

## AVANT-PROPOS

Les machines électriques tournantes, qui assurent une conversion d'énergie électromécanique, sont le cœur d'une discipline scientifique appelée jadis « électrotechnique » et, aujourd'hui, « génie électrique » en raison de l'importante évolution technologique engendrée par l'apport de disciplines adjacentes (électronique de puissance, électronique de commande analogique et numérique, automatique, etc.). Cette révolution a entraîné la généralisation de l'actionnement électrique dans tous les domaines industriels mais aussi dans la vie courante ; elle a aussi profondément modifié la manière dont les machines sont mises en œuvre tout en leur permettant également de s'adapter à l'utilisation de nouvelles sources d'énergie. En conséquence, leur enseignement doit en tenir compte.

Le présent ouvrage est le fruit de nombreuses années d'expérience pédagogique des auteurs dans différentes écoles d'ingénieurs (Ecole nationale supérieure d'électricité et de mécanique de Nancy, Ecole nationale polytechnique d'Alger, Ecole des mines de Nancy et Ecole polytechnique de l'université de Nantes). Il s'adresse principalement à des étudiants en 2<sup>e</sup> cycle universitaire et aux élèves ingénieurs ; son objectif est d'apporter aux lecteurs une culture de base sur les machines tournantes, leurs structures et leur mise en œuvre. Cette culture leur permettra par la suite d'aborder dans de bonnes conditions l'électrotechnique analytique, la variation de vitesse et la commande des machines.

Les auteurs s'appuient sur une approche initiée dès les années 1960 par E.J. Gudefin à Nancy, approche fondée sur l'écriture, sous forme matricielle, des équations des machines en grandeurs instantanées. Cette approche permet d'introduire naturellement l'alimentation des moteurs par des convertisseurs statiques; elle est un passage obligé pour l'étude des régimes transitoires des

machines (transformations de Concordia, Park, etc.), mais elle est aussi un moyen commode d'établir les équations classiques des machines en régime sinusoïdal (ou continu) permanent.

Le calcul du couple électromagnétique instantané permet de définir les associations structures de machine-mode d'alimentation susceptibles de donner lieu à une conversion continue d'énergie.

Les concepts de base sont établis au chapitre 2 (généralités sur les machines tournantes) et sont ensuite appliqués aux machines classiques : machines synchrones (chapitre 3), machines asynchrones (chapitre 4) et machines à courant continu (chapitre 5). La mise en œuvre de ces machines (associées notamment à des convertisseurs statiques) est également présentée. Certaines notions (démarrage rhéostatique, diagramme du cercle, etc.) aujourd'hui peu utilisées industriellement ont été conservées dans cet ouvrage en raison de leur intérêt historique et pédagogique.

Pour permettre aux lecteurs d'aborder le présent ouvrage de façon aussi autonome que possible, les principaux prérequis (électromagnétisme, systèmes polyphasés équilibrés et déséquilibrés, électronique de puissance) sont rassemblés dans un chapitre liminaire.

Pour lui donner un aspect aussi concret que possible, l'ouvrage est illustré par des photographies aimablement fournies par différents industriels, et la grande majorité des courbes et caractéristiques sont tracées pour des machines réelles. Les cartes de champs auxquelles nous faisons appel pour illustrer le comportement électromagnétique des machines sont obtenues par des programmes de calcul par éléments finis développés au sein du laboratoire dont les auteurs sont membres (IREENA, Institut de recherche en électrotechnique et électronique de Nantes Atlantique).

Les auteurs veulent adresser leurs vifs remerciements à tous ceux qui ont apporté leur concours à la réalisation du présent ouvrage :

– les collègues du département « Génie électrique » de l'Ecole polytechnique de l'Université de Nantes pour les discussions récurrentes sur le « que faut-il enseigner aujourd'hui et comment » et plus particulièrement les professeurs M.F. Benkhoris et M. Machmoum, qui ont accepté la rude tâche de relire le manuscrit en cours d'élaboration ;

– le professeur Bernard Multon, de l'Ecole normale supérieure de Cachan (site de Bruz) qui a relu la version finale du manuscrit ;

– les sociétés ECA EN (ex-Electronavale Moteurs) à Saint-Herblain (44), Converteam (ex-Alsthom Moteurs) à Champigneulle (54) et Aker Yards (ex-Chantiers de l'Atlantique) à Saint-Nazaire (44), qui ont fourni gracieusement la grande majorité des photographies illustrant cet ouvrage.

Ils souhaitent rendre un hommage tout particulier à Edmond J. Gudefin, qui fut leur maître.

## CHAPITRE 1

# Principaux prérequis

### 1.1. Introduction

L'étude des machines tournantes électriques est une science qui fait appel à diverses autres disciplines.

Dans le but de faciliter la lecture du présent ouvrage, nous allons rassembler dans ce chapitre liminaire les principaux résultats et concepts utilisés par la suite :

- systèmes sinusoïdaux ;
- électromagnétisme ;
- électronique de puissance.

### 1.2. Grandeurs sinusoïdales

#### 1.2.1. *Grandeurs monophasées*

##### 1.2.1.1. *Ecriture temporelle*

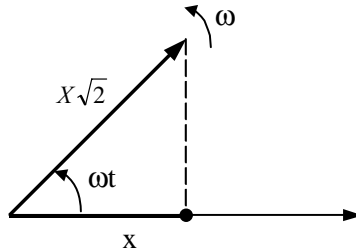
Une grandeur  $x$ , fonction sinusoïdale du temps, peut s'écrire sous la forme :

$$x = X\sqrt{2} \cos \omega t$$

où  $X$  est la valeur efficace et  $\omega$  la pulsation.

## 1.2.1.2. Représentation vectorielle

La grandeur  $x$  définie ci-dessus peut être considérée comme étant la projection sur un axe d'un vecteur de longueur  $X\sqrt{2}$  tournant dans le sens trigonométrique à la vitesse angulaire  $\omega$  (figure 1.1).



**Figure 1.1.** Représentation vectorielle d'une grandeur sinusoïdale

## 1.2.1.3. Courants et tensions monophasés

Si l'on applique une tension  $v$  monophasée sinusoïdale aux bornes d'une impédance  $Z$ , le courant  $i$  dans cette impédance, en régime permanent, est également sinusoïdal, et on peut écrire :

$$v = V\sqrt{2} \cos \omega t$$

$$i = I\sqrt{2} \cos(\omega t - \varphi)$$

$\varphi$  étant le déphasage entre la tension souvent choisie comme origine et le courant. Conventionnellement,  $\varphi$  est compté positivement quand le courant est en retard par rapport à la tension.

La puissance instantanée fournie à l'impédance  $Z$  s'écrit :

$$p = v.i = VI \cos \varphi + VI \cos(2\omega t - \varphi)$$

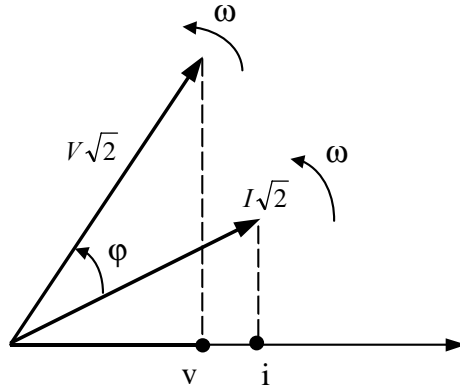
$$P = VI \cos \varphi \quad [1.1]$$

est la puissance active et :

$$P_f = VI \cos(2\omega t - \varphi) \quad [1.2]$$

est la puissance fluctuante. On notera que cette grandeur, qui caractérise le fait que la puissance fournie en monophasé à un récepteur n'est pas constante en fonction du temps, s'annule pour les systèmes polyphasés équilibrés.

La figure 1.2 montre que l'on passe de la tension au courant par une similitude de rapport  $Z$  et d'angle  $\varphi$ .



**Figure 1.2.** Représentation vectorielle d'un courant et d'une tension sinusoïdaux

#### 1.2.1.4. Représentation complexe associée

Les nombres complexes sont très commodes pour représenter la similitude précédente et l'on associera donc au vecteur  $\vec{V}$  le nombre complexe  $\bar{V}$  ainsi que le complexe  $\bar{I}$  au vecteur  $\vec{I}$ .

On pourra donc écrire :

$$\bar{V} = V e^{j\omega t}$$

$$\bar{I} = I e^{j(\omega t - \varphi)}$$

On définit également l'impédance complexe  $\bar{Z}$  par le rapport :

$$\bar{Z} = \frac{\bar{V}}{\bar{I}} = \frac{V}{I} e^{j\varphi} = Z e^{j\varphi}$$

On posera donc :

$$Z \cos \varphi = R$$

$$Z \sin \varphi = X$$

R et X étant respectivement la résistance et la réactance exprimées en ohms.

On introduit également la grandeur :

$$\bar{S} = \bar{V}\bar{I}^* = VIe^{j\varphi} = VI \cos \varphi + jVI \sin \varphi = P + jQ \quad [1.3]$$

$\bar{S}$  est la puissance apparente exprimée en volts-ampères.

Q, la puissance réactive exprimée en volts-ampères réactifs.

### 1.2.2. Systèmes diphasés de tensions et de courants

Un système diphasé de tensions, défini par deux tensions en quadrature :

$$v_\alpha = V\sqrt{2} \cos(\omega t)$$

$$v_\beta = V\sqrt{2} \sin(\omega t)$$

s'il est chargé sur une impédance symétrique, donne naissance à un système diphasé équilibré de courants :

$$i_\alpha = I\sqrt{2} \cos(\omega t - \varphi)$$

$$i_\beta = I\sqrt{2} \sin(\omega t - \varphi)$$

On obtient alors une puissance fluctuante nulle et une puissance instantanée constante :

$$p = 2VI \cos \varphi = P$$

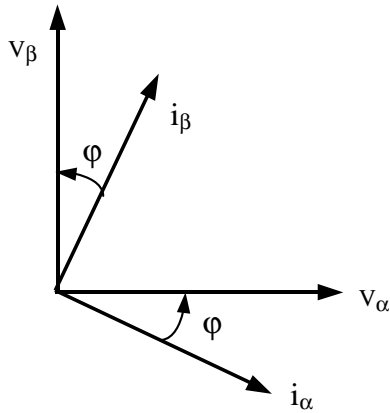


Figure 1.3. Courants et tensions diphasés

On peut également introduire la représentation complexe associée :

$$\bar{V}_\alpha = V$$

$$\bar{V}_\beta = jV$$

$$\bar{I}_\alpha = Ie^{-j\varphi}$$

$$I_\beta = jIe^{-j\varphi}$$

avec les expressions des puissances active et réactive :

$$P = 2VI \cos \varphi$$

$$Q = 2VI \sin \varphi$$

### 1.2.3. Systèmes sinusoïdaux triphasés équilibrés

#### 1.2.3.1. Expressions temporelles

Un système triphasé équilibré de tensions est composé de trois tensions de même fréquence, de même amplitude et déphasées les unes par rapport aux autres d'un tiers de période.

Il s'écrit donc sous la forme temporelle :

$$v_a = V\sqrt{2} \cos \omega t$$



$$v_b = V\sqrt{2} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right)$$

$$v_c = V\sqrt{2} \cos\left(\omega t + \frac{2\pi}{3}\right)$$

Si l'on applique ce système de tensions aux bornes d'une charge symétrique (décrite par une matrice impédance circulante), il lui correspond, en régime établi, un système équilibré de courants (figures 1.4 et 1.5) :

$$i_a = I\sqrt{2} \cos(\omega t - \varphi)$$

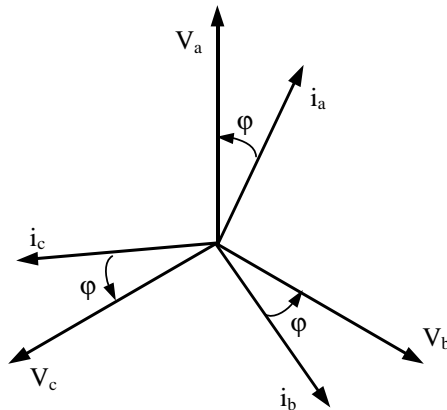
$$i_b = I\sqrt{2} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{3} - \varphi\right)$$

$$i_c = I\sqrt{2} \cos\left(\omega t + \frac{2\pi}{3} - \varphi\right)$$

On peut en donner une représentation vectorielle (figure 1.4).

On obtient alors également une puissance fluctuante nulle, et la puissance instantanée est constante et égale à la puissance active :

$$p = 3VI \cos \varphi$$



**Figure 1.4.** Courants et tensions triphasés

### 1.2.3.2. Notations complexes associées

Aux systèmes triphasés équilibrés de tensions et de courants on associe les vecteurs complexes :

$$[\bar{V}] = \bar{V} \begin{bmatrix} 1 \\ a^2 \\ a \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad [\bar{I}] = \bar{I} \begin{bmatrix} 1 \\ a^2 \\ a \end{bmatrix} \quad [1.4]$$

où 1,  $a$  et  $a^2$  sont les racines cubiques de l'unité :  $a = e^{j2\pi/3}$ ,  $a^2 = e^{j4\pi/3}$ .

Si l'on applique le système triphasé de tensions à une charge définie par une matrice impédance circulante  $[\bar{Z}]$  (figure 1.5) telle que :

$$[\bar{Z}] = \begin{bmatrix} \bar{z} & \bar{z}' & \bar{z}'' \\ \bar{z}'' & \bar{z} & \bar{z}' \\ \bar{z}' & \bar{z}'' & \bar{z} \end{bmatrix}$$

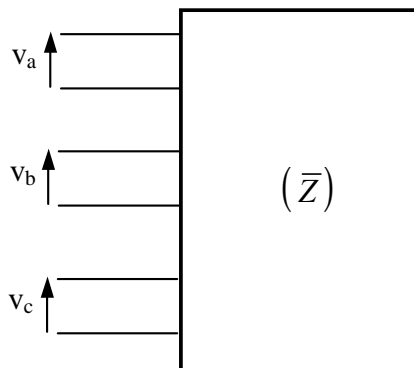
la relation  $[\bar{V}] = [\bar{Z}][\bar{I}]$  conduit à l'équation par phase :

$$\bar{V} = \bar{Z}\bar{I}$$

où :

$$\bar{Z} = (\bar{z} + a^2\bar{z}' + a\bar{z}'') \quad [1.5]$$

est l'impédance cyclique de la charge.



**Figure 1.5.** Charge triphasée équilibrée

Tout se passe donc comme si chacune des trois phases était chargée sur une impédance  $\bar{Z}$  découplée des deux autres (il s'agit de fait d'une diagonalisation de la matrice impédance dont  $\bar{Z}$  est une valeur propre). On peut donc traiter dans ces conditions les systèmes triphasés équilibrés comme des systèmes monophasés indépendants et découplés.

#### 1.2.4. Systèmes sinusoïdaux triphasés déséquilibrés. Composantes symétriques de Fortescue

Il peut arriver que les systèmes de tensions et de courants ne soient pas équilibrés (amplitudes différentes selon les phases ou déphasages différents de  $2\pi/3$  entre les phases). Il n'est donc plus possible d'écrire les relations [1.4] et [1.5] et de remplacer directement les équations triphasées par des équations monophasées. Dans le cas général, l'étude de ces systèmes est très compliquée.

Il existe toutefois une classe de systèmes, heureusement assez courants en électrotechnique, pour lesquels une simplification mathématique existe. Ce sont les dispositifs décrits par une matrice impédance circulante  $[\bar{Z}]$  et auxquels on impose des conditions externes dissymétriques.

On peut montrer que la matrice  $[\bar{Z}]$  a trois vecteurs propres :

$$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} 1 \\ a^2 \\ a \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{bmatrix} 1 \\ a \\ a^2 \end{bmatrix}$$

associés respectivement aux trois valeurs propres :

$$\bar{Z}_0 = \bar{z} + \bar{z}' + \bar{z}'' \quad [1.6]$$

$$\bar{Z}_d = \bar{z} + a^2 \bar{z}' + a \bar{z}'' \quad [1.7]$$

$$\bar{Z}_i = \bar{z} + a \bar{z}' + a^2 \bar{z}'' \quad [1.8]$$

Ces trois impédances sont appelées respectivement « impédance cyclique homopolaire », « impédance cyclique directe » et « impédance cyclique inverse ».