{II}_{w} = \dfrac{1}{G^{II}_{w}}$ et $R^{II}_{bt} = \dfrac{1}{G^{II}_{bt}}$ mis en parallèle (fig. 3)

La partie hachée se comporte d'une façon analogue à une résistance ohmique fixe, dont la grandeur dépend uni-

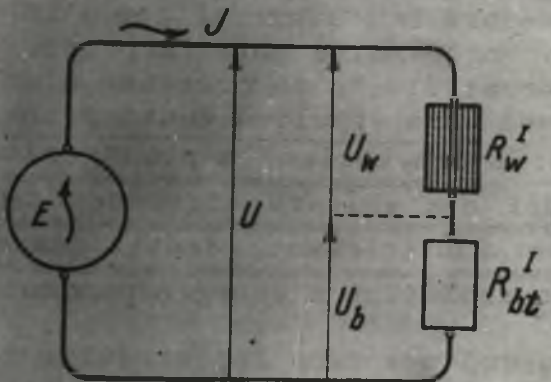

Fig. 2

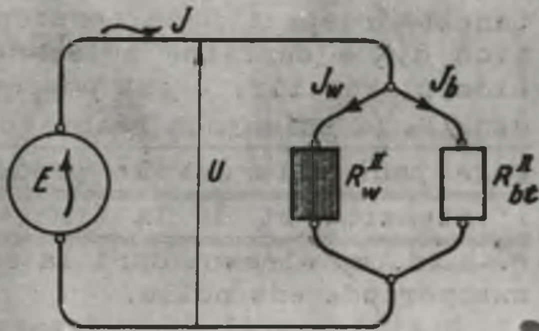

Fig. 3

quement de la puissance active P_w et de la valeur efficace du courant J / de la tension U. Elle consomme tout le travail actif fourni par la source, ~~et~~ le transformant en autre forme d'énergie. C'est pourquoi nous appellerons cette partie du récepteur la partie active.

L'autre partie se comporte comme une résistance ohmique périodiquement variable. L'énergie absorbée par elle pendant la durée d'une période est égale à zéro. Donc elle n'absorbe aucune énergie, ou bien elle rend à la source pendant la partie prochaine de la période celle, qu'elle a reçue pendant la première partie de la même période. Nous appellerons cette partie du récepteur la partie réactive, et

la tension à ses bornes U_b la tension réactive.

le courant J_b qui passe par elle le courant réactif.

$\frac{\text{La fig. 2}}{\text{La fig. 3}}$ montre, que pour alimenter un récepteur qui contient un élement réactif avec une puissance P_w par une $\frac{\text{intensité } J}{\text{tension } U}$ données, il faut une $\frac{\text{tension } U}{\text{intensité } J}$ qui doit être plus grande que $\frac{\text{la tension active } U_w = P_w/J}{\text{l'intensité active } J_w = P_w/U}$, parce qu'il est $\frac{U = \sqrt{U_w^2 + U_b^2} > U_w}{J = \sqrt{J_w^2 + J_b^2} > J_w}$. La puissance apparente P_s de la génératrice est plus grande que la puissance active P_w consommée par le récepteur, parce qu'on a

$$P_s = \sqrt{P_w^2 + P_b^2} > P_w \quad .$$

Nous voyons que la grandeur P_b a ici la même signification que la puissance réactive dans les courants sinusoïdaux. Cette valeur est une mesure de l'augmentation d'intensité respectif de tension, nécessaire pour la production d'une certaine puissance active P_w en présence d'un élément réactif. C'est pourquoi nous appelons cette grandeur P_b la puissance réactive. L'expression la plus générale pour elle est le produit des valeurs efficaces de l'intensité et de la tension d'un élément réactif pur, c. à. d. un élement dont la consommation d'énergie pendant une période est nulle.

D'ailleurs il faut remarquer, que dans les circuits à tension et intensité périodiques et de même fréquence, chacune des trois puissances (c. à. d. active, réactive et apparente) peut être exprimée comme produit des valeurs efficaces de la tension et de l'intensité d'un élément. Dans le cas d'un pur élément actif (R_w^I fig. 2 resp. G_w^{II} fig. 3) ce produit donne la puissance active

$$P_w = U_w J \quad \text{resp.} \quad P_w = U J_w$$

pour un pur élément réactif (R_{bt}^I fig. 2, resp. G_{bt}^{II} fig. 3), il en résulte la puissance réactive

$$P_b = U_b J \quad \text{resp.} \quad P_b = U J_b$$

et pour un élément arbitraire R_t nous obtenons en général la puissance apparente $P_s = UJ$. De ces trois puissances seulement la puissance active P_w dépend de la fonction $P_t = U_t J_t$ de manière, qu'elle est égale à zéro, lorsqu'il y a $P_t = 0$.

La puissance réactive P_b et apparente P_s doivent être différentes de zéro, même dans le cas où $P_t = 0$, lorsque les fonctions U_t et J_t ne sont pas nulles, c. à. d. lorsque

$$U_t \neq 0 \quad \text{et} \quad J_t \neq 0.$$

Dans l'exemple qui suit, nous verrons, que la puissance réactive P_b et apparente P_s ont des valeurs différentes de zéro bien qu'on y ait

$$P^{I}_{wt} = 0, \quad P^{I}_{bt} = 0, \quad P^{II}_{wt} = 0, \quad P^{II}_{bt} = 0, \quad P_t = 0.$$

Expérience: Nous mettons en série une résistance ohmique $R_z = 7{,}08\,\Omega$, un interrupteur rotatif sans pertes et un gros fil métallique, dont la résistance est infiniment petite, et nous les connectons aux bornes d'une source de courant continu sans résistance, dont $E = 122{,}5$ V (fig. 4). Nous constatons que le wattmètre W ne donne presque aucune déviation, bien que l'ampermètre thermique montre A = 10 Amp et le voltmètre thermique V = 100 Volts[1]). La puissance active est alors infiniment petite et il n'existe plus aucune pulsation de l'énergie. Mais pouvons-nous aussi affirmer que la puissance réactive est égale à zéro? Jamais! La source fournit donc un courant efficace de 10 Amp. et montre à ses bornes une tension efficace (qui est égale ici à la F. E. M. de la source) de 122,5 Volt. Si elle est dimensionée pour une puissance de 1,225 kW, elle ne peut plus alimenter aucun autre récepteur. L'interrupteur avec le gros fil métallique se comporte ici exactement comme une bobine d'inductance idéale aux bornes d'une source sinusoïdale: il charge la génératrice avec le courant, n'absorbant pas d'énergie. Nous sommes obligés alors de le considérer comme un élément réactif, et le produit de valeurs efficaces d'intensité et de la tension (10 A. 100 V = 1.000 VA) comme une puissance réactive.

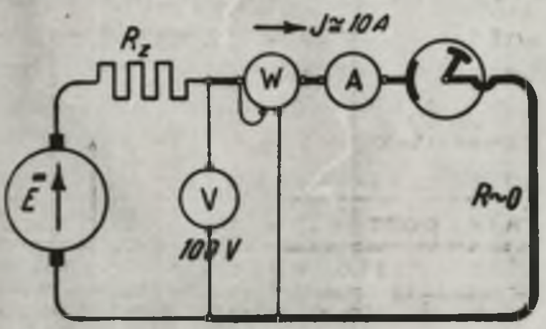

Fig. 4

[1]) Exemple numérique à la fin.

C'est d'accord avec nos considérations précedentes, parce qu'en ce cas le facteur de puissance λ est forcé de devenir plus petit que 1, si le quotient

$$\frac{U_t}{J_t} = R_t$$

est une fonction du temps. Dans notre exemple c'est vraiment le cas. Dans le moment où l'interrupteur ferme le trajet du courant, la tension aux bornes du voltmètre est infiniment petite, cependant que l'intensité prend une valeur de 17,3 A (fig. 5).

Dans un autre moment, où le circuit est interrompu, la tension aux bornes du voltmètre atteint une valeur de 122,5 Volt, cependant que l'intensité est nulle. La résistance de notre récepteur est alors, théoriquement, infiniment grande. Pendant la durée d'une rotation de l'interrupteur rotatif, la résistance de notre récepteur change de nulle à l'infini. On a alors $\frac{U_t}{J_t} = R_t$ et la puissance réactive doit se présenter, ce qui a lieu en effet.

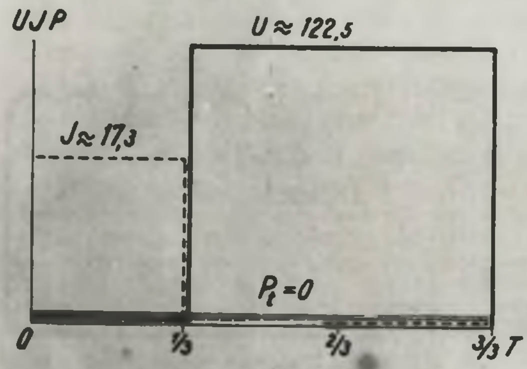

Fig. 5

Dans la pratique se présente un cas pareil, quand un inducteur avec un interrupteur sont alimentés par un réseau à courant continu. Ces inducteurs sont utilisés dans le service de tubes Röntgen. Dans cette disposition d'une puissance (active) de 10 kW et de 200 Volt de tension du réseau, l'ampermètre Deprèz montre 50 Amp, pendant qu'un ampermètre thermique donnera une valeur plus grande, par exemple 71 Amp. Si la tension du réseau est constante (U_t = const), un appareil Deprèz montre la même valeur qu'un appareil thermique, c. à. d. 200 Volt. Le wattmètre doit montrer 10.000 W. Le facteur de puissance est

$$\lambda = \frac{P_w}{UJ} = \frac{10.000}{200.71} \cong 0,704$$

la puissance apparente:

$$P_s = \frac{P_w}{\lambda} = \frac{10.000}{0,704} \cong 14,2 \text{ kVA}$$

et la puissance réactive:

$$P_b = \sqrt{P_s^2 - P_w^2} \cong \sqrt{14,2^2 - 10^2} \cong 10 \text{ kVar}$$

Mais cela signifie que pour alimenter un tube de Röntgen de 10 kW il faut un générateur à courant continu de presque 15 kW et on doit calculer les lignes d'alimentation non pour 50 Amp., mais pour 71 Amp.

La puissance réactive non plus ne dépend pas en général de pulsations de l'énergie du champ magnétique (bobines), resp. électrique (condensateurs), comme le montre l'exemple suivant:

Nous branchons une bobine de réactance, dont l'induction est L et la résistance ohmique R aux bornes d'une source du courant, dont la tension est sinusoïdale avec une composante continue convenablement grande (diagramme fig. 6). La puissance réactive a une certaine valeur et nous observons aussi des pulsations de l'énergie dans le champ magnétique de la bobine. Remplaçons maintenant la bobine de réactance par une résistance variable, qui donne la même allure de la tension et de l'intensité dans le circuit et nous remarquons que l'allure de la fonction de puissance P_t et la puissance réactive P_b sont restées les mêmes, malgré qu'il n'y a plus aucune pulsation d'énergie (absence de bobine d'induction). Donc ayant les mêmes comportements extérieurs et la même puissance réactive le récepteur peut contenir à son intérieur aussi bien une résistance ohmique variable qu'une bobine d'induction, c. à. d. un élement qui produit des pulsations d'énergie dans son champ magnétique. On peut appliquer des considérations analogues pour un condensateur.

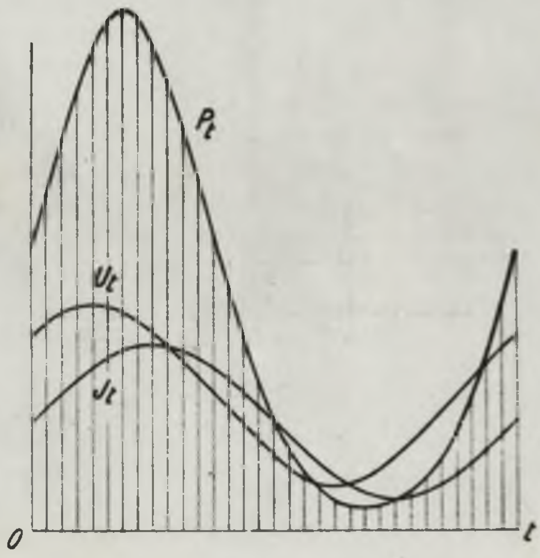

Fig. 6

Un signe unique de la présence ou du manquement de la puissance réactive est la dépendance ou l'indépendance du quotient $\frac{U_t}{J_t} = R_t$ du temps. Comme les termes: la puissance active, réactive et apparente sont égaux aux produits de valeurs efficaces correspondantes, la forme de la courbe de l'intensité et de la tension n'a aucune influence sur le résultat jusqu'à ce que ces valeurs efficaces restent les mêmes. Pour établir la puissance réactive, l'analyse harmonique n'est pas nécessaire. On peut présenter un nombre infiniment grand de fonctions de la tension et de l'intensité J_t et U_t, pour lesquelles le facteur de puissance λ et les valeurs efficaces U et J sont les mêmes.

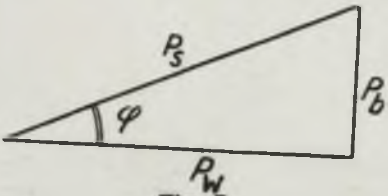

Fig. 7

Nous calculons la puissance réactive facilement de la formule suivante:

$$P_b = \sqrt{P_s^2 - P_w^2}$$

ne dépendante même pas de la forme de la courbe, dont seulement l'oscillogramme peut nous renseigner sur son allure.

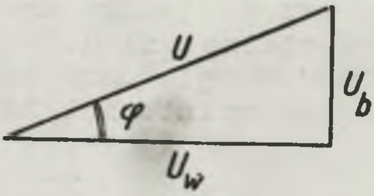

Fig. 8

Des équations (7) et (8) résulte, que dans tous les circuits électriques, à condition comme au commencement, indépendamment de la nature du courant, les valeurs efficaces de $\frac{\text{la tension}}{\text{l'intensité}}$ active et réactive s'ajoutent géométriquement et à l'angle droit.

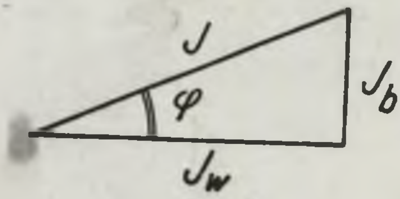

Fig. 9

Désignant $\frac{U}{J} = R_s$ comme résistance apparente, $\frac{U_w}{J} = R_w^I$ comme résistance active, $\frac{U_b}{J} = R_b^I$ comme résistance réactive et $\frac{J}{U} = G_s$ comme admittance, $\frac{J_w}{U} = G_w^{II}$ comme conductance, $\frac{J_b}{U} = G_b^{II}$ comme susceptance, nous obtenons de (7) et (8)

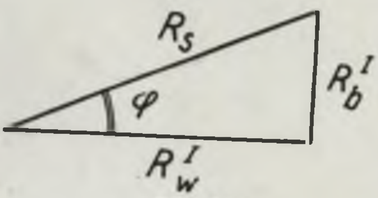

Fig. 10

$$R_s^2 = R_w^{I^2} + R_b^{I^2} \qquad (16)$$

$$G_s^2 = G_w^{II^2} + G_b^{II^2} \qquad (17)$$

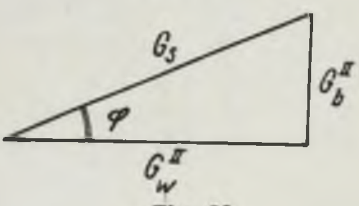

Fig. 11

Si nous voulons représenter graphiquement les équations (7), (8), (9), (16), (17), nous obtenons cinq triangles rectangulaires (fig. 7, 8, 9, 10 et 11), puisque l'on a:

$$\frac{P_w}{P_s} = \frac{U_w \cdot J}{U \cdot J} = \frac{U \cdot J_w}{U \cdot J} = \frac{U_w}{U} = \frac{J_w}{J} = \frac{R_w^I}{R_s} = \frac{G_w^{II}}{G_s} = \lambda = \cos\varphi \qquad (18)$$

et

$$\frac{P_b}{P_s} = \frac{U_b . J}{U . J} = \frac{U . J_b}{U . J} = \frac{U_b}{U} = \frac{J_b}{J} = \frac{R_b^I}{R_s} = \frac{G_b^{II}}{G_s} = \lambda_b = \sin \varphi \qquad (19)$$

La signification de λ comme cos φ peut, aussi ici, être maintenue, où φ désigne l'angle compris dans les triangles de la puissance, de la tension, de l'intensité, de la résistance et de la conductance.

Nous remarquons le complet accord de ces formules avec les équations compatibles des courants sinusoïdaux. Mais là, l'angle φ a outre la signification demontrée ci-dessus encore une autre signification, c'est le décalage de phases. De même, la résistance réactive R_b en réseaux sinusoïdaux est liée avec L et C par la formule:

$$R_b = \omega L - \frac{1}{\omega C}$$

La notion du déphasage ne se laisse pas évidemment transmettre sur les courants quelconques, elle n'est valable que pour les courants sinusoïdaux. De même dans les courants non sinusoïdaux se perd le caractère positif (inductif) et négatif (capacitif) de la puissance réactive. Tout de même il est possible de compenser ici la puissance réactive par la mise des éléments en série ou en parallèle. Il est visible des équations:

$$R_t = R_{1t}^I + R_{2t}^I = \left(R_{w1}^I + R_{w2}^I\right) + \left(R_{b1t}^I + R_{b2t}^I\right) \qquad (20)$$

et

$$G_t = G_{1t}^{II} + G_{2t}^{II} = \left(G_{w1}^{II} + G_{w2}^{II}\right) + \left(G_{b1t}^{II} + G_{b2t}^{II}\right) \qquad (21)$$

qu'une complète compensation de la puissance réactive, provoquée par le récepteur 1, survient, quand l'élément de compensation 2 se conduit de telle manière que:

$$R_{b1t}^I + R_{b2t}^I = 0$$

ou

$$G_{b1t}^{II} + G_{b2t}^{II} = 0$$

Si ce n'est pas le cas, la puissance réactive doît apparaître, mais on peut diminuer sa grandeur (compensation partielle) par la connexion d'un élément convenable.

ANNEXE

La table numérique appartient à la fig. 4 et 5, où est montré le schéma et le diagramme, qui se rapporte à l'interrupteur mis en série avec une F. E. M. $E = 122{,}5$ V. et une résistance $R_z = 7{,}08\,\Omega$. (Les courbes d'intensité et de tension sont indiquées idéales c. à. d. qu'elles valent pour l'interrupteur sans pertes).

Tableau

	Fonction	T I	T II	T III	Valeurs
1	U_t	0	122,5	122,5	
2	U_t^2	0	15.006,25	15.006,25	$U^2 = 10.004{,}16$ $\quad U \cong 100{,}02$ Volt
3	J_t	17,3	0	0	
4	J_t^2	299,29	0	0	$J^2 = 99{,}763$ $\quad J \cong 9{,}988$ Amp.
5	P_t	0	0	0	$P_w = 0$ Watt
6	U_{wt}	0	0	0	$U_{wt} = \frac{P_w}{J^2} \cdot J_t = 0$ Volt
7	U_{wt}^2	0	0	0	$U_w^2 = 0$ $\quad U_w = 0$ Volt
8	U_{bt}	0	+ 122,5	+ 122,5	$U_{bt} = U_t - U_{wt}$
9	U_{bt}^2	0	15.006,25	15.006,25	$U_b^2 = 10.004{,}16$ $\quad U_b \cong 100{,}02$ Volt
10	J_{wt}	0	0	0	$J_{wt} = \frac{P_w}{U^2} \cdot U_t = 0$ Amp.
11	J_{wt}^2	0	0	0	$J_w^2 = 0$ $\quad J_w = 0$ Amp.
12	J_{bt}	+ 17,3	0	0	$J_{bt} = J_t - J_{wt}$
13	J_{bt}^2	299,29	0	0	$J_b^2 = 99{,}763$ $\quad J_b = 9{,}988$ Amp.
14	P_{wt}^{I}	0	0	0	P_w^{I} moyen $= 0$
15	P_{bt}^{I}	0	0	0	P_b^{I} moyen $= 0$
16	P_{wt}^{II}	0	0	0	P_w^{II} moyen $= 0$
17	P_{bt}^{II}	0	0	0	P_b^{II} moyen $= 0$
18	R_t	0	∞	∞	
19	R_w^{I}	0	$\frac{0}{0}$	$\frac{0}{0}$	$R_w = \frac{U_{wt}}{J_t} = 0\,\Omega$
20	R_{bt}	0	∞	∞	
21	G_t	∞	0	0	
22	G_w^{II}	$\frac{0}{0}$	0	0	$G_w = \frac{J_{wt}}{U_t} = 0\,\mho$
23	G_{bt}	∞	0	0	

$P_w = 0, P_b = 999$ Var$, P_s = 999$ VA$, \lambda_w = 0, \lambda_b = 1$

Resumé. De nos considérations il résulte, que les formules données plus bas, valables aux circuits sinusoïdaux, peuvent être maintenues aussi dans les systèmes non sinusoïdaux à deux fils, en cas de tensions et courants périodiques, monovalents et de même fréquence $f = \frac{1}{T}$.

La puissance active:

$$P_w = \frac{1}{T}\int_0^T P_t .\, dt = \frac{1}{T}\int_0^T U_t .\, J_t .\, dt = U_w .\, J = U .\, J_w$$

La valeur efficace de la tension d'alimentation:

$$U = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T U_t^2 .\, dt}$$

La valeur efficace de l'intensité d'alimentation:

$$J = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T J_t^2 .\, dt}$$

De ces trois grandeurs générales on peut calculer toutes les autres grandeurs:

La puissance apparente: $P_s = U .\, J$

Le facteur de puissance (facteur actif): $\lambda = \frac{P_w}{P_s} = \frac{P_w}{U .\, J} = \cos\varphi$

La puissance réactive: $P_b = \sqrt{P_s^2 - P_w^2} = U_b .\, J = U .\, J_b$

Le facteur réactif: $\lambda_b = \sqrt{1 - \lambda^2} = \sin\varphi$

La tension active: $U_w = \lambda .\, U = U\cos\varphi$

La tension réactive: $U_b = U\sqrt{1 - \lambda^2} = U .\, \lambda_b = U\sin\varphi$

Le courant actif: $J_w = J .\, \lambda = J\cos\varphi$

Le courant réactif: $J_b = J\sqrt{1 - \lambda^2} = J .\, \lambda_b = J .\, \sin\varphi$

Les décompositions d'un élément inconnu en deux parties selon (3) et (4) (fig. 2 et 3) donnent les décompositions uniques de la tension et du courant pour lesquelles oblige:

$$P_w = \frac{1}{T}\int_0^T U_{wt}\, J_t .\, dt = \frac{1}{T}\int_0^T U_t\, J_{wt} .\, dt = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T U_{wt}^2 .\, dt}\ \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T J_t^2 .\, dt} =$$

$$= \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T U_t^2 .\, dt}\ \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T J_{wt}^2 .\, dt} = U .\, J .\, \lambda = U .\, J .\, \cos\varphi$$

$$P_b = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T U_{bt}^2 .\, dt}\ \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T J_t^2 .\, dt} = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T U_t^2 .\, dt}\ \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T J_{bt}^2 .\, dt} =$$

$$= U .\, J .\, \lambda_b = U .\, J .\, \sin\varphi$$

et

$$\int_0^T U_{bt}\, J_t .\, dt = 0, \qquad \int_0^T U_t\, J_{bt} .\, dt = 0.$$