

**Zeitschrift:** Bulletin de l'Association suisse des électriciens  
**Herausgeber:** Association suisse des électriciens  
**Band:** 19 (1928)  
**Heft:** 22

**Artikel:** Considérations théoriques sur les conditions d'amorçage des dynamos à courant continu  
**Autor:** Jéquier, M.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-1057051>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 25.12.2024

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

Die angeführten 14 Punkte ermöglichen es, die meisten praktisch vorkommenden Fälle in der gezeigten Art mittels Blind- und Wirkleistungsrechtecken darzustellen und in untereinander gezeichneten, die jeweiligen Schaltungsänderungen darstellenden Diagramme gewissermassen kinematographisch zu verfolgen.

Es ist möglich, Betrachtungen dieser Art auch auf Ausgleichsvorgänge auszuweiten. Verschwindet z. B. beim Kurzschluss eines Generators plötzlich der grösste Teil der Klemmenspannung, so muss sich das gestörte Gleichgewicht im Sinne unseres Punktes 9 (siehe oben) durch Auftreten von Blindleistungsabgabe und starken Streufeldern in jedem Augenblick wieder herstellen, was zur Folge hat, dass der Kurzschlussstrom mit grosser Phasenverschiebung der Spannung nacheilt. Wir wollen uns aber für diesmal auf stationäre Vorgänge beschränken.

Wenn es mir gelungen ist, zu zeigen, dass einfache Diagramme, bestehend aus Blind- und Wirkleistungsrechtecken, also auf direkter Betrachtung von Summen und Differenzen von Arbeit basiert, statt auf Strömen, Spannungen und Phasenverschiebungen, geeignet sind, das Zusammenarbeiten verschiedener Zentralen, Verbrauchszentren usw. anschaulich darzustellen, so ist der Zweck dieser Studie erfüllt.

## Considérations théoriques sur les conditions d'amorçage des dynamos à courant continu.

Par M. Jéquier, ingénieur, Neuchâtel.

621.313.2

*On considère communément l'aimantation rémanente du circuit magnétique comme la condition nécessaire et suffisante à réaliser dans une machine à courant continu pour obtenir le phénomène d'auto-excitation au démarrage. Le but de cette étude est de montrer que cette condition, évidemment nécessaire, n'est pas suffisante à elle seule, mais que la possibilité de l'auto-amorçage est due aussi aux propriétés spéciales du fer compris dans le circuit magnétique des dynamos.*

*Man betrachtet im allgemeinen die Remanenz des magnetischen Kreises als die notwendige und hinreichende Bedingung, die erfüllt sein muss, damit beim Anlauf von Gleichstrommaschinen Selbsterregung eintritt. In der vorliegenden Studie zeigt der Autor, dass diese Bedingung zwar notwendig ist, immerhin allein nicht genügt, sondern dass die Möglichkeit der Selbsterregung ausserdem durch die Eigenschaften des im magnetischen Kreis der Dynamomaschinen befindlichen Eisens bedingt ist.*

### Introduction.

On sait que les dynamos à courant continu, qu'elles soient du type série ou shunt, peuvent malgré l'existence de magnétisme rémanent et si certaines conditions bien connues ne sont pas réalisées, refuser de s'amorcer. Ce fait doit être attribué principalement à l'une des causes ci-après: vitesse insuffisante, réluctance trop considérable de l'entrefer ou résistance trop grande de l'armature ou des inducteurs (voir Janet, leçons d'Electrotechnique générale, page 142 et suivantes).

D'autre part si l'on considère que dès la mise en marche d'une dynamo l'armature est balayée par le flux magnétique rémanent, la loi générale d'induction implique la naissance *immédiate* dans l'armature d'une f.é.m. induite et, par suite (si le circuit extérieur est bouclé dans le cas d'une machine-série) d'un courant dont l'effet est de renforcer le magnétisme rémanent. Il semble donc que la loi d'induction veuille que l'amorçage ait lieu dans tous les cas, en dépit des conditions restrictives rappelées ci-dessus.

Ces conclusions contradictoires présentent un caractère paradoxal. Le but de la présente note est de chercher à expliquer ce paradoxe en mettant d'accord la conclusion tirée de l'application strictement logique de la grande loi d'induction qui régit toute l'électrotechnique, avec les connaissances pratiques et théoriques que l'on a des difficultés d'amorçage. Nous serons conduits à examiner dans le détail la façon continue dont le courant croît durant la période transitoire du démarrage et le processus de l'auto-amorçage. Cette étude nous fera toucher du doigt

l'importance capitale pour l'amorçage des propriétés magnétiques du fer, en particulier, au point de vue de la stabilité des courants induits.

Afin de pouvoir négliger, dans les considérations qui suivent, l'influence sur le champ magnétique de la réaction d'induit, nous nous bornons à envisager le cas d'une dynamo shunt marchant à circuit ouvert. La faible intensité des courants excitateurs parcourant l'armature autorise cette simplification. D'autant plus que les conclusions auxquelles nous tendons ne visent qu'à une valeur qualitative. Théoriquement, ce cas englobe qualitativement celui d'une dynamo série court-circuitée.

Pour bien mettre en lumière les qualités spéciales que confère aux dynamos à courant continu la présence de fer dans le circuit magnétique, nous débutons par quelques considérations sur les conditions bizarres de fonctionnement d'une machine dont le circuit magnétique serait constitué uniquement par de l'air ou par toute substance à perméabilité constante, indépendante de l'induction dont elle est le siège.

**Cas d'une dynamo idéale.**

Envisageons tout d'abord le cas d'une machine idéale dont le circuit magnétique ne contiendrait pas de fer, mais serait constitué par de l'air seulement ou tout autre milieu à perméabilité magnétique constante. Il est évident qu'une pareille machine ne s'amorcerait pas d'elle-même puisqu'elle ne saurait avoir de magnétisme rémanent. Disposons donc, dans le circuit dérivation, une batterie d'accumulateurs qui fournira le courant d'excitation pendant la mise en route (fig. 1). Un commutateur convenable permet de varier à volonté le nombre d'éléments en circuit, tout en maintenant constante la résistance totale  $R$  de ce circuit, constituée par la somme des résistances des enroulements inducteur et induit et de la batterie.

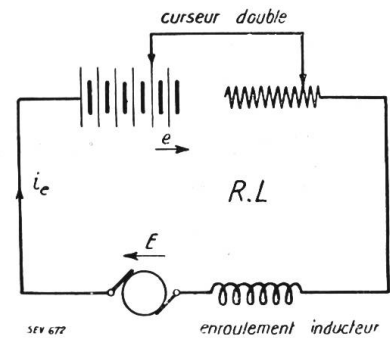


Fig. 1.

La f.é.m. induite dans l'armature est donnée par l'expression bien connue ci-après, où  $v$  représente la vitesse périphérique de rotation de l'armature,  $z$  le nombre de barres en série,  $l$  la longueur d'une de ces barres et  $H$  l'induction moyenne du champ coupé par l'enroulement induit:

$$E = v \cdot l \cdot z \cdot H \cdot 10^{-8} \text{ volts} \tag{1}$$

ou encore 
$$E = K \cdot n \cdot i_c \tag{2}$$

dans laquelle  $K$  est une constante de la machine,  $n$  le nombre de tours par minute et  $i_c$  le courant d'excitation.

Les relations (1 et 2) sont bien équivalentes, attendu que  $n$  et  $v$ , d'une part, sont proportionnels de même que  $i_c$  et  $H$ , d'autre part, puisque le champ magnétique a son siège dans un milieu à perméabilité constante.

La loi d'Ohm, appliquée au circuit envisagé, fournit la relation suivante, en remarquant que l'inductance  $L$  ne joue pas de rôle du moment que l'intensité de  $i_c$  est supposée maintenue constante au moyen du commutateur à double curseur.

$$E + e = R \cdot i_c \tag{3}$$

où  $e = f.é. m.$  de la batterie, en circuit. A l'arrêt  $E = 0$ . Donnons à  $e$  la valeur convenable pour obtenir le courant  $i_c$  désiré. Mettons la dynamo en marche. Aussitôt une f.é.m. est induite. Déplaçons le curseur double de façon que le courant  $i_c$  conserve à tout instant la même valeur, quelle que soit la vitesse  $n$ . A mesure que  $n$  croît,  $e$  décroît: cela est impliqué par la condition de constance imposée à  $i_c$ . La vitesse  $n$  atteint une valeur  $N$  pour laquelle  $e = 0$ . On a alors:

$$E = R \cdot i_e \quad (3)$$

$$\text{et } E = K \cdot N \cdot i_e \quad (2)$$

d'où il s'ensuit:

$$N = \frac{R}{K} \quad (4)$$

Nous pouvons tirer des considérations précédentes, et de la relation (4) en particulier, des conclusions intéressantes.

Dire que  $e$  devient égal à  $O$  revient à dire que la batterie d'accumulateurs est mise hors circuit. Donc au moment où la vitesse  $N$  est atteinte la f.é.m. induite  $E$  suffit à fournir le courant  $i_e$ , sans le secours d'aucune source extérieure: la machine amorcée se maintient sous tension, et cela par ses propres moyens. La source extérieure  $e$  n'a servi que durant la période de démarrage à pallier l'absence d'aimantation rémanente, absence impliquée par l'hypothèse faite sur le circuit magnétique. Cette constatation a son importance, car elle nous aidera à comprendre que le manque d'hystérésis dans une dynamo dont le circuit magnétique ne contiendrait pas de fer, — question de la quantité d'énergie nécessaire à l'excitation mise à part — n'est pas la seule cause qui rendrait cette machine théoriquement impropre à un service pratique.

Remarquons que la valeur de  $N$  (relation 4), est indépendante de celle de  $i_e$ . Autrement dit: quelle que soit l'intensité du courant  $i_e$ , imposée au repos par la batterie variable  $e$ , la vitesse de rotation  $N$  qu'il faudra imprimer au rotor pour annuler  $e$ , tout en maintenant  $i_e$  inaltéré, est *constante et indépendante de la valeur spéciale donnée à  $i_e$* .

Comme  $E = K \cdot N \cdot i_e$ , on voit que, *pour une même vitesse  $N$* , la dynamo peut fournir une f.é.m. induite *quelconque*, puisque la valeur initiale de  $i_e$  peut être choisie arbitrairement. Cela revient à montrer la stabilité de la f.é.m. induite, pour toutes les valeurs de cette grandeur, stabilité par rapport aux variations auxquelles on peut soumettre le courant d'excitation  $i_e$ , grâce à l'insertion dans le circuit de la batterie d'accus, pendant le démarrage. On peut dire que la f.é.m. induite est en état *d'équilibre indifférent* par rapport aux fluctuations du courant d'excitation.

Nous disons bien du courant d'excitation seulement, car il est aisé de montrer qu'un changement de régime, dans un sens ou dans l'autre, à partir de la vitesse particulière  $N$ , fait brusquement tomber à  $O$  la f.é.m. induite ou la fait croître indéfiniment, ce qui revient à dire que la tension induite  $E$  est en état *d'équilibre instable* par rapport à la vitesse critique  $N$ . Modifier l'une ou l'autre des constantes du circuit —  $R$  ou l'un des éléments constitutifs de  $K$  — change la valeur de  $N$  (relation 4). Il suffit par suite de montrer l'instabilité de  $E$  par rapport aux variations de  $N$ , pour prouver en même temps celle relative à la modification de ces constantes.

Faisons donc croître la vitesse de rotation de la valeur critique  $N$  à la valeur  $N + \Delta n$ , tout en laissant inaltérées les constantes  $R$  et  $K$  et la batterie d'accus restant hors circuit. La f.é.m. induite subira de ce fait un accroissement partiel  $\frac{\delta E}{\delta n} \Delta n$ , lequel causera un accroissement  $di_e$  du courant d'excitation qui devient  $i_e + di_e = a \cdot i_e$  où  $a$  est supérieur à l'unité. A son tour cet accroissement réagit, par l'intermédiaire du champ magnétique dont il augmente l'intensité, sur la tension induite et porte la valeur de cette grandeur à  $a (E + \frac{\delta E}{\delta n} \Delta n)$  puisque, dans la machine sans fer qui nous occupe, il y a proportionnalité directe entre le courant d'excitation et la f.é.m. induite. Ce nouvel accroissement de cette dernière grandeur produit une nouvelle augmentation du courant d'excitation qui devient  $a^2 \cdot i_e$ , ce qui porte, par action mutuelle, la valeur de la tension à  $a^2 (E + \frac{\delta E}{\delta n} \Delta n)$ . Ces

actions réciproques se répètent indéfiniment et portent la valeur de la tension induite à la valeur  $a^\infty (E + \frac{\delta E}{\delta n} \Delta n) \cdot a$  étant un nombre positif supérieur à l'unité on voit que l'accroissement très petit  $\Delta n$ , à partir de la vitesse critique  $N$ , fait brusquement croître indéfiniment la f.é.m. induite.

On peut raisonner d'une façon tout à fait analogue quand il s'agit d'une diminution très petite  $\Delta n$  de la vitesse à partir de la valeur critique  $N$ . Les écritures restent les mêmes. Seulement nous devons voir maintenant dans  $a$  une quantité positive légèrement inférieure à l'unité. La conclusion s'impose: la diminution  $\Delta n$  de la vitesse de rotation entraîne le désamorçage de la machine, sa tension tombant brusquement à zéro.

Evidemment les variations de la f.é.m., dans un sens ou dans l'autre, dues à l'accroissement  $\Delta n$ , n'ont pas lieu avec une vitesse infinie, c'est-à-dire qu'il leur faut un certain temps pour se produire. La rapidité de ces fluctuations dépend des constantes du circuit et, en particulier, de sa self  $L$ , grandeur dont les raisonnements ci-dessus font délibérément abstraction. Remarquons que la self a un effet freinant sur les variations de la tension induite et du courant  $i_e$ : on sait, en effet (loi de Lentz), que toute variation de l'intensité  $i_e$  donne lieu à la naissance, grâce à l'inductance du circuit, d'une f.é.m. induite qui s'oppose, par le courant qu'elle tend à pousser, à cette variation.

D'ailleurs la self ne peut que ralentir et non pas étouffer ces variations. L'équation différentielle du système, relative à l'état transitoire obtenu en attribuant à la vitesse un petit accroissement  $\Delta n$ , à partir de la valeur d'équilibre  $N$ , est:

$$R \cdot i_e + \frac{d(L \cdot i_e)}{dt} = R \cdot i_e + L \frac{di_e}{dt} = K(N + \Delta n) \cdot i_e$$

puisque  $L$  est une constante, du moment que le circuit magnétique ne contient pas de fer.

Cette équation se réduit à:

$$L \frac{di_e}{dt} = K \cdot \Delta n \cdot i_e$$

dont l'intégrale est:

$$i_e \text{ (temps } t = t) = i_e \text{ (} t = 0) \cdot e^{\frac{K \cdot \Delta n}{L} t} \text{ (} \varepsilon = \text{base log. nat.)}$$

L'intensité  $i_e$  est donnée, en fonction du temps, par une exponentielle, croissante si  $\Delta n > 0$ , décroissante si  $\Delta n < 0$ .

Les raisonnements précédents montrent le bien-fondé de l'appellation de vitesse critique donnée à  $N$  dont la valeur, encore une fois, est simplement fonction des constantes du circuit et ne dépend pas de l'intensité du courant  $i_e$ .

Le cas idéal traité jusqu'ici est intéressant en ce sens qu'il montre clairement l'insuffisance de l'aimantation rémanente seule dans le phénomène d'auto-amorçage au démarrage et de mise sous tension de façon stable des génératrices à courant continu. Nous avons montré comment on peut pallier aisément, en recourant à une source extérieure variable, l'absence d'hystérésis dans une machine dont le circuit magnétique ne contiendrait pas de fer. Une telle machine serait, malgré cet artifice, pratiquement inutilisable puisque — ses constantes étant données — elle ne pourrait fonctionner qu'à une vitesse „critique“ imposée par ces constantes et qu'un écart infinitésimal à partir de cette vitesse, dans un sens ou dans l'autre, entraînerait le désamorçage ou une élévation infinie de la tension.

### Cas d'une dynamo à circuit magnétique ordinaire.

Passons maintenant à l'examen des phénomènes d'amorçage au démarrage d'une dynamo ordinaire dont le circuit magnétique est constitué, partie par du fer, partie par de l'air.

On sait qu'on définit pratiquement la perméabilité magnétique d'un milieu comme le rapport de l'induction au champ magnétique qui régnerait au point considéré, sous l'effet des mêmes ampères-tours magnétisants, si le milieu envisagé était remplacé par de l'air. L'allure de la courbe représentant la perméabilité ma-



gnétique du fer en fonction des ampères-tours d'excitation ou du champ magnétique est bien connue.

La caractéristique totale du circuit magnétique d'une telle machine a l'allure représentée fig. 2. C'est le flux de lignes de force balayées par l'enroulement d'armature, ou, si l'on veut, l'induction moyenne  $B_e$  régnant dans l'entrefer donnée en fonction du courant exciteur  $i_e$ . Remarquons que cette courbe, question d'échelles mise à part, ne se confond pas avec celle de l'induction dans le fer seul. La première de ces courbes est relative au circuit magnétique complet fer-air, la seconde à la portion de ce circuit comprise dans le fer seulement. Qu'il nous suffise de rappeler ici que le caractère de ces deux courbes est le même: pour toutes deux

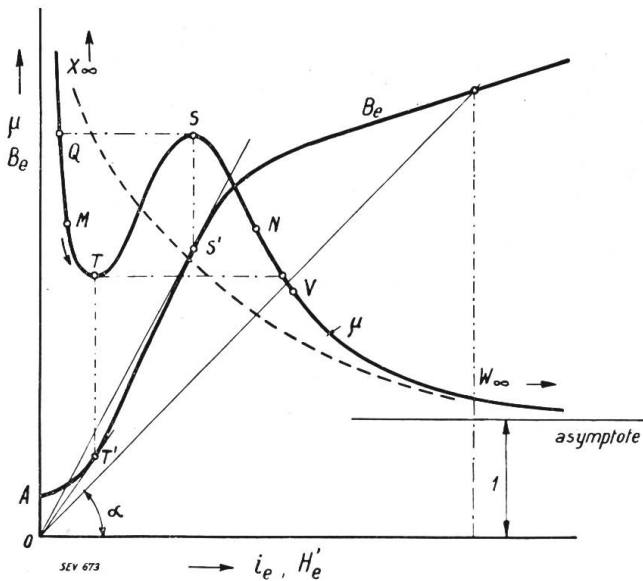


Fig. 2.

l'ordonnée à l'origine  $OA$  est différente de zéro et correspond au magnétisme rémanent indispensable à l'auto-amorçage. L'induction croît d'abord fortement avec le courant d'excitation pour augmenter ensuite moins rapidement et quasi linéairement avec le courant à mesure que le fer tend vers l'état de saturation magnétique. L'allure de la courbe relative au circuit complet, au voisinage du point  $A$ , dépend non seulement des données constructives de la machine, mais aussi de la qualité de fer utilisé et, en particulier, de sa „préhistoire“, c'est-à-dire du régime magnétique auquel il a été soumis jusqu'au moment où le point figuratif de l'induction commence à décroître, à partir de  $A$ , la courbe  $B = f(i_e)$  correspondant au démarrage qui nous occupe.

Admettons que cette courbe a l'allure représentée sur la figure, qui présente une tangente d'inflexion coupant l'axe des abscisses en un point de sa partie positive et déterminant deux arcs dont le premier a sa concavité tournée vers les  $B_e$  positifs, le second vers les  $B_e$  négatifs. La suite montrera que l'amorçage a lieu dans des conditions théoriquement plus intéressantes si la caractéristique totale présente un point d'inflexion que dans le cas — possible aussi — où elle est uniconcave.

Définissons maintenant ce que nous pouvons appeler la perméabilité moyenne  $\mu$  du circuit magnétique. A cet effet, appelons  $H_e'$  le champ moyen qui régnerait dans l'entrefer, les mêmes ampères-tours qu'auparavant agissant sur le circuit magnétique complet, si le fer compris dans ce circuit perdait ses propriétés ferro-magnétiques ou, si l'on veut, si sa perméabilité magnétique devenait, pour un instant, égale à l'unité. Nous posons alors, par définition:

$$\mu = \frac{B_e}{H_e'} = \text{proportionnel à } \operatorname{tg} \alpha \text{ (fig. 2)}$$

Avant de poursuivre remarquons bien que  $\mu$  ainsi défini est différent de la perméabilité magnétique du fer situé sur le parcours des lignes de force.

Il résulte de la définition même de  $H_e'$  que cette grandeur est directement proportionnelle à  $i_e$ . Il s'ensuit que  $\mu$ , tout en étant autre que la perméabilité du fer seul, sera pourtant représenté par une courbe de caractère analogue. La présence du magnétisme rémanent confère à la courbe  $\mu = f(i_e)$  une branche infinie avec l'axe des ordonnées comme asymptote verticale. Cette courbe présente un minimum d'abscisse déterminée par la tangente à la caractéristique totale issue de l'origine

et tangente à l'arc tournant sa concavité vers les  $B_e$  positifs — et un maximum dont l'abscisse est fournie de façon analogue par la tangente, issue de l'origine, à l'arc de la courbe  $B_e = f(i_e)$  tournant sa concavité vers les  $B_e$  négatifs. En outre, quand  $i_e$  croît indéfiniment  $\mu$  tend vers la valeur limite 1, à cause de la saturation du fer.

Ces préliminaires posés, nous sommes en mesure d'écrire, pour l'état stationnaire, le courant d'excitation ayant une valeur fixe quelconque  $i_e$ :

$$E = v \cdot l \cdot z \cdot B_e \cdot 10^{-8} \text{ volts} = K \cdot \mu \cdot n \cdot i_e = i_e R \tag{6}$$

où  $K$  est, comme au premier cas, une constante, car  $i_e$  et  $H_e'$  sont proportionnels.

La relation 6 donne la valeur de  $n$ :

$$n = \frac{R}{K \cdot \mu} \tag{7}$$

Il est évident qu'en faisant  $\mu = 1$  (circuit magnétique sans fer), nous retombons sur la relation 4.

Nous pouvons remarquer qu'à chaque valeur de  $\mu$  correspond une valeur déterminée de  $n$ . La valeur de  $\mu$  variant entre l'infini et 1, celle de  $n$  sera comprise entre 0 et  $R:K$ , limite pratiquement jamais atteinte puisqu'elle correspond à une saturation complète du fer, partant à un courant d'excitation d'intensité infinie.

Comparant ce cas à celui, traité au début, de la machine sans fer nous voyons que, tandis que celle-ci ne peut être sous tension que lorsqu'elle tourne à un régime unique et rigoureusement déterminé, la génératrice ordinaire dont le circuit magnétique contient du fer admet toutes les vitesses comprises entre 0 et une limite supérieure, d'ailleurs pratiquement irréalisable.

Cette première différence constatée, examinons l'influence du fer sur la nature de l'équilibre électromagnétique de la f. é. m. induite ou, si l'on veut, sur le degré de stabilité de cette grandeur par rapport aux fluctuations de vitesse ou aux variations concomitantes de l'intensité du courant d'excitation.

Considérons un état bien défini, caractérisé par les valeurs  $E, n, \mu, i_e$ . Attribuons à  $i_e$  un accroissement „virtuel“  $di_e$ . Il s'ensuit pour  $\mu$  un accroissement  $d\mu$  et pour  $E$  un accroissement  $dE'$ , dû à la modification de l'induction. La relation 6 donne pour  $dE'$ :

$$dE' = K \cdot n \cdot (\mu di_e + i_e \cdot d\mu). \tag{8}$$

Comparons cet accroissement à celui —  $dE''$  — que  $E$  devrait subir pour couvrir l'augmentation  $di_e$  du courant d'excitation.  $dE''$  est fourni par la dernière relation 6:

$$dE'' = R \cdot di_e. \tag{9}$$

La différence  $dE'' - dE'$  s'écrit, en remarquant que  $R - K \cdot \mu \cdot n$  est égale à 0, en vertu de la relation 7:

$$\Delta = dE'' - dE' = -K \cdot n \cdot i_e \cdot d\mu \tag{10}$$

Le signe de  $\Delta$  dépend de celui de  $d\mu \cdot di_e$  étant choisi positif, le signe de l'accroissement fonctionnel  $d\mu$  est positif si le point figuratif de l'état envisagé, dans le plan des  $\mu, i_e$  est situé sur un arc croissant de la courbe  $\mu = f(i_e)$ , caractérisé par la dérivée  $\frac{d\mu}{di_e} > 0$ , négatif si le point se trouve sur un arc décroissant de cette courbe,

caractérisé par  $\frac{d\mu}{di_e} < 0$ .

Soit donc d'abord la dérivée  $\frac{d\mu}{di_e} < 0$  et  $di_e > 0$ , d'où  $d\mu < 0$ . Il s'ensuit  $\Delta > 0$ , autrement dit: l'augmentation  $dE''$  de la chute de tension ohmique qu'il faudrait couvrir serait supérieure à l'élévation  $dE'$  de la f. é. m. induite, due à l'accroissement de l'induction résultant de l'accroissement virtuel  $di_e$  du courant d'excitation: donc cet accroissement virtuel ne se produira pas de lui-même.

Soit ensuite  $\frac{d\mu}{di_e} < 0$  et  $di_e < 0$ , d'où  $d\mu > 0$ . Il s'ensuit, en appelant  $|dE'| = -dE'$  et  $|dE''| = -dE''$  les diminutions respectives de  $E$ , correspondant aux définitions précitées:  $|dE'| < |dE''|$ , inégalité qui s'énonce: la diminution  $|dE'|$  de la f.é.m.  $E$ , du à une diminution virtuelle de l'induction, serait inférieure à la diminution de tension  $|dE''|$  qui abaisserait le courant  $i_e$  de la quantité  $di_e$  nécessaire pour causer cette diminution de l'induction. Autrement dit, il faudrait insérer dans le circuit une f.é.m.  $de$ , opposée à  $E$  et à  $i_e$ , pour que la diminution  $di_e$  se produisît. Donc cette diminution ne se produira pas d'elle-même.

Les deux cas traités ( $\frac{d\mu}{di_e} < 0$ ,  $di_e \leq 0$ ) montrent que la tension  $E$ , au voisinage d'un point caractérisé par  $\frac{d\mu}{di_e} < 0$  est *stable* par rapport aux fluctuations du courant d'excitation  $i_e$ , et cela dans les deux directions possibles, positive et négative.

L'influence de l'inductance totale du circuit est évidente. Du moment qu'un arc décroissant de la courbe  $\mu = f(i_e)$  représente un domaine de stabilité pour la f.é.m. induite, lorsqu'on fait abstraction de la self du circuit, cela sera le cas, à fortiori, quand on fera entrer la self en ligne de compte puisque l'inductance a justement pour effet de s'opposer aux variations brusques du courant, donc d'augmenter sa stabilité et, en même temps, celle de la f.é.m.

Soit maintenant  $\frac{d\mu}{di_e} > 0$ . Des raisonnements analogues aux précédents montreront que, dans les deux cas  $di_e \geq 0$ , la f.é.m. induite est *instable* par rapport aux variations du courant exciteur, au voisinage de tout point caractérisé par  $\frac{d\mu}{di_e} > 0$ , et cela dans les deux sens possibles également.

Résultant pratique: partant d'un point quelconque défini par  $\frac{d\mu}{di_e} > 0$ , la tension ne pourra s'y maintenir de façon stable, mais tombera rapidement ou s'élèvera brusquement jusqu'à ce qu'elle atteigne une valeur correspondant au domaine de la stabilité caractérisé par  $\frac{d\mu}{di_e} < 0$ .

Ici  $-\frac{d\mu}{di_e} > 0$  — comme dans le cas de la machine sans fer, la self ne saurait lutter efficacement contre l'instabilité de la f.é.m. induite, elle ne pourra qu'en freiner les effets sans les étouffer. La différence consiste en ce que, maintenant, l'inductance varie avec le courant tandis que dans la machine sans fer c'était une constante.  $L$  croît et décroît en même temps que  $i_e$ . Pour simplifier les raisonnements nous supposons une dépendance linéaire  $L = a \cdot i_e$  et de même  $\mu = b \cdot i_e$  ( $a$  et  $b =$  constantes). L'équation différentielle pour l'état transitoire dû à une perturbation  $\Delta n$  de la vitesse, s'écrit:

$$R \cdot i_e + \frac{d(Li_e)}{dt} = K \cdot (n + \Delta n) \cdot \mu \cdot i_e \quad \text{ou}$$

$$\frac{d(a i_e^2)}{dt} = K \cdot \Delta n \cdot b \cdot i_e^2 \quad \text{ou, en séparant les variables:}$$

$$\frac{d(i_e^2)}{i_e^2} = \frac{K \cdot \Delta n \cdot b \cdot dt}{a} \quad \text{dont l'intégrale est égale à}$$

$$i_{e(t=t)} = i_{e(t=0)} \frac{K \cdot \Delta n \cdot \mu}{\varepsilon \cdot 2L} t \quad (\varepsilon = \text{base log. nat.})$$

La variation linéaire de  $L$  se traduit par la présence du facteur  $1/2$  dans l'exposant de l'exponentielle.

La perturbation  $\Delta n$  suffit donc bien à faire croître ou décroître indéfiniment le courant d'excitation, et par suite la f.é.m. et cela malgré l'influence retardatrice de la self.

Bien plus nous avons vu, au début de cette étude, que  $E$  se trouve, vis-à-vis des fluctuations de  $i_e$ , dans un état d'équilibre *indifférent*, quand le circuit magné-



tique ne contient pas de fer, c'est-à-dire quand la perméabilité est indépendante de l'intensité du courant excitateur ( $\frac{d\mu}{di_c} = 0$ ).

Nous sommes maintenant en mesure de comprendre le processus de l'amorçage d'une dynamo au démarrage.

Partons de l'état de repos. Faisons tourner la dynamo à une vitesse suffisamment faible  $n_M$ . La courbe  $\mu = f(i_c)$  débutant par un arc décroissant ( $d_\mu : di_c < 0$ ) il découle des résultats acquis que l'amorçage aura lieu dès la mise en marche. La f. é. m. induite sera donnée par la relation 6 dans laquelle  $\mu$  aura la valeur bien déterminée, déduite de 7, et  $i_c$  la valeur de l'abscisse du point  $M$  (fig. 2), représentatif de  $\mu$  dans le plan  $\mu, i_c$ . Cette f. é. m. sera d'ailleurs stable, c'est-à-dire qu'une variation infiniment petite de la vitesse n'entraînera qu'une modification infinitésimale de la tension, modification qui disparaîtra dès que la vitesse aura recouvré sa valeur primitive  $n_M$ .

Augmentons la vitesse. Le point figuratif de  $\mu$  se déplace dans la direction de la flèche et coïncide avec le point minimum  $T$  quand  $n$  a la valeur spéciale  $n$  (crit. min.). Ce point est caractérisé par la dérivée  $d_\mu : di_c = 0$ . Dépassons la vitesse  $n$  (crit. min.) d'une quantité très faible  $\Delta n$ . En vertu de ce qui a été établi, ceci a pour effet de provoquer une brusque élévation de la f. é. m. induite et, par suite, du courant  $i_c$ , par conséquent de faire passer le point figuratif de  $\mu$  sur l'arc croissant  $TS$ , caractérisé par  $d_\mu : di_c > 0$ . Cet arc est — nous l'avons vu — un domaine d'instabilité pour la tension qui croîtra brusquement — la vitesse étant maintenue à la valeur  $n$  (crit. min.) +  $\Delta n$  — jusqu'à ce que le point figuratif de  $\mu$  atteigne la position maximum  $S$ . Il ne s'arrêtera d'ailleurs pas là car, en ce point, la valeur de  $\mu$  est supérieure à celle qui correspond à la vitesse  $n$  (crit. min.) +  $\Delta n$ , conformément à la relation 7. Le point représentatif de  $\mu$  continuera, par suite, son mouvement et parcourra l'arc décroissant  $SV$  qui est, de nouveau, un domaine de stabilité pour la f. é. m. induite. Il s'arrêtera en  $V$  attendu qu'en ce point la valeur de  $\mu$  est bien celle qui correspond à la vitesse  $n$  (crit. min.) +  $\Delta n$ , d'après la relation 7.

Si nous continuons à augmenter la vitesse le point figuratif de  $\mu$  se déplacera sur l'arc  $VW$  avec une rapidité correspondant à celle de cette augmentation. En marche normale le point représentatif de  $\mu$  se trouve quelque part sur l'arc  $SW$ .

La machine est maintenant sous tension, elle a passé par toutes les phases de l'amorçage.

On peut ajouter quelques remarques intéressantes.

Supposons que nous désirions obtenir une tension correspondant à une valeur de  $\mu$  représentée par un point  $N$ , situé entre  $S$  et  $V$ . Les valeurs comparées de  $\mu$  aux points  $N$  et  $T$  et la relation 7 montrent que la vitesse relative au point  $N$  est inférieure à  $n$  (crit. min.). Autrement dit: partant du repos, la vitesse  $n$  devra être portée jusqu'à la valeur  $n$  (crit. min.), puis abaissée jusqu'à celle correspondant à  $N$ . Durant ce processus le point figuratif de  $\mu$  décrit la courbe  $XMTSNV$ , puis revient en arrière de  $V$  à  $N$ , où il s'arrête de façon stable.

Examinons brièvement ce qui se passe à l'arrêt de la machine sous tension et tournant à vide. Partons, par exemple, de la vitesse correspondant au point  $N$ . Diminuons cette vitesse. L'arc  $SW$  étant un domaine de stabilité pour la f. é. m., celle-ci baissera en même temps que la vitesse et avec une rapidité impliquée par celle du ralentissement de la rotation. Arrivé en  $S$  (vitesse  $n$  [crit. max.]), le point figuratif de  $\mu$  parcourra brusquement l'arc  $ST$ , d'instabilité pour la tension, ainsi que l'arc  $TQ$  à l'extrémité  $Q$  duquel il s'arrêterait de façon stable si la vitesse était maintenue à la valeur  $n$  (crit. max.). Diminuons encore lentement la vitesse jusqu'à l'arrêt. Le point figuratif de  $\mu$  décrit lentement l'arc  $QX$ : la machine est désamorçée.

Pratiquement le désamorçage a lieu brusquement dès que la vitesse décroissante passe par la valeur  $n$  (crit. max.). Il est toutefois intéressant de constater que la tension ne tombe pas d'un coup à 0, mais ne disparaît tout à fait qu'à l'arrêt complet.

Remarquons que nous avons l'inégalité:

$$n \text{ (crit. min.)} > n \text{ (crit. max.)}$$

qui s'énonce: La vitesse critique minimum qu'il faut dépasser à l'amorçage pour obtenir pratiquement une f.é.m. stable est supérieure à la vitesse à laquelle se produit le brusque désamorçage, pendant la période de ralentissement précédent l'arrêt. Cette remarque suppose que la courbe de  $\mu$  est la même lors de l'amorçage et du désamorçage. Pratiquement elle peut être infirmée par l'hystérésis qui rend ces deux courbes distinctes.

Les phénomènes d'amorçage seraient évidemment différents si l'allure de la caractéristique totale du circuit magnétique était autre, par exemple si cette courbe ne présentait pas de tangente d'inflexion. Dans ce cas la courbe de  $\mu$  aurait la forme indiquée en pointillé sur la figure. A tous les points de cette courbe correspondrait un état stable de la f.é.m. induite. On voit immédiatement que la machine s'amorcerait incontinent, sans passage par une vitesse critique.

### Conclusions.

La comparaison des deux types de machines étudiés — machines avec ou sans fer dans le circuit magnétique — montre bien clairement l'importance pratique des qualités magnétiques du fer (propriétés rendues par la courbe de la perméabilité en fonction du courant magnétisant) en ce qui concerne la stabilité de la f.é.m. induite par rapport aux variations de vitesse et du courant exciteur.

La contradiction apparente des deux points de vue relevée dans l'introduction est levée. Théoriquement la machine s'amorce dès la mise en route. Mais quand le point figuratif décrit la première partie de la courbe des  $\mu$  la f.é.m. et le courant induits peuvent être extrêmement faibles et n'intéresser aucunement le praticien. Pour lui la machine n'est pratiquement amorcée que lorsque le point figuratif a parcouru en entier et dépassé l'arc correspondant au domaine d'instabilité, ce qui exige une vitesse suffisante en même temps qu'une résistance et une réluctance pas trop grandes.

## Belastungsverhältnisse beim elektrischen Herd und Heisswasserspeicher <sup>1)</sup>.

Von O. Hasler, Ing., Zürich

643.36 : 621.311 (004)

*Der Verfasser berichtet über die Ergebnisse der in einer Wohnkolonie in Zürich durchgeführten Messung des Belastungsverlaufs von 100 elektrischen Kochherden und 100 Heisswasserspeichern mit je 100 Liter Inhalt. Aus dem dargestellten Belastungsdiagramm geht hervor, dass die durch die Speicher hervorgerufene Nachtbelastung die höchste Kochstromspitze übersteigt. Da in vielen schweizerischen Städten der elektrische Heisswasserspeicher sich rascher verbreitet als der elektrische Herd, zieht der Verfasser den Schluss, dass die Werke am Speicherherd heute kein grosses Interesse mehr besitzen, weil dadurch die Nachtbelastung der Verteilnetze allzu stark gesteigert würde.*

*Es wäre jedoch unserer Ansicht nach unrichtig, diese Schlussfolgerung, die aus den besonderen Verhältnissen einer Wohnkolonie im Gebiete der Stadt Zürich gezogen wurde, zu verallgemeinern. Die weitaus meisten Werke werden dem Problem des Speicherherdes nach wie vor grosses Interesse entgegenbringen.*

*Die Redaktion.*

*L'auteur rapporte les résultats de mesures faites dans un quartier de Zurich pour relever l'allure de la charge de 100 fourneaux-potagers électriques et de 100 réservoirs d'eau chaude d'une contenance de 100 litres chacun. Il ressort du diagramme de charge que la pointe de nuit attribuable aux chauffe-eau dépasse la plus grande pointe du courant de cuisson. Comme il arrive dans beaucoup de villes que le réservoir électrique d'eau chaude se propage plus rapidement que le fourneau-potager, l'auteur en conclut que les centrales n'ont plus grand intérêt aujourd'hui à voir s'implanter le fourneau-potager à accumulation, parce qu'il en résulterait une charge nocturne par trop grande des réseaux de distribution.*

*Il ne nous semble pas permis de tirer cette conclusion générale des conditions particulières observées dans un quartier seulement d'un réseau urbain. La plupart des centrales continueront certainement à vouer toute leur attention au problème du fourneau-potager à accumulation.*

*La rédaction.*

<sup>1)</sup> Votum, abgegeben anlässlich der Versammlung des Linth-Limmatverbandes vom 29. September 1928 in Zürich nach einem Vortrag von Direktor F. Marti, Langenthal über: „Das elektrische Kochen im Haushalt“.