

ÉLECTRICITÉ

Compensateurs de phase pour Moteurs asynchrones

(SUITE ET FIN)

4. — Détermination du calage des balais et des éléments fixes du compensateur.

Il a été dit, au début du chapitre II, que l'excitation par le Stator ne pouvait assurer le réglage du facteur de puissance. Supposons, en effet, que l'on soit parvenu à rendre $\cos \varphi$ égal à l'unité pour une certaine valeur du glissement ω en choisissant convenablement le calage des balais et la valeur de u . Si une variation de Ω se produit, par exemple une augmentation, E du moteur augmente (puisque Φ est à peu près constant), donc I aussi, momentanément au moins. Pour que la compensation soit maintenue (voir fig. 3), il faudrait que e augmentât à peu près parallèlement à E ; pour cela, il serait nécessaire de rester maître de Φ' du compensateur, chose impossible avec ce système d'excitation puisque l'augmentation de la réaction d'induit produite par l'augmentation de i dans le Rotor du compensateur (voir fig. 11) n'est pas compensée par des A T d'un enroulement extérieur complémentaire. — Au contraire, comme on le verra plus loin, cette compensation est possible en mettant le Stator du compensateur en série avec le Rotor du moteur. On a alors le montage de la figure 22.

Le sens de rotation ω' du Rotor étant le même que précédemment, et les A T du Stator tournant à la vitesse Ω résultant du

Le dédoublement fictif du Rotor en deux anneaux identiques et jointifs adopté fig. 22 est, comme on l'a démontré précédemment, équivalent, au point de vue des flux et des chutes ohmiques, au schéma réel de la fig. 11.

Au lieu d'écrire les équations de ce système sous la forme (1) (2) établie précédemment, dans laquelle n'apparaissent pas les A T du flux Φ' à compenser, il est préférable d'utiliser la notion du coefficient d'induction mutuelle qui permet de disséquer, dans les équations, les A T composants.

Puisque les deux courants I' sont supposés sinusoïdaux, les trois phases du Rotor fictif équivalent et du Stator donnent, pour chacun de ces deux courants, des A T résultants constants dont le décalage de la direction dans l'espace, par rapport à l'axe de l'enroulement d'une phase, couplé dans le sens de la flèche Ω , est le décalage, dans le temps, du courant considéré, dans cette phase, par rapport à son maximum.

a) Ainsi les A T résultants des courants statiques I sont, en appelant « n » le nombre de spires par unité d'angle du stator :

$$\frac{3}{2} n \sqrt{3} I$$

(la démonstration de cette formule a été faite au § 1 du présent chapitre pour les courants i).

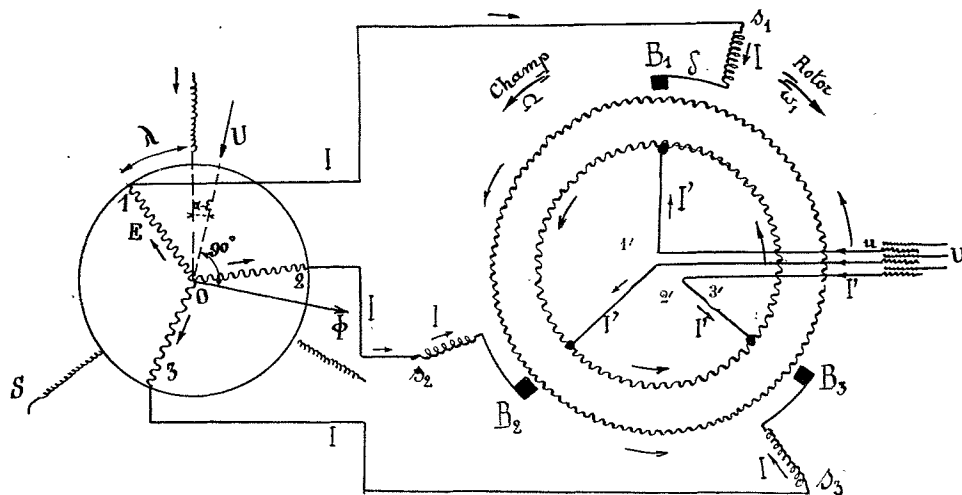


Fig. 22

glissement, il faut que le sens de rotation du champ statorique soit inverse afin que Ω s'ajoute à ω' de manière à réaliser, pour le champ statorique, la vitesse ω , le *f. e. m.* entre balais devant avoir la même pulsation ω que le réseau. D'autre part, les connexions des bagues du Rotor avec le transformateur doivent être faites de manière que les (A T) I' tournent dans le sens $\Omega + \omega'$.

La figure 22 correspond aux mêmes positions relatives du Rotor et des Stators que celles de la fig. 11; ce sont celles d'une conjonction des spires baguées du Rotor et des balais; on a pris, précédemment, l'instant de cette conjonction comme origine du temps.

Le décalage de I , par rapport à son maximum, dans la phase 1 étant (voir § 1) :

$$\lambda + \alpha - \varepsilon + \varphi_2$$

la direction de ces A T statoriques $\frac{3}{2} n \sqrt{3} I$ fait, au temps zéro, avec l'axe de s_1 , un angle $\lambda + \alpha - \varepsilon + \varphi_2$; par suite de leur sens de rotation, l'angle de leur direction avec $B_1 o'$ est :

$$\lambda + \alpha - \varepsilon + \varphi_2 - \delta$$

b) De même, en appelant « N » le nombre de spires par unité

d'angle du Rotor réel, les A T résultants du Rotor fictif fixe sont (voir formule 5) :

$$\frac{3}{2} N \sqrt{3} \left(\frac{I}{\sqrt{3}} \right)$$

la direction de cette composante d'A T rotoriques fait, au temps zéro, avec la direction B₁ o', un angle :

$$\lambda + \alpha - \varepsilon + \varphi_2$$

c) Enfin les AT résultants du Rotor fictif mobile sont :

$$\frac{3}{2} N \sqrt{3} \left(\frac{I'}{\sqrt{3}} \right)$$

la direction de cette composante d'A T rotoriques fait, au temps zéro, avec la direction B₁ o', un angle (voir formule 3') :

$$\alpha - \varepsilon' - \varphi'$$

Connaissant les AT composants desquels résulte le flux Φ', on peut maintenant calculer les f. e. m. partielles dont les résultantes sont les f. e. m. e' entrant dans les équations (1) et (2).

Dans les enroulements s₁

les A T (a) produisent une f. e. m. :

$$- l n \frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} n \sqrt{3} I \cos (\lambda + \alpha - \varepsilon + \varphi_2) \right]$$

les A. T. (b) produisent une f. e. m. :

$$- \mathcal{N} n \frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} N I \cos (\lambda + \alpha - \varepsilon + \varphi_2 + \delta) \right]$$

les A T (c) produisent une f. e. m. :

$$- \mathcal{N} n \frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} N I' \cos (\alpha - \varepsilon' - \varphi' + \delta) \right]$$

Dans les enroulements du Rotor réel entre B₁ et B₂

les A T (a) produisent une f. e. m. :

$$- \mathcal{N} N \frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} n \sqrt{3} I \cos (\lambda + \alpha - \varepsilon + \varphi_2 - \delta + 30^\circ) \right]$$

les A T (b) produisent une f. e. m. :

$$- \mathcal{L} N \frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} N I \cos (\lambda + \alpha - \varepsilon + \varphi_2 + 30^\circ) \right]$$

les A T (c) produisent une f. e. m. :

$$- \mathcal{L} N \frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} N I' \cos (\alpha - \varepsilon' - \varphi' + 30^\circ) \right]$$

En appelant ρ la résistance du Rotor réel entre B₁ et B₂, y compris la résistance de contact des balais, on a donc, pour le circuit B₁ s₁ 1 3 s₃ B₂ B₁, au temps o :

$$\left. \begin{aligned} & \sqrt{3} E \cos (\lambda + \alpha - \varepsilon + 30^\circ) - R I \sqrt{3} \cos (\lambda + \alpha - \varepsilon + \varphi_2 + 30^\circ) \\ & - \sqrt{3} l n \frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} n \sqrt{3} I \cos (\lambda + \alpha - \varepsilon + \varphi_2 + 30^\circ) \right] \\ & - \sqrt{3} \mathcal{N} n \frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} N I \cos (\lambda + \alpha - \varepsilon + \varphi_2 + \delta + 30^\circ) \right] \\ & - \sqrt{3} \mathcal{N} n \frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} N I' \cos (\alpha - \varepsilon' - \varphi' + \delta + 30^\circ) \right] \\ & - \mathcal{N} N \frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} n \sqrt{3} I \cos (\lambda + \alpha - \varepsilon + \varphi_2 - \delta + 30^\circ) \right] \\ & - \mathcal{L} N \frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} N I' \cos (\alpha - \varepsilon' - \varphi' + 30^\circ) \right] \end{aligned} \right\} =$$

$$\left\{ \begin{aligned} & \rho \frac{I}{\sqrt{3}} \cos (\lambda + \alpha - \varepsilon + \varphi_2 + 30^\circ) \\ & + \rho \frac{I'}{\sqrt{3}} \cos (\alpha - \varepsilon' - \varphi' + 30^\circ) \end{aligned} \right.$$

en négligeant la f. e. m. résultant des fuites du Rotor du moteur et du Stator du compensateur, ce qui est admissible vu la faiblesse de Ω.

Dans le circuit 1' i' s 2', on a de même :

$$\left. \begin{aligned} & \sqrt{3} u \cos (\alpha - \varepsilon' + 30^\circ) - r I' \sqrt{3} \cos (\alpha - \varepsilon' - \varphi' + 30^\circ) \\ & - \mathcal{L} N \frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} N I \cos (\lambda + \alpha - \varepsilon + \varphi_2 + 30^\circ) \right] \\ & - \mathcal{L} N \frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} N I' \cos (\alpha - \varepsilon' - \varphi' + 30^\circ) \right] \\ & - \mathcal{N} N \frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} n \sqrt{3} I \cos (\lambda + \alpha - \varepsilon + \varphi_2 - \delta + 30^\circ) \right] \end{aligned} \right\} =$$

$$\left\{ \begin{aligned} & \rho \frac{I}{\sqrt{3}} \cos (\lambda + \alpha - \varepsilon + \varphi_2 + 30^\circ) \\ & + \rho \frac{I'}{\sqrt{3}} \cos (\alpha - \varepsilon' - \varphi' + 30^\circ) \end{aligned} \right.$$

Posons :

$$(7) \quad A = \lambda + \alpha - \varepsilon + 30^\circ \quad B = \alpha - \varepsilon' + 30^\circ$$

Rappelons que λ - δ = constant = H (voir § 1).

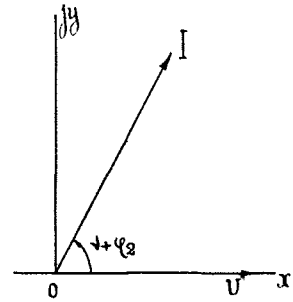


Fig. 23

Remarquons que ε, N, n, peuvent être choisis de manière que :

$$- \mathcal{L} N \frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} N I \cos (A + \varphi_2 + \omega t) \right] - \mathcal{N} N \frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} n \sqrt{3} I \cos (A + \varphi_2 - \delta + \omega t) \right] = 0$$

quel que soit t. Il suffit, pour cela, que :

$$(8) \quad \mathcal{L} N = \mathcal{N} n \sqrt{3} \quad \text{et} \quad \delta = \pm \pi$$

cette dernière condition équivaut à δ = 0 avec enroulements inversés.

On supprime ainsi l'influence des variations de I sur Φ', comme cela avait été annoncé au début du présent paragraphe. Les deux équations précédentes deviennent alors :

$$\begin{aligned} & 6 R I \cos (A + \varphi_2) - 6 E \cos A + 9 \sqrt{3} I l n^2 \\ & \frac{d}{dt} \cos (A + \varphi_2) - 9 \mathcal{N} n N I \frac{d}{dt} \cos (A + \varphi_2) \\ & = - 2 \rho [I \cos (A + \varphi_2) + I' \cos (B - \varphi')] \end{aligned}$$

et :

$$\frac{d}{dt} \cos (B - \varphi') = 2 \rho [I \cos (A + \varphi_2) + I' \cos (B - \varphi')]$$

la première s'écrit :

$$(9) \quad \left\{ \begin{aligned} & I \cos (A + \varphi_2) (6 R + 2 \rho) - 6 E \cos A + 9 n I \frac{d}{dt} \\ & \cos (A + \varphi_2) [\sqrt{3} l n - \mathcal{N} N] = - 2 \rho I' \cos (B - \varphi') \end{aligned} \right.$$

La deuxième montre que, si on néglige la chute ohmique

$2 \rho I \cos (\Lambda + \varphi_2)$, tout se passe comme si on envoyait un courant I' dans un circuit comprenant une faible résistance 2ρ et une self $N \mathcal{L}$. Le retard φ' du courant I' , produit dans ce circuit, est très voisin de $\frac{\pi}{2}$ et cette équation peut s'écrire, en négligeant r et ρ :

$$6 u = 3 \sqrt{3} \mathcal{L}^2 N^2 \omega I'$$

d'où :

$$(10) \quad I' = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{u}{\omega \mathcal{L}^2 N^2}$$

Portant cette valeur dans (9) et posant :

$$(11) \quad \left\{ \begin{array}{l} 6 R + 2 \rho = p \quad 9 (\sqrt{3} l n - \mathcal{M} N) n = q \\ \frac{L}{\sqrt{3}} \rho \frac{1}{\mathcal{L}^2 N^2} = s \end{array} \right.$$

il vient :

$$p I \cos (\Lambda + \varphi_2) - 6 E \cos \Lambda + q I \frac{d}{dt} \cos (\Lambda + \varphi_2) = - \\ = - \frac{s u}{\omega} \cos (B - \varphi')$$

Chacun des termes de cette équation étant de la forme [voir (7)] :

$$C \sin (\text{ou } \cos) (x + 30^\circ + \nu)$$

représente un vecteur décalé de $(x + 30^\circ)$ sur celui représentant un terme de la forme :

$$C \sin (\text{ou } \cos) (\nu)$$

Chaque terme peut donc être remplacé par une expression de la forme :

$$(x' + j y') [\cos (x + 30^\circ) + j \sin (x + 30^\circ)]$$

le deuxième facteur de cette expression sera commun aux deux membres et, par suite, disparaîtra. De sorte que l'équation peut s'écrire :

$$p I \cos (\lambda - \varepsilon + \varphi_2) + q I \frac{d}{dt} \cos (\lambda - \varepsilon + \varphi_2) = 6 E \cos \\ (\lambda - \varepsilon) - \frac{s u}{\omega} \cos (-\varepsilon' - \varphi')$$

Posons :

$$(7) \quad \lambda - \varepsilon = \nu \quad \text{et} \quad u = T U$$

L'équation devient, en observant que E est, à très peu de choses près, proportionnel à $\frac{\Omega}{\omega} U \frac{N_2}{N_1}$ expression dans laquelle N_2 est le nombre de spires du Rotor du moteur, N_1 celui du Stator :

$$(9)' \quad \left\{ \begin{array}{l} I [p \cos (\nu + \varphi_2) + q \frac{d}{dt} \cos (\nu + \varphi_2)] = \\ = K \frac{\Omega}{\omega} U \cos \nu - \frac{s T U}{\omega} \cos (-\varepsilon' - \varphi') \end{array} \right.$$

Si on se reporte maintenant à la figure (3) où :

$$(12) \quad N_2 I \cos \varphi_2 = N_1 I_m \cos (\varphi_0 - \varepsilon)$$

on voit que, en négligeant $\omega \mathcal{L}^2 I_m$ et $R_1 I_m$ du moteur :

$$(13) \quad \omega (N_1 I_m \sin (\varphi_0 + \varepsilon) + N_2 I \sin \varphi_2) = k U$$

D'autre part, comme on l'a exposé à la fin du chapitre I, pour réaliser un décalage positif du courant global emprunté au réseau dans l'ensemble moteur-compensateur, il faut que :

$$(14) \quad -U I_m \sin (\varphi_0 + \varepsilon) + u I' \sin (\varphi' + \varepsilon') \mathcal{L}^2 o$$

Les équations (9)' (10) (12) (13) (14) permettent, comme on le verra plus loin, de déterminer, pour le glissement normal Ω , et le courant normal I_m , dans quelles limites doit être choisi u .

En résumé, pour la marche en régime normal, on peut, au moyen d'un compensateur établi suivant les conditions imposées par la formule (8), régler la tension secondaire du transformateur auxiliaire de manière à avoir un facteur de puissance global déterminé.

5. — Diagramme de la compensation.

Il s'agit maintenant de se rendre compte dans quelles limites de charge la compensation, ainsi réalisée pour le régime normal, sera maintenue sans qu'il soit besoin de toucher au rapport de transformation T et de déterminer pour quelle valeur du glissement la nécessité d'un nouveau réglage se fera sentir.

Dans ce but, utilisons les notations vectorielles, en prenant comme axe des x la direction du vecteur U , au temps zéro.

Appelons x et y les coordonnées de l'extrémité du vecteur I , c'est-à-dire posons :

$$I \cos (\nu + \varphi_2) = x + j y$$

ce qui revient à écrire :

$$I = x^2 + y^2 \quad \frac{y}{x} = tg (\nu + \varphi_2)$$

L'équation (9)' devient :

$$(x + j y) (p + j q \Omega) = K \frac{\Omega}{\omega} U (\cos \nu + j \sin \nu) + \\ + j \frac{s T U}{\omega} (\cos \varepsilon' - j \sin \varepsilon')$$

elle donne :

$$(15) \quad \left\{ \begin{array}{l} p x - q \Omega y = K \frac{\Omega}{\omega} U \cos \nu + \frac{s T U}{\omega} \sin \varepsilon' \\ p y + q \Omega x = K \frac{\Omega}{\omega} U \sin \nu + \frac{s T U}{\omega} \cos \varepsilon' \end{array} \right.$$

c'est-à-dire, en éliminant Ω :

$$(16) \quad \left\{ \begin{array}{l} x^2 + y^2 - \frac{U}{\omega p q} (p K \sin \nu + q s T \sin \varepsilon') \cdot \frac{U}{\omega p q} \\ (p K \cos \nu - q s T \cos \varepsilon') y - K \frac{s T}{p q} \cdot \frac{U^2}{\omega^2} \cos (\nu + \varepsilon') = 0 \end{array} \right.$$

Le lieu de l'extrémité du vecteur I , quand T est constant et Ω variable, est donc un cercle de rayon :

$$(16)' \quad R = \frac{\pm U}{2 \omega p q} \sqrt{p^2 K^2 + q^2 s^2 T^2 + 2 K p q s T \cos (\nu + \varepsilon')}$$

dont les coordonnées du centre sont :

$$(16)'' \quad \left\{ \begin{array}{l} x_0 = \frac{-U}{2 \omega p q} (p K \sin \nu + q s T \sin \varepsilon') \\ y_0 = \frac{U}{2 \omega p q} (p K \cos \nu - q s T \cos \varepsilon') \end{array} \right.$$

En choisissant « n » suffisamment petit et « N » grand, ce qui est d'ailleurs nécessité par l'équation (8), q est négatif et grand en valeur absolue, car son expression déduite de (8) et (11) par élimination de \mathcal{M} , est :

$$q = 3 \sqrt{3} (3 l n^2 - \mathcal{L}^2 N^2)$$

Il en résulte que y_0 est positif, x_0 négatif. D'autre part :

$$x_0^2 + y_0^2 = \left(\frac{U}{2 p q} \right)^2 (p^2 K^2 + q^2 s^2 T^2 - 2 K p q s T \cos (\nu + \varepsilon'))$$

donc la distance du centre à l'origine est plus grande que le rayon puisque $\pm \nu$ est toujours plus petit que $\frac{\pi}{2}$.

De plus, le cercle ne coupera pas l'axe des x si

$$- (p K \cos \nu - q s T \cos \varepsilon') > - \\ - \sqrt{p^2 K^2 + q^2 s^2 T^2 + 2 K p q s T \cos (\nu + \varepsilon')}$$

c'est-à-dire, si :

$$o > \frac{K^2 \sin^2 \nu}{q^2} + \frac{s^2 T^2 \sin \varepsilon'}{p^2} + \frac{2 K s T}{p q} \\ (\cos \nu \cos \varepsilon' + \cos (\nu + \varepsilon'))$$

Comme $\sin \varepsilon'$ est petit, « s » aussi, « q » grand et négatif, cette inégalité est vérifiée; de plus, chaque terme étant faible, y_0 est voisin de R .

Enfin la droite $\frac{y}{x} = tg \nu$ ne coupe pas le cercle ; on verrait en effet facilement qu'en portant $y = x tg \nu$ dans (16) l'équation en x ainsi obtenu a des racines imaginaires.

La position du cercle est donc celle de la figure 24.

Pour $\Omega = 0$ les équations (15) donnent :

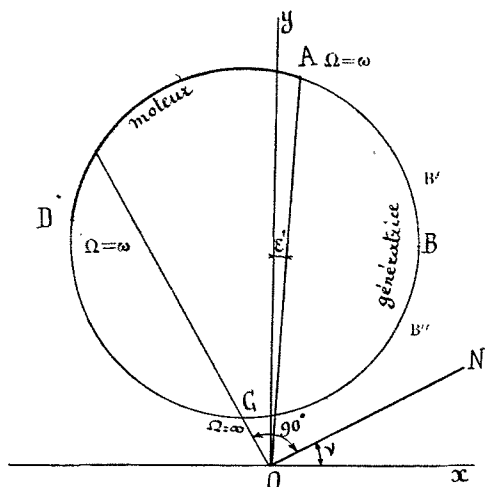


Fig. 24

$$x = \frac{s T}{p} \sin \epsilon' \quad y = \frac{s T}{p} \frac{U}{\omega} \cos \epsilon'$$

Le point correspondant du cercle est donc sur la droite :

$$\frac{y}{x} = \cot. \epsilon'$$

Comparons ses coordonnées à celles du centre :

$$x = u_0 + \frac{U}{\omega} \sin \epsilon' \frac{s T}{2 p} - \frac{U K \sin \nu}{\omega \frac{2}{q}}$$

$$y = y_0 + \frac{U}{\omega} \cos \epsilon' \frac{s T}{2 p} + \frac{U K \cos \nu}{\omega \frac{2}{q}}$$

q étant grand, ce point est plus haut que le centre.

Pour $\Omega = \infty$, les équations (15) donnent :

$$x = \frac{U}{\omega} \cdot \frac{K}{q} \sin \nu \quad y = - \frac{U}{\omega} \cdot \frac{K}{q} \cos \nu$$

Le point correspondant du cercle est donc sur la droite :

$$\frac{y}{x} = tg \left(\frac{\pi}{2} + \nu \right)$$

et vers le bas du cercle puisque q est grand.

Enfin, les équations (15) donnent :

$$(17) \quad K \Omega \frac{U}{\omega} = \frac{p(x^2 + y^2) - \frac{U}{\omega} s T (x \sin \epsilon' + y \cos \epsilon')}{x \cos \nu + y \sin \nu}$$

par élimination de $x^2 + y^2$ avec (16) :

$$\Omega = \frac{p(x \sin \nu - y \cos \nu) + s T \frac{U}{\omega} \cos(\nu + \epsilon')}{q(x \cos \nu + y \sin \nu)^2}$$

donc :

$$\frac{d\Omega}{dx} = \frac{\left\{ \begin{array}{l} - \frac{dy}{dx} \left(p x + K s T \frac{U}{\omega} \cos(\nu + \epsilon') \sin \nu \right) + \\ + p y - K s T \frac{U}{\omega} \cos(\nu + \epsilon') \cos \nu \end{array} \right.}{q(x \cos \nu + y \sin \nu)^2}$$

Dans la région B, $\frac{dy}{dx}$ est très grand en valeur absolue et, par suite, approximativement, de B' à B'' :

$$\frac{d\Omega}{dx} = - \frac{1}{q} \frac{dy}{dx} \left(p x + K s T \frac{U}{\omega} \cos(\nu + \epsilon') \sin \nu \right)$$

q étant négatif et x positif, Ω diminue quand le point représentatif va de B' à B. Par raison de continuité, Ω diminue donc de A à C quand on passe par B ; il augmente au contraire de A à C si on parcourt la gauche du cercle. Cette partie du cercle correspond à la marche en moteur ; mais Ω ne pouvant dépasser la valeur ω , le seul segment utilisable est A D. Le point D s'obtient ainsi : pour $\Omega = \omega$, (17) donne :

$$p(x^2 + y^2) = K U (x \cos \nu + y \sin \nu) + \frac{U}{\omega} s T (x \sin \epsilon' + y \cos \epsilon')$$

portant dans (16) cette valeur de $x^2 + y^2$:

$$y \left(\sin \nu + \frac{p \cos \nu}{\omega q} \right) + x \left(\cos \nu - \frac{p \sin \nu}{\omega q} \right) = \frac{s T}{q} \cdot \frac{U}{\omega} \cos(\nu + \epsilon')$$

Ceci est l'équation d'une droite sensiblement parallèle à $o c$ mais plus à gauche ; le point D est à son intersection avec la partie supérieure du cercle.

Il reste à voir maintenant si tous les points du segment A D sont compatibles avec une bonne compensation.

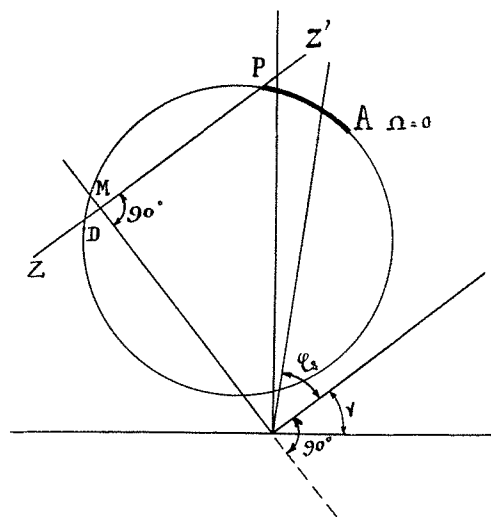


Fig. 25

La limite de la zone de haute compensation résulte des équations (10) (13) (14) ; par élimination de $I_m \sin(\varphi_0 + \epsilon)$ et de I' on obtient la condition :

$$(18) \quad I \sin \varphi_2 < \frac{N_1}{N_2} \frac{U}{\omega} \left[\frac{k}{N_1} - \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{I^2}{\omega^2 N_2^2} \cos \epsilon' \right]$$

Appelant S la valeur du deuxième membre de cette inégalité et portant :

$$o M = S$$

on a une droite Z Z' limitant la zone de bonne compensation ; elle coupe le cercle en un point P correspondant à une valeur Ω_p du glissement. La compensation reste suffisante tant que Ω varie de 0 à Ω_p ; au delà, il faudra modifier le rapport de transformation T de manière que le point représentatif du nouveau cercle soit à droite de la nouvelle limite résultant de (18).

Remarque. — L'inégalité (18) montre que l'on a intérêt à produire l'excitation du compensateur au moyen d'un transformateur à fuites, car l'augmentation de ϵ' fait croître le 2^e membre d'où éloignement du point T vers la gauche de la figure.

Ce diagramme circulaire suppose la constance des coefficients de l'équation (16) tant que le rapport de transformation T reste fixe. En réalité ϵ et ϵ' varient avec I et φ_2 de sorte que le diagramme vrai est une ovale s'écartant légèrement de la forme circulaire.