

N° d'ordre :
48

THÈSES

présentées

à la Faculté des Sciences de l'Université de Lille

pour obtenir

le grade de Docteur ès Sciences physiques

par

M. Edmond ROUELLE

Maitre de conférences de Mécanique,
Physique et Electricité industrielles à la Faculté des Sciences de Lille.

PREMIÈRE THÈSE : **Contribution à l'étude expérimentale de la
ferro-résonance.**

DEUXIÈME THÈSE : **Propositions données par la Faculté.**

Soutenues le 20 novembre 1934, devant la Commission d'Examen

MM. P. JANET *Président*

PARISELLE }
FLEURY } *Examineurs*
LAMBREY }



ÉDITEUR
12, Place de Laborde
PARIS (8°)
1934

Université de Lille - Faculté des Sciences

Personnel

<i>Doyen.</i>	MM. MAIGE.....	Botanique générale et appliquée.
<i>Assesseur.</i>	MALAQUIN.....	Zoologie générale et appliquée.
<i>Professeurs honoraires</i>	HALLEZ.....	
	CHATELET.....	
	BARROIS.....	
	BRUHAT.....	
	FOSSE.....	
	PASCAL.....	
	PAUTHENIER.....	
	PAILLOT.....	
	BEGHIN.....	
	CHAZY.....	
<i>Professeurs</i>	SWYNGEDAUV.....	Physique et Electricité industrielles.
	GAMBIER.....	Calcul différentiel et intégral.
	PARISELLE.....	Chimie générale.
	BERTRAND.....	Paléobotanique.
	LERICHE.....	Géologie générale et Géographie physique.
	DEHORNE.....	Histologie et Embryologie comparées.
	PRUVOST.....	Géologie et Minéralogie.
	JOUNIAUX.....	Chimie analytique et agricole.
	CHAUDRON.....	Chimie appliquée à l'industrie et à l'agriculture.
	FLEURY.....	Physique générale.
<i>Professeur sans chaire.</i>	KAMPE DE FERIET.....	Mécanique des fluides.
	CHAPELON.....	Mécanique rationnelle et calcul des probabilités.
	GALLISSOT.....	Mathématiques appliquées et Astronomie.
<i>Maitres de conférences et chargés de cours.</i>	CAU.....	Physique expérimentale.
	LAMBREY.....	Radiotélégraphie.
	DOLLE.....	Hydrogéologie.
<i>Maitres de conférences et chargés de cours.</i>	MAZET.....	Mécanique.
	DUPARQUE.....	Pétrographie des roches combustibles.
	LEFEBVRE.....	Chimie de la houille.
	DECARRIÈRE.....	Chimie générale.
	FRANÇOIS.....	Chimie générale.
	HOCQUETTE.....	Botanique agricole.
	ROUELLE.....	Mécanique, Physique et Electricité industrielles.
DUTERTRE.....	Géologie générale et Géographie physique.	
<i>Secrétaire</i>	ETLICHER.....	

Chargé du Secrétariat de la Faculté des Sciences : M. DONNARD.

Secrétaires honoraires : MM. GUILLET, LEBRUN.

A MA FEMME

A MES PARENTS

A Mon Maître

M. le Professeur René SWYNGEDAUW

Hommage de filiale reconnaissance

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude expérimentale de la ferro-résonance

INTRODUCTION

Dans un circuit comportant, en nombre quelconque, des capacités et des résistances inductives sans noyaux de fer, le régime de courant permanent qui doit s'établir sous l'action d'une force électromotrice sinusoïdale

$$e = \sqrt{2} E \sin \omega t,$$

est parfaitement défini et peut être évalué à priori lorsqu'on connaît les caractéristiques : capacités $C_1, C_2, C_3 \dots$ self-inductances $L_1, L_2, L_3 \dots$, résistances $R_1, R_2, R_3 \dots$ des divers éléments du circuit, ainsi que la valeur efficace E et la pulsation $\omega = 2\pi f$ de la force électromotrice. L'intensité efficace du courant est fonction uniforme de chacun des paramètres caractérisant le système étudié.

Il n'en est plus de même lorsque les bobines sont à noyau de fer. Il devient alors difficile de déterminer à priori le courant qui prendra naissance sous l'action d'une force électromotrice donnée, car, d'une part, les

caractéristiques $L_1, L_2, L_3 \dots R_1, R_2, R_3 \dots$ à introduire dans le calcul sont elles-mêmes des fonctions de l'intensité du courant et, d'autre part, l'expérience montre qu'au moins à l'intérieur de certains intervalles, le problème peut admettre, en régime permanent, plusieurs solutions qui diffèrent entre elles par l'intensité efficace du courant ou par sa fréquence.

L'étude des circuits les plus compliqués nécessite la connaissance parfaite des propriétés des éléments simples rentrant dans leur composition et dont les deux principaux comportent une capacité, une self-inductance et une résistance associées soit en série, soit en dérivation.

Dans le présent travail, j'exposerai seulement les résultats relatifs au circuit élémentaire « série », en me limitant à l'étude des régimes de courant dont la fréquence est égale à celle de la source. La première partie est consacrée à l'étude des régimes permanents; la seconde traite des phénomènes transitoires à l'enclenchement,

HISTORIQUE

Le circuit étudié est conforme à la figure 1. Les phénomènes dont il est le siège ont fait l'objet d'assez nombreuses recherches dont la plupart des auteurs semblent s'être ignorés réciproquement. M. Bethenod⁽¹⁾ entreprit le premier d'expliquer, par une étude théorique approchée de ce circuit, l'existence de plusieurs régimes de courants permanents, observée par le général Ferrié (alors capitaine) au cours de la manipulation d'émetteurs radiotélégraphiques⁽²⁾. Il suppose les pertes négligeables et représente la tension aux bornes de la bobine par une courbe $U_s = f(I)$, dont l'allure est celle d'une caractéristique magnétique OM'MM' (fig. 2).

(1) J. BETHENOD; Sur le transformateur à résonance. *L'Éclairage électrique*, 30 novembre 1907, t. LIII, p. 289-296.

(2) Ces émetteurs comportaient un transformateur à résonance, appareil équivalent en réalité à un schéma plus complexe que le circuit étudié.

Raisonnant alors comme en courant sinusoïdal (il admet qu'au voisinage de la résonance les harmoniques sont de peu d'importance vis-à-vis de l'onde fondamentale), l'auteur écrit la relation nécessaire entre les valeurs efficaces des tensions et du courant

$$E = \pm \left(U_s - \frac{I}{C\omega} \right). \quad (1)$$

Les divers régimes possibles, pour des valeurs données de la capacité et de la force électromotrice E , sont alors déterminés par intersection de la courbe U_s et du système de droites AM et A'M' représentant l'équation (1). On peut ainsi trouver théoriquement jusqu'à trois solutions. M. Bethenod ajoute que, si on ne néglige pas la résistance, les deux droites sont remplacées par une ellipse, dont le centre coïncide avec l'origine des coordonnées et qui admet comme axe principal une droite

menée par O, parallèlement à AM et A'M'. La possibilité des régimes multiples peut subsister dans ce nouveau cas.

Aucune expérience systématique ne fut entreprise, semble-t-il, à cette époque; la première est due à Martienssen, auteur d'une théorie basée sur des considérations quelque peu différentes de celles qui précèdent⁽¹⁾. La première partie de son travail vise à déterminer, pour chacun des régimes de courant théori-

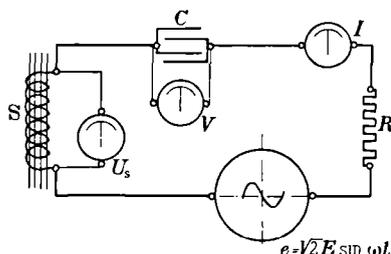


Fig. 1. — Schéma du circuit oscillant avec bobine à noyau de fer.

quement possibles, la loi de variation de ce courant en fonction du temps, en tenant compte de la puissance consommée par effet Joule, hystérésis et courants de Foucault. L'auteur écrit l'équation différentielle qui régit le système sous une forme équivalant à

$$\sqrt{2} E \sin \omega t = Ri + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int i dt \quad (2)$$

où R et L sont deux fonctions de la perméabilité μ (dont il établit l'expression analytique). Il donne successivement à μ une série de valeurs numériques

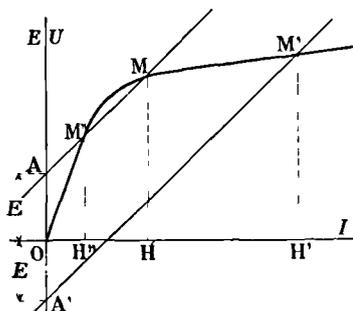


Fig. 2. — Construction graphique pour la détermination des points de fonctionnement, d'après la méthode de J. Bethenod : Cas d'une résistance nulle.

$\mu_a, \mu_b, \mu_c, \dots$ et admet que chacune d'elles, substituée dans l'équation (2), conduit à une solution (courant sinusoïdal) qui est valable pour le circuit étudié pendant le temps très court où cette valeur particulière de la perméabilité se trouve effectivement réalisée.

Aucune justification n'est donnée de ce procédé, qui néglige les courants transitoires engendrés par les va-

(1) O. MARTIENSSEN. *Physikalische Zeitschrift*, 15 mai 1910, t. XI, p. 448-460.

riations successives de μ . Les résultats auxquels il conduit sont en assez bon accord qualitatif avec les relevés oscillographiques exécutés par Martienssen comme avec ceux que j'ai obtenus moi-même par la suite; aucun contrôle quantitatif n'est publié.

Dans la seconde partie, l'auteur abandonne cette méthode longue et pénible et prédétermine les courbes de résonance, ou autres courbes caractéristiques, en raisonnant sur les tensions et courants efficaces comme si toutes les grandeurs étaient sinusoïdales. Il détermine, en particulier, l'allure théorique qualitative des courbes I en fonction de E et I en fonction de ω , en introduisant dans l'équation

$$E = I \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{C\omega} - L\omega \right)^2} \quad (3)$$

les valeurs effectives de la résistance et de la self-inductance. Ces grandeurs sont définies par les relations

$$R_e = \frac{P}{I^2} \quad L_e = \frac{U_s}{\omega I} \sin \varphi \quad \cos \varphi = \frac{P}{U_s I} \quad (4)$$

où I représente le courant et P , la puissance, absorbés par la bobine soumise à une tension sinusoïdale de

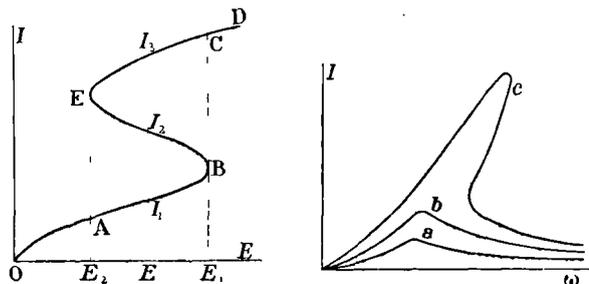


Fig. 3. — Caractéristique théorique, $I = f(E)$, d'après Martienssen.

Fig. 4. — Caractéristiques théoriques, $I = f(\omega)$, d'après Martienssen : a, pour la tension appliquée U_a ; b, pour U_b ; c, pour U_c , où $U_a < U_b < U_c$.

valeur efficace U_s . Martienssen étudie leur variation en fonction de I , pour la bobine qui sert à ses expériences.

Les caractéristiques théoriques (fig. 3 et 4), du circuit ferro-résonnant (tel qu'au maximum de permé-

bilité on ait $L_e \omega > \frac{1}{C\omega}$) mettent en évidence la possibilité de réaliser, dans certaines conditions, plusieurs régimes permanents de courant pour une même valeur de E ou de ω . L'auteur affirme, sans démonstration, que la portion de courbe BE (fig. 3), « partie tombante de la caractéristique », est instable et qu'on peut par variation lente de E décrire la courbe OABCDCEAO (fig. 3). Il ajoute qu'à l'enclenchement, on peut obtenir I_1 ou I_3 suivant la phase de la force

électromotrice à la fermeture, et qu'une surtension momentanée supérieure à E_1 fait passer le courant de I_1 à I_3 .

Les quelques expériences suivantes confirment qualitativement les théories qui précèdent. Quantitativement, l'écart demeure important. La figure 5 reproduit en 1 la caractéristique I en fonction de E relevée expérimentalement (la partie instable est en trait ponctué), et en 2 la caractéristique calculée par la for-

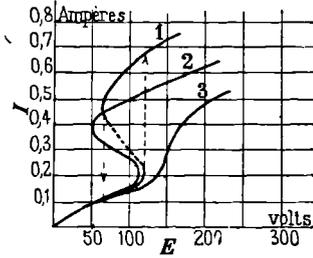


Fig. 5. — Caractéristiques $I = f(E)$: 1, courbe expérimentale avec résistance R_1 , $C = 4,75 \mu F$ et $f = 55 p/s$; 2, courbe théorique; 3, courbe expérimentale avec résistance R_3 et montrant l'influence de la résistance ($R_3 > R_1$), d'après Martienssen.

mule (3). La courbe 3, relevée en disposant une grande résistance en série avec le circuit précédent, montre que celle-ci a pour effet de supprimer la possibilité d'un double régime de courant. La figure 6, qui a trait à un circuit différent, reproduit plusieurs courbes de résonance relevées pour diverses valeurs (maintenues constantes) de la tension U aux bornes du circuit récepteur. Les deux qui correspondent aux tensions les plus élevées présentent seules la possibilité d'un double régime de courant, conformément aux prévi-

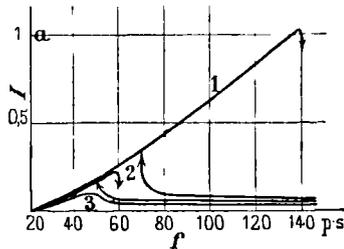


Fig. 6. — Caractéristiques $I = f(f)$; courbes expérimentales correspondant à diverses tensions U appliquées, d'après Martienssen : 1, pour $U = 80 v$; 2, pour $U = 40 v$; 3, pour $U = 25 v$.

sions de la figure 4. Les oscillogrammes montrent que le courant faible est déphasé en arrière sur le courant fort et que le passage du premier au second se fait, non pas instantanément, mais en quelques périodes; leurs déphasages respectifs par rapport à la force électromotrice n'ont pas été enregistrés.

Après cette première étude, la question semble délaissée pendant plusieurs années; Starke y fait une brève allusion à propos d'expériences sur le transfor-

mateur à résonance (1). Ses considérations théoriques, que n'appuie aucune expérience (celles qu'il entreprend ont trait à un circuit plus compliqué), se bornent à quelques remarques sur l'instabilité du régime de courant moyen (attribuée, sans démonstration, au fait que $\frac{dU}{dI}$ est négatif) et sur la disparition du double régime pour les valeurs très fortes de R ou les valeurs très faibles de C , L et ω .

La ferro-résonance n'avait été observée jusque-là, en pratique courante, que dans les émetteurs radiotélégraphiques; son étude suscita un intérêt nouveau lorsqu'il fut établi qu'elle pouvait survenir fortuitement dans l'exploitation des grands réseaux (2). M. Boucherot se propose de déterminer, par une méthode nouvelle, la variation du courant en fonction du temps, en utilisant directement l'équation différentielle qui régit le système. Il suppose la résistance négligeable et assimile la caractéristique magnétique à deux segments rectilignes, réduisant ainsi le coude à un point anguleux. Il trouve de la sorte deux régimes de courant possibles, l'un en avance, l'autre en retard sur la force électromotrice, lorsque la capacité est comprise dans un intervalle déterminé. Il en vérifie l'existence, par le relevé expérimental d'une caractéristique de I en fonction de C , sous tension et fréquence constantes (3). Les résultats sont représentés en figure 7. La courbe obtenue est assez semblable à celles que Martienssen avait tracées, sous capacité constante et fréquence variable, mais, ici, le régime à fort courant I_1 semble persister indéfiniment, lorsque la capacité augmente d'une façon continue.

M. Boucherot retrouve également, au moyen de l'ondographe, les formes particulières du faible courant et du fort courant signalées par Martienssen, et montre que le premier est déphasé en arrière de la tension u ,

(1) H. STARKE. *Physikalische Zeitschrift*, 1^{er} janvier 1917, t. XVIII, p. 6-18.

(2) P. BOUCHEROT; Résonance électrique dans un circuit dont la self-induction contient du fer. *Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences*, 22 mars 1920, t. CLIX, p. 725-728, reproduit dans la *Revue générale de l'Electricité*, 8 mai 1920, t. VII, p. 615-617. — Surtensions par câbles armés et les moyens d'y parer. *Revue générale de l'Electricité*, 21 mai 1920, t. VII, p. 675-689.

F. NORTHER; Au sujet des bobines d'extinction d'arcs à la terre. *Elektrotechnische Zeitschrift*, 22 décembre 1921, t. XLII, p. 1478-1482, résumé dans la *Revue générale de l'Electricité*, 6 mai 1922, t. XI, p. 142D. — Perturbations dans les installations provoquées par la fusion des fusibles de protection des bobines de self de mise à la terre (surtension de chavirement). *Revue B B C*, juin 1924, t. XI, p. 114-116.

A. MAUDUIT. *Installations électriques à haute et basse tension*, t. 1, p. 468, édité par la librairie Dunod, à Paris, (1926).

R. SWYNGEDAuw. Note inédite préparée à Lille, pendant la guerre, par des expériences sur le réseau de l'Energie électrique du Nord de la France et comportant, en particulier, l'étude des surtensions dues à la ferro-résonance, avec un montage plus complexe que celui que j'envisage ici.

(3) P. BOUCHEROT; Existence de deux régimes en ferro-résonance. *Revue générale de l'Electricité*, 11 décembre 1920, t. VIII, p. 827-828.

tandis que le second l'est en avant. Je montrerai qu'il peut n'en plus être ainsi lorsque la résistance n'est pas négligeable.

Enfin, la théorie de Bethenod faisant prévoir trois régimes de courant, alors que l'expérience n'en révélait que deux, M. Boucherot, à la suite d'un examen sommaire, identifie les régimes effectivement réalisés avec les intensités de courant OH (moyenne) et OH'

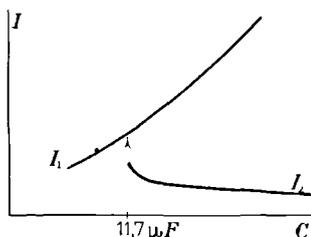


Fig. 7. — Caractéristique $I = f(C)$: courbe expérimentale, d'après Boucherot.

(forte) de la figure 2, ce que M. Margand rectifie peu après ⁽¹⁾. Celui-ci développe dans ce but la construction de M. Bethenod, appliquée au cas où la résistance n'est pas négligeable. Les trois régimes de courant correspondant théoriquement à une même force électromotrice E sont alors définis par l'intersection de la

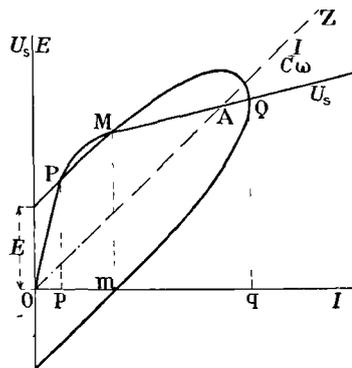


Fig. 8. — Construction graphique pour la détermination des points de fonctionnement; cas d'une résistance différente de zéro, d'après Bethenod et Margand.

courbe U_s et d'une ellipse dont l'équation rapportée aux axes OU et OZ (de coefficient angulaire $\frac{1}{C\omega}$) s'écrit (fig. 8)

$$y^2 = E^2 - R^2 I^2.$$

M. Margand justifie de différentes manières la stabilité des points P et Q. Le point M est éliminé par le raisonnement suivant, qui, sans prétendre être rigoureux, paraît à M. Margand justifier ce choix : « Suppo-

⁽¹⁾ F. MARGAND; Au sujet de l'existence de deux régimes en ferro-résonance. *Revue générale de l'Electricité*, 7 mai 1921, t. IX, p. 635-637.

sons, dit-il, qu'à partir d'un état d'équilibre, le courant croisse spontanément de ΔI ; si l'on pose

$$U_s - \frac{I}{C\omega} = \psi(I)$$

l'équation (1) s'écrit

$$E^2 = r^2 I^2 + [\psi(I)]^2$$

et si $\psi(I)$, en valeur absolue, croît lorsque I augmente, on voit que la quantité

$$r^2 I^2 = E^2 - [\psi(I)]^2$$

tendra à décroître; le sens de cette variation s'oppose donc à la variation hypothétique de I , ce qui est en faveur de la stabilité (c'est précisément le cas pour Q), tandis que si $\psi(I)$ décroît lorsque I augmente (comme c'est le cas pour M), les variations de $r^2 I^2$ ne s'opposent plus aux variations de I ; il y a donc présomption d'instabilité.

L'auteur montre ensuite comment les propriétés des points P et Q s'accordent avec les observations de M. Boucherot, relatives à la forme et au déphasage des deux régimes réalisés. J'exposerai plus loin quelles réserves m'ont suggérées mes propres expériences, tant sur la présomption d'instabilité du point M telle qu'elle est exposée plus haut, que sur les caractères distinctifs de forme et de déphasage des deux régimes de courant stables.

M. Margand signale en terminant qu'il doit y avoir une « résistance critique » au delà de laquelle le régime à fort courant cesse d'exister, remarque implicitement contenue déjà dans les réflexions théoriques de Starke, et que nous trouverons vérifiée par mes expériences personnelles.

Mon étude systématique de la ferro-résonance fut encore devancée par une série d'expériences plus étendue que les précédentes, bien que toujours incomplète ⁽¹⁾; je n'en eus connaissance que plus tard. Je n'en rappellerai pas en détail les résultats et me bornerai à signaler, en exposant ceux de mes propres expériences, dans quelle mesure ils étaient déjà acquis par les travaux des auteurs précités. Ceux-ci avaient en vue le contrôle d'une étude théorique de H. Schunck et J. Zenneck ⁽²⁾ établie en vue d'applications particulières à la radiotélégraphie (modulation, réglage de la fréquence). L'originalité de la méthode réside dans la recherche d'une expression algébrique de la self-inductance effective. La solution proposée suppose la force électromotrice et le courant simultanément sinusoïdaux, ce qui réduit sensiblement le domaine de ses applications. Elle est basée sur l'emploi de la formule

$$B = a' \arctg \frac{ni}{y} + b' \frac{ni}{y}$$

⁽¹⁾ L. CASPER, K. HUBMANN et J. ZENNECK. *Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie*, avril-mai 1924, t. XXIII, p. 63-77.

⁽²⁾ H. SCHUNCK et J. ZENNECK. *Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie*, mars 1922, t. XIX, p. 170-194.

proposée précédemment par Dreyfus ⁽¹⁾ pour représenter les variations de l'induction B dans la bobine, en fonction des ampères-tours ni ; a' , b' , y , sont des constantes.

L'expression de L_0 ainsi obtenue conduit à la courbe

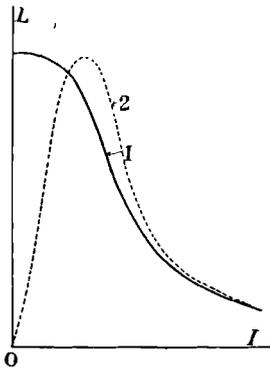


Fig. 9. — Courbes représentant $L=f(I)$, selon Shunck et Zenneck : 1, résultats du calcul; 2, résultats de la mesure.

en trait plein de la figure 9, et, bien que la courbe réelle relevée plus tard ⁽²⁾ soit plus voisine du tracé en trait ponctué, il n'en résulte pas d'erreur grossière dans la prédétermination qualitative des caractéris-

⁽¹⁾ L. DREYFUS. *Archiv für Elektrotechnik*, 1913, t. II, p. 343-371.

⁽²⁾ H. PLENDL, F. SAMMER et J. ZENNECK. *Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie*, octobre 1925, t. XXVI, p. 98-100.

tiques de la ferro-résonance; aucun contrôle quantitatif n'est effectué. Le principal intérêt de ce calcul tient à ce qu'il reste applicable lorsque le circuit magnétique est préalablement polarisé par des ampères-tours constants; ce cas est traité assez longuement.

En ce qui concerne les résultats du cas simple, sans polarisation préalable, qui m'intéresse actuellement, ils sont présentés sous forme de réseaux de courbes représentant E en fonction de I , pour diverses fréquences et I en fonction de f , pour diverses tensions, analogues à ceux qu'avait établis déjà Martienssen.

En résumé, la ferro-résonance a fait l'objet jusqu'en 1927 d'études fragmentaires, théoriques et expérimentales. A cette époque, ayant découvert à nouveau ce phénomène, j'en entrepris l'étude systématique, sur les conseils de M. Swyngedauw, qui me signala les travaux antérieurs exécutés en France. C'est ce travail exécuté dans le laboratoire de l'Institut électromécanique de Lille et dont un résumé a paru dans les « Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences » ⁽¹⁾, qui fait l'objet de l'exposé suivant:

Je dois la plus vive reconnaissance à M. Swyngedauw, directeur de l'Institut électromécanique de Lille, qui, pendant toute la durée de mes recherches, s'est ingénié à en faciliter l'exécution et m'a aidé de ses précieux conseils. Je suis heureux de lui renouveler ici l'hommage de mon affectueuse gratitude.

⁽¹⁾ ROUELLE; Sur certaines particularités de la ferro-résonance lorsque la résistance n'est pas négligeable. *Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences*, 13 juin 1927, t. CLXXXIV, p. 1426-1428, résumé dans la *Revue générale de l'Electricité*, 12 novembre 1927, t. XXI, p. 146D.

PREMIÈRE PARTIE

ETUDE DES RÉGIMES PERMANENTS

CHAPITRE I. — GÉNÉRALITÉS

A. Définitions et conventions. — 1. COMPOSANTES ACTIVE ET RÉACTIVE D'UNE TENSION. — Pour caractériser les propriétés énergétiques d'un tronçon de circuit, j'utiliserai à diverses reprises les composantes active, u' , et réactive, u'' , de la tension u aux bornes de ce tronçon. Le courant étudié n'étant jamais sinusoïdal, ces composantes seront définies comme le fait M. Swyngedauw dans son cours d'Electrotechnique générale (1). Si P est la puissance consommée dans le tronçon considéré, les propriétés fondamentales de ces composantes se traduisent par les relations ci-dessous,

$$P = U'I, \quad U^2 = U'^2 + U''^2.$$

Le produit $U''I$ est la « puissance réactive » mise en jeu (2).

2. SELF-INDUCTANCE ET RÉSISTANCE EFFECTIVES D'UNE BOBINE A NOYAU DE FER. RÉSISTANCE COMPLÉMENTAIRE. — En raison des variations de la perméance du circuit magnétique, ces grandeurs n'ont plus la même signification qu'en l'absence de fer. Les symboles L et R introduits dans des relations analogues à celles qu'on obtient, en courant sinusoïdal, pour les bobines sans fer, représentent en réalité des grandeurs nouvelles, définies par ces relations; la relation de définition varie parfois d'un auteur à l'autre.

Dans l'étude des régimes permanents, je raisonnerai autant que possible, sur les composantes actives et réactives des tensions, définies aux paragraphes précédents. La self-inductance et la résistance effective que je considérerai alors seront liées, comme il suit, aux composantes de la tension aux bornes de la bobine (3).

$$L_0 = \frac{U''_s}{\omega I}, \quad R_0 = \frac{U'_s}{I}.$$

Le symbole L , sans indice, sera réservé pour dési-

(1) R. SWYNGEDAUF. *Le courant alternatif*, t. II, p. 45, édité par la librairie Béranger (1914).

(2) Lors de la prédétermination des caractéristiques (chapitre VII) j'envisagerai différemment la décomposition d'une tension sinusoïdale; les nouvelles composantes seront définies au moment de leur emploi.

(3) Définition équivalente à celle de Martienssen.

gnier la self-inductance instantanée définie par la formule classique

$$e = L \frac{di}{dt};$$

on ne peut l'introduire que dans l'étude des régimes transitoires. Le symbole R , et le mot résistance, sans qualificatif, seront, de même, appliqués seulement à la résistance mesurée en courant continu. R_0 est égale à la somme de R et de la « résistance complémentaire » R_c , due aux pertes dans le fer.

3. DÉPHASAGE DU COURANT SUR LA TENSION. — En courant sinusoïdal, lorsque la puissance réactive mise en jeu dans un tronçon de circuit est nulle, la tension aux bornes de ce tronçon s'annule, en croissant, au même instant que le courant. On traduit, indifféremment, ces deux phénomènes simultanés, en disant que le déphasage est nul.

Si le tronçon considéré comporte une bobine sans fer en série avec un condensateur, l'angle de déphasage φ est défini par l'équation.

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{C\omega}}{R} \quad (5)$$

Le déphasage ou temps θ , qui sépare deux zéros homologues de u et i , est lié à l'angle précédent par la relation :

$$\theta = T \frac{\varphi}{2\pi}$$

Il s'annule lorsque la tension réactive d'induction est égale, en valeur absolue, à la tension réactive de capacité.

Les approximations admises jusqu'ici, dans les calculs relatifs à la ferro-résonance, conduisent à adopter encore la définition ci-dessus, en lui conservant le sens large que je viens de préciser. C'est ce que font, en particulier, MM. Margand et Boucherot (1). Il en résulte toutefois une certaine indétermination des caractères distinctifs des divers régimes de courant, dont s'accommodent mal un contrôle expérimental. Pour

(1) F. MARGAND. *Loc. cit.* — P. BOUCHEROT. *Loc. cit.*

être vraiment objectif, celui-ci doit tenir compte des observations suivantes, dont la justification sera fournie plus loin (VII-B-1 et VIII-B-1) ⁽¹⁾ : α) Lorsqu'un tronçon de circuit est soumis à une tension sinusoïdale et parcouru par un courant non sinusoïdal, la tension réactive ne s'annule jamais. β) Si le tronçon comporte une bobine à noyau de fer en série avec un condensateur, on peut admettre que cette tension réactive est sensiblement minimum, lorsque la tension réactive de self-induction est égale à la tension réactive de capacité; cette dernière est d'ailleurs inférieure à $\frac{I}{C\omega}$. γ) Lorsque la condition précédente est remplie, l'action de l'hystérésis est telle que le courant s'annule encore avant la tension.

Le terme « déphasage » sera conservé pour désigner l'intervalle de temps compris entre les zéros homologues des ondes de ces deux grandeurs; il n'aura pas d'autre signification. Le courant sera dit « déphasé » en avance, ou en retard, suivant que la tension sera négative, ou positive, à l'instant où le courant s'annulera en croissant.

4. CONDITION DE RÉSONANCE. — Cette condition ne peut être définie rigoureusement lorsque la bobine est à noyau de fer. Par analogie avec la terminologie employée en courant sinusoïdal, on est amené à l'écrire sous une forme équivalent à

$$\omega L_0 = \frac{1}{C\omega}$$

que j'utilise en diverses circonstances, mais il est difficile d'en préciser la signification. Il semble plus logique, à certain point de vue, de la faire correspondre, en réalité, au minimum de la tension réactive; je préciserai cette notion à propos de la prédétermination des caractéristiques (VII-B-1).

B. Organisation des recherches. — 1. PROGRAMME GÉNÉRAL. — Les manifestations de la ferro-résonance revêtent des formes très variées suivant les conditions d'expérience; je me suis attaché à mettre en évidence l'influence de tous les paramètres dont dépend le phénomène.

Le procédé qui s'impose au premier abord, et qui a été employé par les auteurs précédents, consiste à étudier les variations de l'intensité efficace du courant lorsque l'un des paramètres (α) varie de zéro jusqu'à des valeurs très grandes, tous les autres (β , γ , δ) étant maintenus constants. Il est tout indiqué de traduire ces variations par des courbes caractéristiques obtenues en portant les valeurs de la variable indépendante α en abscisses et celles de l'intensité du courant I en ordonnées. Ces caractéristiques seront groupées en réseaux, tels que chaque courbe $I = f(\alpha)$ d'un réseau,

⁽¹⁾ Tous les renvois comporteront l'indication du numéro du chapitre suivi des repères de division (A, B, C...) subdivision (1, 2, 3...) et paragraphe (1°, 2°, 3°...), s'il y a lieu.

corresponde à une valeur particulière différente d'un des paramètres β maintenus constants.

Ces premières indications, déjà partiellement contenues dans les travaux antérieurs, seront généralisées par l'établissement d'une seconde série de graphiques, indiquant comment se transforment les caractères fondamentaux de chacun des réseaux précédents, lorsqu'on modifie systématiquement les paramètres (γ , δ , ...) communs à toutes les courbes de ce réseau.

Une étude des modifications subies par les formes d'onde du courant et des tensions, calquée sur un schéma analogue, complétera les renseignements fournis par les caractéristiques, en utilisant les ressources de l'oscillographe et de l'analyse harmonique.

2. CHOIX DES PARAMÈTRES. — Si l'on se proposait seulement d'étudier tous les phénomènes qui peuvent survenir dans un circuit fermé donné, les seuls éléments susceptibles de variation seraient ceux qui dépendent de la source, valeur efficace E de la force électromotrice agissant dans le circuit et fréquence f .

En fait, la force électromotrice n'est pas directement accessible à la mesure; le voltmètre indique seulement la tension U , aux bornes communes de la source et du circuit récepteur. C'est donc cette tension que je choisirai comme paramètre dans mon étude expérimentale. Je m'appliquerai toutefois à réaliser des sources d'impédance interne aussi faible que possible, afin que U reste voisine de E , quelle que soit l'intensité du courant débité. Un chapitre spécial sera réservé à l'étude des modifications que subissent les résultats expérimentaux, lorsque cette condition n'est pas observée (chapitre VI).

Pour prévoir tous les cas théoriquement possibles, il faut faire encore entrer en ligne de compte les paramètres qui caractérisent le circuit lui-même : capacité C , résistance R , enfin résistance complémentaire R_0 , et self-inductance effective L_0 , qui dépendent de I et de f . Toutefois, comme les particularités de la ferro-résonance sont dues essentiellement aux variations de la self inductance L_0 , en fonction de I , et que la modification du nombre de spires, ou de la nature du noyau, ne change pas la forme même de la relation qui unit ces deux grandeurs, les divers phénomènes possibles se produiront de façon analogue, quelle que soit la bobine utilisée, mais pour des valeurs particulières différentes de U , f , C et R .

Ces considérations permettent d'utiliser toujours la même bobine à noyau de fer, combinée à des éléments divers, et ramènent à quatre le nombre des paramètres, facilement réglables, en fonction desquels il convient d'étudier les variations de l'intensité efficace du courant, savoir : U , f , C , R .

En pratique, j'opérerai cependant sur deux bobines de caractéristiques différentes, afin de mettre en évidence tous les phénomènes possibles, tout en adoptant pour les quatre paramètres ci-dessus des valeurs aisément réalisables.

CHAPITRE II. — MONTAGE ET APPAREILS

Le montage est conforme au schéma de la figure 10. Les éléments peuvent en être modifiés d'un essai à l'autre; ils sont décrits aux paragraphes suivants.

A. Sources de courant. — 1. DESCRIPTION DES MACHINES. RÉGLAGE DE LA TENSION. — La tension U peut être réglée très progressivement dans de larges limites, grâce à la combinaison d'un générateur G , à tension

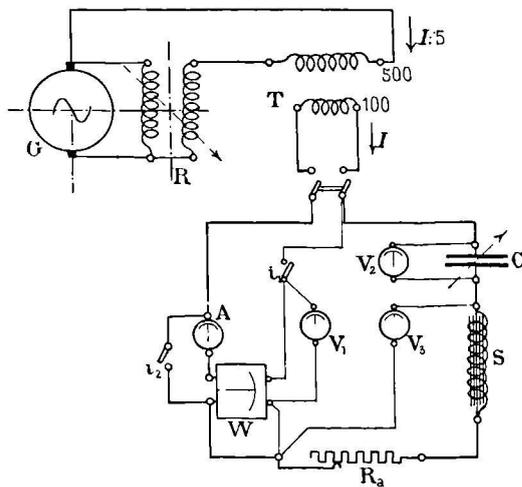


Fig. 10. — Schéma du dispositif expérimental pour l'étude des régimes permanents : G , générateur de courant alternatif (force électromotrice sinusoïdale); R , régulateur à induction; T , transformateur abaisseur de tension; C , condensateur réglable; S , bobine à noyau de fer; R_a , résistance additionnelle.

constante, décrit ci-dessous et d'un régulateur à induction R ⁽¹⁾.

Pour les tensions inférieures à 100 v, un transformateur abaisseur de tension T (rapport de 500 v/100 v, ou 250 v/100 v), de 4 kv-A, est intercalé entre le régulateur et les récepteurs; son rôle est de réduire l'intensité du courant dans le régulateur et, par suite, la chute de tension réactive qu'il engendra, toujours riche en harmoniques supérieurs, car le courant est très déformé. Grâce à cet artifice, la tension aux bornes des récepteurs demeure pratiquement sinusoïdale, comme nous le verrons au chapitre VIII; la figure 11 montre combien la forme d'onde peut être défectueuse, si l'on omet cette précaution.

Pour les essais à la fréquence de 50 p : s, le générateur G est un réseau urbain de distribution à 220 v entre phases; l'impédance de la source est alors néglig-

⁽¹⁾ Ces machines sont triphasées; j'utilise une seule des tensions composées. La puissance normale du régulateur est de 20 kv-A sous 200 v en courant triphasé.

geable. Elle ne l'est plus tout à fait dans les essais à des fréquences différentes, pour lesquels j'utilise un alternateur de 12,5 kv-A, dont la tension à vide est sinusoïdale (tension normale, 220 v à 50 p : s). Dans ce cas, les variations de tension dues aux brusques changements de régime atteignent exceptionnellement 20 pour 100; elles demeurent en général beaucoup moindres ⁽¹⁾. (Elles peuvent dépasser 100 pour 100 si on règle U par l'excitation, le régulateur R et le transformateur T étant supprimés).

2. RÉGLAGE ET MESURE DE LA FRÉQUENCE. — L'alternateur, à six pôles, est entraîné par un moteur à courant continu, à excitation indépendante; la vitesse peut varier de zéro à 1 000 t : mn, (ce qui correspond à une fréquence de 0 à 50 p : s) par réglage du champ d'une génératrice à excitation indépendante, alimentant l'induit du moteur, puis de 1 000 t : mn à 1 500 t : mn (soit de 50 à 75 p : s) par réglage du champ du moteur lui-même.

La stabilité du groupe est satisfaisante; les variations de fréquence dues aux changements brusques de régime n'excèdent pas 1 à 2 pour 100.

J'utilisais comme indicateur de fréquence un voltmètre thermique, placé sur la table d'expériences et relié aux bornes d'un second alternateur, à excitation constante, calé sur le même arbre que le premier ⁽²⁾;

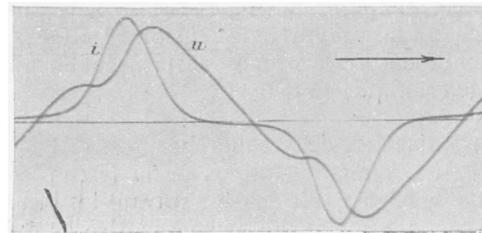


Fig. 11. — Oscillogrammes du courant et de la tension obtenus sans transformateur abaisseur de tension $U = 21$ v et $I = 7,2$ A.

ses indications étaient comparées, au début et à la fin de chaque série de mesures, avec celles d'un compteur Hasler de précision. La fréquence était ainsi connue avec une approximation d'environ 1 pour 100 et maintenue constante à moins de $\frac{1}{200}$ près.

⁽¹⁾ L'étude oscillographique est faite uniquement sur le réseau de distribution; l'onde de tension de l'alternateur, quoique plus déformée, demeure acceptable à tous les régimes.

⁽²⁾ Cet alternateur n'a pas été établi dans ce but, mais j'utilise ainsi les particularités du groupe existant.

B. Appareils de mesures électriques. — 1. MESURE DES TENSIONS EFFICACES, COURANTS EFFICACES ET PUISSANCES. — Les voltmètres V_2 et V_3 , connectés aux bornes du condensateur et de la bobine, doivent être des appareils de faible consommation; des appareils électrostatiques ont été choisis de préférence, chaque fois que leur sensibilité convenait aux grandeurs à mesurer. Les appareils d'un autre type ne restaient connectés que lorsque leur lecture était nécessaire.

Le voltmètre V_1 , l'ampèremètre A et le wattmètre W furent constamment des appareils électrodynamiques Siemens et Halske; leurs indications ne sont pas sensiblement influencées par les variations de fréquence réalisées. L'ajustement des sensibilités aux grandeurs à mesurer était fait, pour les circuits voltmétriques, au moyen de résistances additionnelles sans self-inductance et pour les circuits ampèremétriques, au moyen de transformateurs de courant de précision. La consommation dans ces transformateurs était relativement importante, lors de l'étude des régimes à faible courant ⁽¹⁾; pour éviter l'erreur correspondante, le voltmètre et le circuit à fil fin du wattmètre ont été branchés suivant le montage aval. Un interrupteur i_1 permettait d'ailleurs de déconnecter ces circuits au besoin, pour éviter de fausser la lecture des très faibles courants; leur consommation était retranchée de l'indication du wattmètre, lorsque son importance relative l'exigeait.

Le rôle de l'interrupteur i_2 est de mettre en court-circuit l'ampèremètre et le circuit à gros fil du wattmètre, pour les soustraire rapidement aux surintensités de courant accidentelles qui peuvent se produire

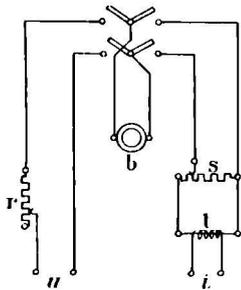


Fig. 12. — Schéma des connexions d'un des trois équipages de l'oscillographe, pour l'usage en voltmètre, ou en ampèremètre.

aux changements brusques de régime, lorsqu'on désire faire les lectures avec une sensibilité aussi grande que possible, jusqu'au voisinage de la région instable.

2. ÉTUDE DES FORMES D'ONDE. — Les oscillogrammes ont été relevés à l'aide d'un appareil Blondel (construction Siemens et Halske) à trois équipages bifilaires,

⁽¹⁾ Dans cette région, l'allure des caractéristiques n'en est pas influencée de façon appréciable; il en serait autrement si la limite de stabilité du régime à faible intensité était moindre (voir chapitre VI: Influence de l'impédance de la source).

amortis à l'huile de ricin (température normale 25°C) ⁽¹⁾. J'ai disposé chacune des boucles de mesure b de telle sorte qu'elle puisse être utilisée soit à l'inscription d'une courbe de tension u (fig. 12), par montage en série avec une résistance additionnelle r , soit à celle d'une courbe de courant i , par montage en dérivation aux bornes d'un shunt réglable s , inséré dans le

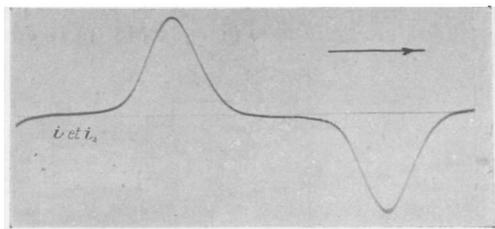


Fig. 13. — Oscillogramme de contrôle du transformateur de courant: superposition exacte des ondes de courant enregistrées au primaire et au secondaire.

secondaire d'un transformateur de courant t . La figure 13 montre la superposition parfaite des courbes de courants primaire et secondaire ⁽²⁾.

3. ANALYSE HARMONIQUE PAR RÉSONANCE. — La méthode d'analyse harmonique employée dérive de celle de Pupin et s'applique aussi bien à l'étude d'un courant qu'à celle d'une tension. Dans le premier cas (fig. 14 a), le circuit oscillant $l - c$, en série avec l'ampèremètre A' est connecté aux bornes d'un shunt Sh (de résistance de 0,3 ohm ou 0,9 ohm environ) traversé par le courant à analyser. Dans le second cas (fig. 14 b), il est connecté au secondaire d'un transformateur de potentiel (de rapport de 15000 v/200 v ou 15000 v/100 v) dont le primaire est soumis à la différence de potentiel $V_1 - V_2$ qu'on se propose d'étudier.

La bobine réglable l est un variomètre Carpentier dont la self-inductance varie de 0,2 à 0,6 H (environ) avec bobines en série ($r_1 \approx 8,7$ ohms, à la fréquence de 50 p: s) et de 0,05 à 0,14 H (environ) avec bobines en parallèle ($r_1 \approx 2$ ohms à la fréquence de 50 p: s).

La capacité c , composée de condensateurs au mica ou au papier paraffiné, varie de 1 à 24 μF (environ) suivant l'ordre de l'harmonique en résonance.

Pour éviter les difficultés dues à la méthode de Pupin et, en particulier, le calcul de la résistance du circuit oscillant pour la fréquence de chaque harmonique, j'ai gradué l'ampèremètre A' (appareil à cadre mobile avec

⁽¹⁾ L'oscillographe n'est pas représenté sur le schéma de la figure 10; ses équipages n'étaient en circuit que pour les essais relatés au chapitre VIII; l'un d'eux était alors monté en série avec l'ampèremètre A , les autres se substituaient aux voltmètres V_1 , V_2 et V_3 .

⁽²⁾ Ce dispositif a été employé pour remédier à l'isolement un peu faible des équipages utilisés et éviter le retour de courts-circuits par la masse, qui s'étaient produits à diverses reprises, car le montage ne permet pas de maintenir au même potentiel les divers équipages simultanément en service.

redresseur) en ampères ou en volts, pour chaque fréquence, par comparaison directe avec l'ampèremètre A ou le voltmètre V, placés sur le circuit principal et alimentés en courant sinusoïdal de fréquence convenable au moyen d'un des alternateurs dont je dispose (1).

L'application de cette méthode suppose que la résistance totale du circuit de mesure ($r_1 + r_2 + r_3$) est assez faible devant la réactance de la bobine pour que la résonance soit aiguë et le courant mesuré par A', pratiquement sinusoïdal. J'ai constaté qu'il en était

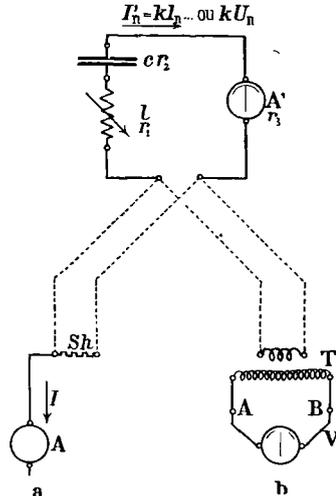


Fig. 14. — Schéma des connexions de l'ampèremètre à résonance (a) et du voltmètre à résonance (b), servant à l'analyse harmonique du courant I , ou de la tension $V_n - V_b$.

bien ainsi, en m'aidant au besoin de l'oscillographe ; le terme fondamental lui-même n'est pas gênant pour la mesure des divers harmoniques, dont l'amplitude relative est toujours considérable.

Les appareils décrits sont susceptibles de mesurer, avec une erreur inférieure à 3 pour 100, des courants égaux ou supérieurs à 0,2 A et des tensions égales ou supérieures à 25 V.

L'emploi d'un transformateur établi pour la haute tension permet de réaliser un voltmètre résonnant de très faible consommation, qui ne modifie aucunement la forme, ni l'amplitude, de la tension analysée. Le circuit de mesure est d'ailleurs très sensible à l'action des champs extérieurs ; il convient, pour éviter les erreurs systématiques, de placer la bobine l à une distance de 2 m, au moins, des appareils parcourus par des courants alternatifs intenses et particulièrement des rhéostats de réglage utilisés lors de l'étalonnage de A', en courant sinusoïdal.

C. Circuit oscillant principal. — La bobine S, la capacité C et la résistance additionnelle R_a sont adaptées au but poursuivi dans chaque essai.

(1) Les alternateurs calés sur un même arbre, décrits au paragraphe A-2 ci-dessus, ont respectivement six pôles et dix-huit pôles ; ils permettent l'étalonnage jusqu'à l'harmonique 5 (la fréquence fondamentale étant de 50 p : s).

1. BOBINES D'INDUCTANCE. — Mes recherches ont porté sur deux bobines S_1 et S_2 de caractéristiques différentes (1).

1° *Bobine S_1 .* — Cette bobine, à faibles fuites magnétiques et faible résistance, comporte quatre enroulements de 100 spires chacun, en fil de cuivre de 2 mm de diamètre. Ces enroulements sont répartis à raison de deux sur chaque montant du circuit magnétique fermé, dont les dimensions en millimètres sont inscrites sur la figure 15. Toutes les expériences ont été exécutées en associant en parallèle les quatre enroulements.

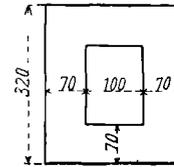


Fig. 15. — Croquis donnant les dimensions du circuit magnétique de la bobine S_1 : les cotes s'entendent en millimètres et la section du fer est de 49 cm².

Dans ces conditions, sa résistance mesurée en courant continu est égale à 0,33 ohm (à froid).

Le circuit magnétique est en tôles pour transfor-

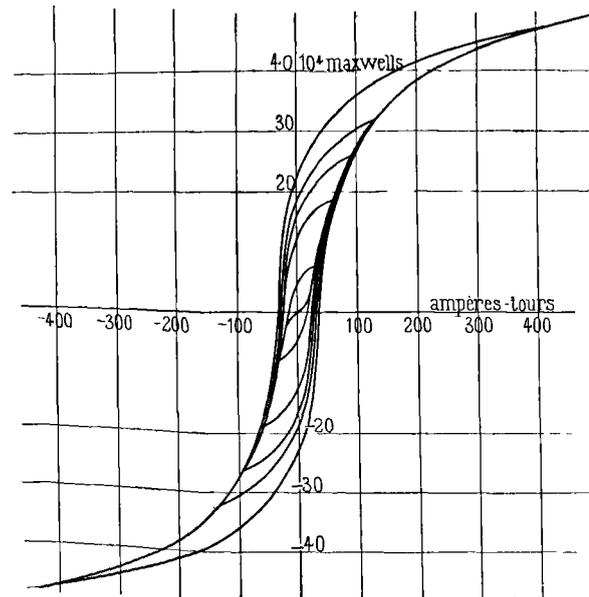


Fig. 16. — Cycles d'hystérésis relevés, au fluxmètre, sur la bobine S_1 , comportant 100 spires.

mateurs, de 0,4 mm d'épaisseur et 1,6 w de pertes par kilogramme à l'induction maximum de 10 000 gauss et à la fréquence de 50 p : s. Les qualités magnétiques

(1) J'ai utilisé encore, pour l'étude de certaines propriétés particulières, plusieurs bobines de faibles dimensions, enroulées sur des circuits en matériaux magnétiques divers..... leurs caractéristiques essentielles seront données en temps opportun.

de la bobine sont caractérisées complètement par les cycles d'hystérésis de la figure 16; ceux-ci représentent, en fonction des ampères-tours inducteurs qui

traversent l'enroulement complet, le flux engendré à travers la spire moyenne (1).

En raison de l'échelle assez grande utilisée pour ce

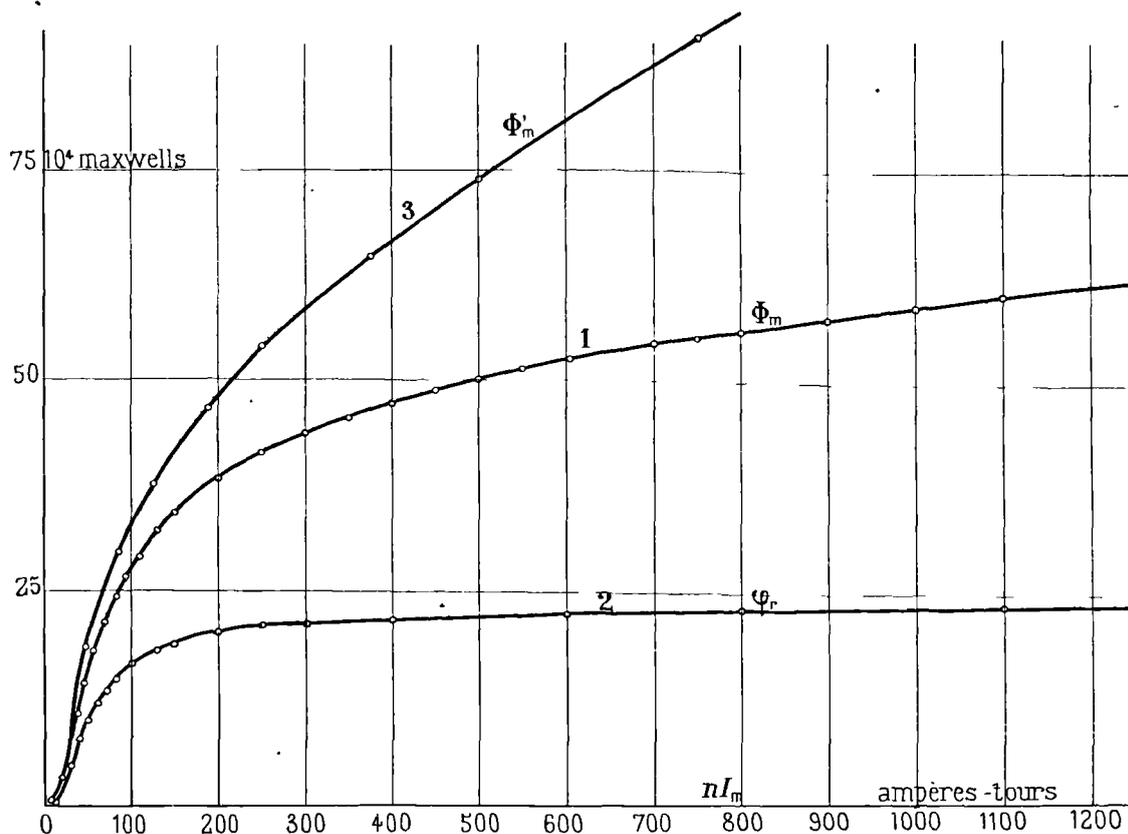


Fig. 17. — Courbes d'aimantation des bobines S_1 (courbe 1) et S_2 (courbe 3) et variation du flux rémanent φ_r (courbe 2) en fonction de l'amplitude des ampères-tours dans S_1 .

tracé, les cycles ne sont entiers que jusqu'à 400 ampères-tours; j'ai néanmoins poussé l'essai bien au delà. La figure 17 complète les renseignements précédents en donnant, jusqu'à une amplitude de la force magnétomotrice de 1300 ampères-tours, le lieu des sommets des cycles d'hystérésis croissants ou décroissants (courbe 1, exactement confondue avec la courbe de première aimantation du fer ramené à l'état neutre) et la valeur absolue du flux rémanent courbe (2). On remarque, en particulier, que ce dernier n'augmente plus que très lentement dès que l'on dépasse une amplitude de la force magnétomotrice de 200 ampères-tours. Tous les relevés ci-dessus sont exécutés en courant continu, au moyen du fluxmètre Grassot.

L'étude des courbes caractéristiques des circuits ferro-résonnants, telle que je l'envisage par la suite, nécessite, en outre, la connaissance des caractéristiques de la bobine alimentée sous tension sinusoïdale. L'essai exécuté dans ces conditions, à la fréquence de 50 p: s, fournit les courbes 1, 2 et 3 de la figure 18. Celles-ci représentent respectivement les variations,

en fonction de l'intensité efficace du courant (courant non sinusoïdal), de la tension efficace U_s appliquée aux bornes de la bobine et de ses composantes, active et réactive, définies plus haut (I-A-4).

2° Bobine S_2 . — Cette bobine est utilisée pour mettre en évidence l'influence des fuites magnétiques; elle est constituée par la bobine S_1 montée en série avec une self-inductance additionnelle, sans fer, de 0,0475 H. La résistance est de ce fait portée à 5,2 ohms. Les cycles d'hystérésis n'ont pas été relevés pour cette combinaison; ils se déduiraient aisément de la figure 16. Le lieu des sommets des cycles est reporté en 3 sur la figure 17 et la caractéristique de U_s en fonction de I , en 4, sur la figure 18.

2. CONDENSATEURS. — Ces appareils sont du type industriel à diélectrique solide (papier paraffiné).

(1) Cette spire a été posée autour du bobinage, au quart de la hauteur; j'ai d'ailleurs contrôlé que l'écart relatif entre le flux maximum (spire centrale) et le flux minimum (spire d'extrémité) n'excède pas 2 pour 100.

La batterie est constituée de telle sorte qu'on peut faire varier la capacité utilisée de microfarad en microfarad, environ, de 1 à 210 μF . Elle comprend, pour une moi-

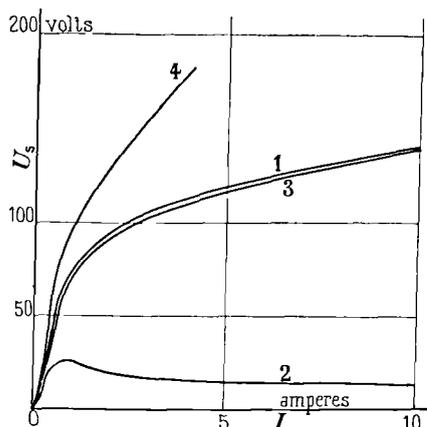


Fig. 18. — Caractéristiques représentant $U_s = f(I)$ des bobines S_1 (courbe 1) et S_2 (courbe 4) et les composantes active U'_s (courbe 2) et réactive U''_s (courbe 3) de la première.

tié, des condensateurs de la Société anonyme des Condensateurs de Trévoux, à faibles pertes, isolés pour une tension d'essai de 1200 v et, pour l'autre moitié,

des condensateurs de la Société des Etablissements Varret et Collot, essayés à 750 v, dont les pertes, quoiqu'un peu plus élevées, restent pratiquement négligeables pour tous les calculs effectués ci-après (1).

3. RÉSISTANCES RÉGLABLES. — La résistance R du circuit est égale à la somme de la résistance propre de la bobine, fils de connexion compris, et de la résistance additionnelle R_a , montée en série. Cette dernière est constituée par des rhéostats à variation continue, ou à plots, en fil de maillechort, gradués approximativement à la température ordinaire par la méthode d'Ohm (2); leur self-inductance est négligeable.

(1) J'ai utilisé au début de mes recherches des condensateurs électrolytiques Soulier: leur capacité n'était pas assez constante pour se prêter aux vérifications quantitatives. Ces appareils, une fois formés, donnaient lieu aux mêmes phénomènes, permanents ou transitoires, que les condensateurs à diélectrique solide. Mes expériences prouvent que les propriétés des condensateurs électrolytiques, en courant alternatif, sont bien différentes de celles que leur attribuent certains auteurs. (R. MENJÉLOU. *Revue générale de l'Electricité*, 16 avril 1927, t. XXI, p. 616) et que, en particulier, l'intensité efficace du courant qu'ils absorbent est pratiquement proportionnelle à la tension efficace V , comme pour les autres condensateurs.

(2) Les vérifications que je me propose n'exigent pas qu'elles soient connues avec une plus grande précision.

CHAPITRE III. — ÉTUDE DES CARACTÉRISTIQUES DE U EN FONCTION DE I

L'usage s'est répandu de tracer les caractéristiques de la tension en fonction du courant en portant I en abscisses et U en ordonnées; j'adopterai cet usage qui, d'ailleurs, simplifie l'exposé. J'ai porté une attention particulière à ces courbes dont le relevé expérimental et la prédétermination sont faciles; leur connaissance complète conduit rapidement à toutes les autres. La prédétermination sommaire suivante a servi de guide à mes expériences; l'exposé d'une méthode de calcul plus exacte fait l'objet du chapitre VII.

A. Prédétermination sommaire. — 1. EQUATION APPROCHÉE ET FORMES TYPES. — Ecrivons, en composant les tensions actives et réactives des divers éléments en série, comme si toutes ces grandeurs étaient sinusoïdales et les pertes du condensateur négligeables

$$U^2 = R_t^2 I^2 + (U''_s - V)^2, \quad (6)$$

$R_t = R + R_c$ étant la résistance totale, somme de la résistance globale en courant continu et de la résistance complémentaire de la bobine (1).

1° *Résistance totale nulle.* — D'après la formule (6), les caractéristiques correspondant à une résistance totale nulle s'obtiennent en prenant, pour ordonnée U , la différence des ordonnées des courbes U_s en fonction de I et $V = \frac{I}{C\omega}$ correspondant à une même abscisse I . Dans

toutes les constructions qui suivent, je supposerai pour simplifier que la courbe U_s en fonction de I se compose toujours de deux portions rectilignes, de coefficients angulaires $\omega L'_e$ et $\omega L''_e$, reliées par un arc de courbe (2). Dans ces conditions, on voit que, suivant les positions relatives des courbes S et C (fig. 19 a), les caractéristiques obtenues pourront être de trois sortes. La forme 1 (fig. 19 b), dont la concavité est tournée vers les U positifs, correspond à une courbe C entièrement située entre S et l'axe des U ; ($U_s - V$), est une fonction croissante de I . La forme 2, dont la concavité est tournée vers les U négatifs, correspond à une courbe C située entre S et l'axe des I , et la forme 3, à deux courbes S et C qui se coupent en un point A ; elle présente un point de rebroussement dont l'abscisse est égale à celle de ce point.

2° *Résistance constante.* — Si la résistance n'est

(1) L'addition algébrique des tensions actives efficaces est correcte, quelle que soit la forme du courant; celle des tensions réactives ne l'est qu'en courant sinusoïdal (voir : R. SWINGEDAUV. *Le courant alternatif*, p. 69).

(2) L'_e et L''_e représentent encore les valeurs limites théoriques de la self-inductance effective, lorsque le courant tend vers zéro ou vers l'infini.

pas négligeable, l'ordonnée de la nouvelle caractéristique est, pour un courant donné, l'hypoténuse d'un triangle rectangle dont les côtés de l'angle droit sont respectivement l'ordonnée de la courbe précédente, pour le même courant I et la tension active $R_t I$.

Si R_c est négligeable, $R_t = R$ est une constante et l'ordonnée de la courbe est d'autant plus augmentée que l'intensité du courant est plus grande, comme sur la figure 19 c. La courbe 1 a sensiblement

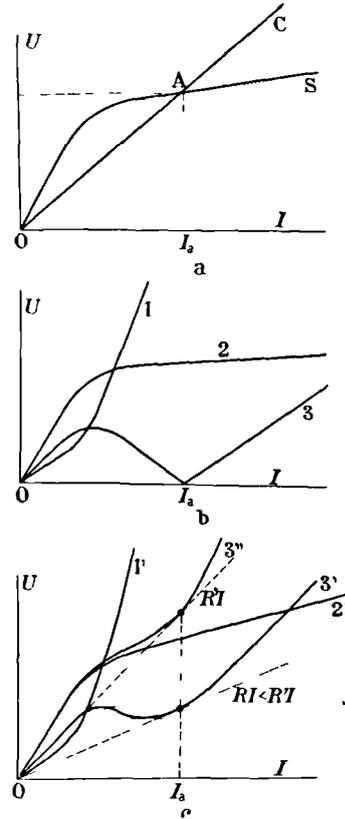


Fig. 19. — Construction graphique pour la prédétermination sommaire des caractéristiques de la tension en fonction du courant, du circuit ferro-résonnant : a, formes schématisées des caractéristiques partielles de la bobine et du condensateur; b, divers aspects théoriques de la caractéristique résultante; cas d'une résistance nulle, c, résistance différente de zéro.

même allure que 1 (fig. 19 b) dont elle dérive, bien qu'elle comporte théoriquement une partie rectiligne, initiale, raccordée à une branche d'hyperbole; 2' tourne, comme 2, sa concavité vers les U négatifs aux faibles intensités de courant, mais sa courbure change de signe

pour une intensité suffisante. La courbe 3' ondule assez fortement, mais ne présente plus, comme 3, de point anguleux; l'élément d'arc qui le remplace est tangent à la droite $U = RI$; son ordonnée RI_a est proportionnelle à la résistance. Si cette dernière est faible, à une valeur de U peuvent correspondre encore trois valeurs du courant; si la résistance est suffisamment élevée, I devient une fonction uniforme de U , représentée par 3" dont la forme se rapproche de celle de 2'.

Une bobine étant donnée, si sa résistance est négligeable, on pourra réaliser l'une des trois caractéristiques de la figure 19 b par le choix convenable d'un des deux paramètres, C et f , quelle que soit la valeur arbitraire du second. Pour une bobine résistante, les formes 1', 2' et 3' peuvent être obtenues, quelle que soit R , par un choix convenable de C ou f ; la forme 3' ne peut l'être que si R est suffisamment faible.

3° *Influence de la résistance complémentaire.* — Cette résistance joue un rôle prépondérant aux faibles intensités de courant, puisqu'elle y atteint son maximum, alors qu'en toutes circonstances RI reste minime dans cette région. Son action favorise la réalisation de caractéristiques à concavité tournée vers les U négatifs; elle est surtout sensible sur les courbes de forme 1' dont la courbure peut, de ce fait, être inversée aux faibles intensités (paragraphe B-1-1°).

2. RÉSEAUX DE CARACTÉRISTIQUES DE U EN FONCTION DE I POUR DIVERSES CAPACITÉS. — Si la capacité varie de zéro à l'infini, la caractéristique du circuit sans résistance évolue progressivement, de la forme 1 à la forme 2 en passant par la forme 3. Cette dernière est réalisée pour toute capacité telle que :

$$\omega L''_0 < \frac{1}{C\omega} < \omega L'_0.$$

Dans cet intervalle, une augmentation de C augmente l'ordonnée du maximum et l'abscisse du point de rebroussement. Si R_1 n'est pas négligeable, l'ordonnée du minimum subit les mêmes variations que la tension $U' = R_1 I$; le tracé d'un tel réseau doit donc bien mettre en évidence l'influence de la résistance effective. Suivant que R est faible ou considérable, on doit obtenir l'aspect de la figure 20 a ou celui de la figure 20 b.

On obtiendrait des résultats analogues en modifiant systématiquement f au lieu de C , l'expérience nous montrera en quoi ils diffèrent.

B. Résultats expérimentaux. — *Les caractéristiques de forme 2' n'ont pas été observées au cours des essais antérieurs, exécutés sur des bobines à fuites modérées. Dans ces conditions, la relation*

$$\frac{1}{C\omega} < \omega L''_0,$$

n'est en effet vérifiée que pour des valeurs considérables de la fréquence ou de la capacité. Pour mettre en évidence cette influence des fuites, j'ai employé successivement les bobines S_1 et S_2 .

1. RÉSEAUX DE CARACTÉRISTIQUES DE U EN FONCTION DE I POUR DIVERSES CAPACITÉS (1). — J'ai exécuté l'essai à la fréquence de 50 p : s maintenue constante par le réseau, à moins de 1 pour 100 près. Le relevé des courbes de forme 3' ne peut être effectué en entier, car l'arc de caractéristique à pente négative est instable, comme les travaux antérieurs l'ont montré. Les points voisins du maximum et du minimum sont, du fait de cette instabilité, définis avec moins de précision et très sensibles aux modifications accidentelles des paramètres supposés fixes (légère variation de fréquence, par exemple.)

Pour décrire entièrement les deux branches accessibles à la mesure, on élève progressivement la tension à partir de zéro, et l'on note les intensités de courant correspondantes; à un moment donné, pour une très faible augmentation de la tension, se produit une brusque augmentation de l'intensité du courant; le circuit passe du régime à faible courant au régime à fort courant. En même temps, la réactance de la source provoque un léger relèvement de la tension (voir chapitre VI); celle-ci est ensuite augmentée de nouveau, pour le relevé de la branche ascendante, jusqu'à la limite qu'on se propose d'atteindre; elle est alors diminuée pour le tracé de la partie inférieure de la branche à fort courant. A un moment donné, une diminution très faible de la tension entraîne une diminution brusque de l'intensité; on repasse au régime à faible courant.

1° *Bobine S_1 .* — La capacité a été réglée successivement à 16,6 μF ; 29,2 μF ; 50,2 μF ; 85,2 μF ; 116 μF ; 150 μF ; 203 μF . Les caractéristiques obtenues sont groupées sur la figure 21. Les flèches en trait ponctué représentent, approximativement, les déplacements irréversibles du point de fonctionnement pendant les changements brusques de régime. L'allure théorique de l'arc intermédiaire instable est représentée en trait ponctué, pour la caractéristique correspondant à 203 μF ; les autres auraient une disposition analogue.

On reconnaît sur cette figure les formes de courbes 1' (a et b) et 3' (c à g); la forme 2' ne peut être obtenue à la fréquence de 50 p : s pour des capacités inférieures à 3000 μF ($L_0 \approx 0,0032 H$). L'inflexion observée en b, vers 0,7 A est vraisemblablement due à la résistance

(1) Ces réseaux n'ont été tracés dans aucune des études antérieures où la capacité conservait toujours la même valeur. M. Kalantaroff, dans un article publié après ma première note à l'Académie des Sciences (loc. cit.) aux comptes rendus (P. KALANTAROFF; Les caractéristiques des circuits contenant une bobine d'inductance à noyau de fer et des condensateurs. *Revue générale de l'Électricité*, 2 mars 1929, t. xxv, p. 315-322), donne par contre un assez grand nombre de courbes de I en fonction de (U) pour diverses valeurs de C , mais il règle U par un procédé détectueux que je discuterai au chapitre VI-(A-11-1°-a).

complémentaire (1). Les diverses courbes 3' s'enveloppent les unes les autres, c'est-à-dire que, pour les branches à faible courant, à une tension donnée, correspond une intensité du courant d'autant plus grande que la capacité est plus faible, tandis que l'inverse a lieu pour les branches à fort courant.

La courbe $U' = R_1 I$, en trait mixte, en bas de la figure, est obtenue en portant en ordonnées la composante active de la tension et en abscisses l'intensité du courant. L'enveloppe des branches à fort courant lui est sensiblement parallèle, mais s'en éloigne de quelques volts, alors que, d'après l'équation approchée,

elle devrait se confondre avec elle. Je discuterai plus loin les causes de cet écart (VII-A-2); la figure actuelle n'en met pas moins nettement en évidence l'influence de la résistance complémentaire, comme je l'annonçais au paragraphe précédent. La chute due à la résistance proprement dite, représentée par la droite RI , est presque négligeable. L'aspect observé est bien conforme à la figure 20 a.

2° Bobine S_2 . — L'inductance L'_0 est comprise pour cette bobine entre 0,048 H et 0,05 H; la capacité entrant en résonance avec elle, à la fréquence de 50 p/s, est cette fois inférieure à 213 μF et, par conséquent, comprise dans les limites dont je dispose, mais très près de la limite supérieure. La figure 22 reproduit un certain nombre de caractéristiques du circuit ainsi

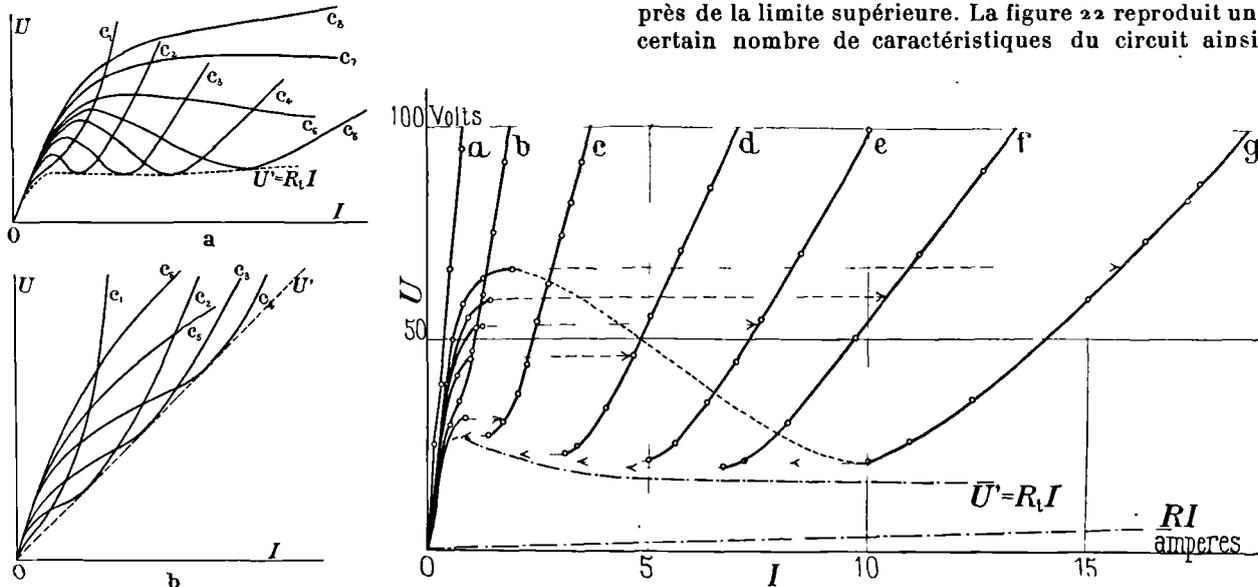


Fig. 20. — Deux aspects théoriques des réseaux de caractéristiques de la tension en fonction du courant pour diverses valeurs de la capacité : a) résistance faible; b) résistance forte. Les courbes $C_1, C_2 \dots$ correspondent chacune respectivement aux capacités $C_1, C_2 \dots$ sachant que $C_1 < C_2 < C_3 \dots$.
Fig. 21. — Réseau de caractéristiques de la tension en fonction du courant pour la bobine $S_1, f = 50 \text{ p/s}$, et pour les capacités suivantes : a, 16,6 μF ; b, 29,2 μF ; c, 50,2 μF ; d, 86,2 μF ; e, 116 μF ; f, 150 μF ; g, 203 μF .

modifié. L'enveloppe des branches à fort courant s'écarte beaucoup plus de l'axe des I que pour le circuit précédent, car la résistance est beaucoup plus grande (5,2 ohms). La droite RI et la caractéristique de la tension active sont encore figurées en traits mixtes; les diverses caractéristiques approchent davantage de la courbe U' que dans le premier cas et lui sont presque tangentes en un point. Nous verrons (VII-A-3) que cette différence est due à ce que le

courant renferme moins d'harmoniques qu'avec la bobine S_1 . Il faudrait une résistance encore plus grande pour observer l'aspect de la figure 20 b. (Voir paragraphe 3 ci-après).

Certaines caractéristiques revêtent, comme dans le réseau précédent, la forme 1' (courbe a) encore légèrement modifiée par la résistance complémentaire (1) ou la forme 3' (b à f). Ces dernières présentent toujours une zone intermédiaire instable, qui n'est pas accessible à la mesure. Pour toutes les capacités supérieures à 131 μF , il n'y a plus de région instable; le coefficient angulaire $\frac{dU}{dI}$ est toujours positif et d'au-

(1) L'inductance de la bobine essayée passe par un maximum voisin de 0,27 H; la capacité entrant en résonance avec une telle inductance, à la fréquence de 50 p/s, est de 37,25 μF . Pour toute capacité inférieure, les caractéristiques partielles S et C de la bobine et du condensateur (fig. 19a) ne se coupent pas et, en l'absence de toute résistance, la caractéristique résultante affecterait la forme 1 de la figure 19b. Le fait que L_0 est maximum vers 0,7 A favorise déjà la production d'une inflexion, car la tension réactive est alors minimum, mais le rôle principal doit être joué par la tension active qui est prépondérante dans cette région.

(1) Le maximum de self-inductance, relativement important, est bien moins modifié que L'_0 ; il est ici de 0,27 + 0,048 = 0,318 et résonne à la fréquence de 50 p/s avec une capacité de 31,8 μF ; la caractéristique obtenue avec 25 μF , aurait donc bien encore l'allure 1' sans l'influence de la résistance complémentaire.

tant plus grand que la capacité est plus considérable. La courbe g obtenue avec $131 \mu F$ présente une longue inflexion à tangente sensiblement horizontale; les points de la région centrale sont difficiles à relever avec précision, car la moindre modification de la tension (ou de la fréquence) entraîne des variations du courant qui peuvent dépasser 50 pour 100 et l'aiguille de l'ampè-

remètre est constamment en mouvement. Cette instabilité se distingue de celle qu'on observe pour des capacités moindres, du fait qu'elle est réversible, c'est-à-dire que des modifications inverses et très petites de la tension engendrent cette fois des variations inverses et très grandes de l'intensité du courant (1).

Enfin, dans les courbes sans partie instable, on dis-

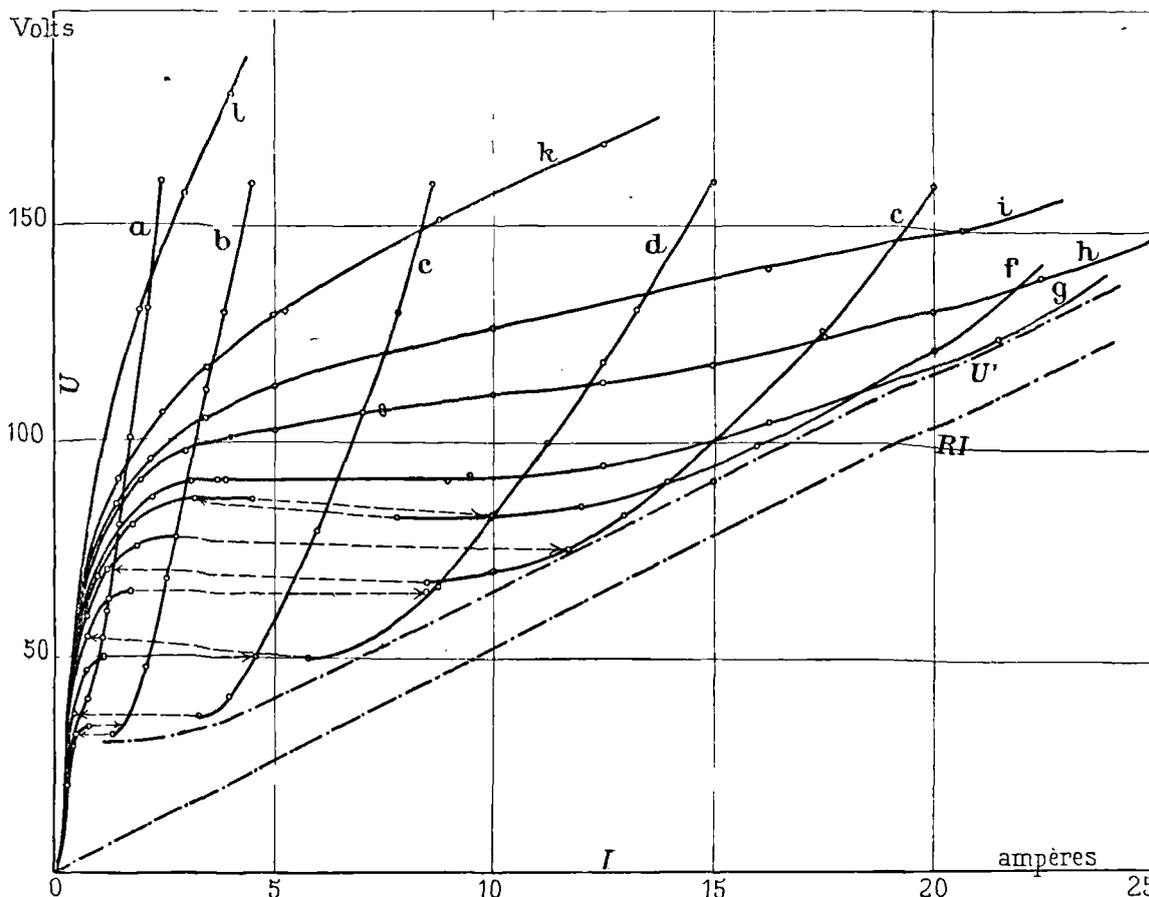


Fig. 22. — Réseau de caractéristiques de la tension en fonction du courant pour la bobine S_2 , $f = 50$ p/s et pour les capacités suivantes: a, 25 μF ; b, 40 μF ; c, 65 μF ; d, 90 μF ; e, 110 μF ; f, 126 μF ; g, 131 μF ; h, 148 μF ; i, 171 μF ; k, 210 μF ; l, infinie.

tingue les formes 2' et 3'' que la théorie fait prévoir. Pour les premières, le coefficient angulaire doit rester constamment supérieur à celui de la droite RI ; la courbe k, correspondant à 210 μF , est la seule qui réponde à cette condition, comme notre calcul approché l'avait fait prévoir. Pour des capacités de plus en plus fortes, la caractéristique tend progressivement vers la courbe limite l, qui n'est autre que la caractéristique de la bobine employée seule (1).

(1) L'essai n'a pu être fait qu'avec des condensateurs électrolytiques, aussi n'ai-je pas reporté les courbes sur la figure. On constate que, pour toutes ces courbes de forme 2', on a constamment : $U_s > U_c$; l'inverse a lieu pour la forme 1', alors que, pour les formes 3' et 3'', l'une ou l'autre tension est prépondérante suivant l'intensité du courant.

2. RÉSEAUX DE CARACTÉRISTIQUES DE I EN FONCTION DE I' POUR DIVERSES FRÉQUENCES (2). — D'après la similitude des rôles que jouent C et f dans la condition de résonance,

(1) Des circuits présentant de telles caractéristiques peuvent donner lieu à certaines applications pratiques. Les tensions aux bornes de la résistance, de la capacité ou de la bobine sans fer varient en effet sensiblement dans les mêmes proportions que l'intensité efficace du courant et l'on peut songer à les utiliser comme amplificateurs pour la commande d'appareils régulateurs de tension. Ces appareils seraient, il est vrai, très sensibles aux variations de fréquence, et celle-ci devrait être réglée par ailleurs avec une précision suffisante.

(2) Casper, Hubmann et Zenneck ont tracé ce réseau de courbes et signalé la grande difficulté que deux opérateurs éprouvaient à régler simultanément la vitesse et la tension aux valeurs désirées. Les dispositifs décrits plus haut (II-A-2) résolvent cette difficulté et m'ont permis d'ef-

bien qu'elles interviennent à des puissances différentes, on conçoit que ces nouveaux réseaux auront de grandes analogies avec les premiers. J'en soulignerai les divergences. L'une de celles-ci est imputable au fait, déjà signalé (II-A-1), que la réactance de la source à fréquence réglable n'est pas absolument négligeable; la variation de tension qui en résulte, lors des changements de régime, est surtout sensible avec la bobine S_1 (dont le courant est plus riche en harmoniques) et aux fréquences les plus élevées. On doit attribuer à la même cause la disparition plus brusque

du fort courant (avec la même bobine), un peu avant que l'on atteigne le minimum de chaque caractéristique; je n'insisterai pas ici sur ces détails qui sont discutés au chapitre VI.

1° *Bobine S_1 .* — La capacité utilisée est de $110 \mu F$; elle entrerait en résonance avec les inductances L'_0 et L''_0 pour des fréquences respectives de 29 p: s et 270 p: s (1).

Les courbes relevées pour des fréquences comprises entre 25 et 65 p: s (fig. 23) présentent bien, comme la théorie approchée le fait prévoir, les formes 1' (courbe a)

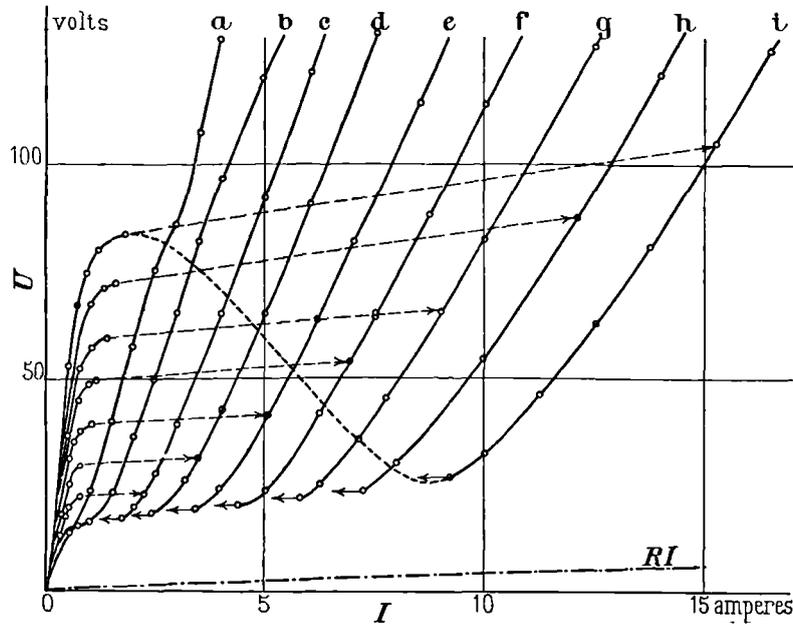


Fig. 23. — Réseau de caractéristiques de la « tension en fonction du courant » pour la bobine S_1 , $C = 110 \mu F$, et les fréquences suivantes : a, 25 p: s ; b, 30 p: s ; c, 35 p: s ; d, 40 p: s ; e, 45 p: s ; f, 50 p: s ; g, 55 p: s ; h, 60 p: s ; i, 65 p: s.

3" (b) et 3' (c à i). Je reviendrai au chapitre IX sur la courbure anormale que les deux premières présentent, respectivement vers 90 v et 130 v et qui n'a jamais été observée; je me borne à signaler ici qu'elle n'est pas due à une erreur de mesure ni à une imperfection du tracé.

2° *Bobine S_2 .* — Les fréquences limites entre lesquelles la résonance est possible sont ramenées respectivement à 27 p: s environ et 67 à 69 p: s. Les résultats sont portés sur la figure 24. On voit l'instabilité apparaître à 30 p: s (courbe c), tandis qu'elle cesse au delà de 55 p: s où les courbes prennent la forme 3" (h à k) puis 2' (l). On vérifie toujours, au cours de l'expérience, que cette dernière est la seule pour laquelle U_s reste constamment supérieure à U_c (1).

effectuer seul les mesures (comme d'ailleurs toutes celles qui font l'objet de ce travail). La régularité des courbes obtenues met suffisamment en relief leur efficacité.

(1) Contrairement au réseau tracé pour différentes valeurs de la capacité, les caractéristiques n'admettent pas ici d'autre limite que l'axe des U , lorsque la fréquence augmente indéfiniment.

En dehors des particularités qui proviennent de la source, la différence essentielle entre les deux derniers réseaux et ceux des figures 21 et 22 réside dans le fait que l'enveloppe des branches à fort courant, ne se relève plus aux faibles intensités de courant comme nous l'avons constaté précédemment, car la résistance complémentaire diminue rapidement avec la fréquence tandis qu'une modification de la capacité la laissait pratiquement inchangée. Je n'ai pas tracé de courbe de U' en fonction de I sur les derniers réseaux, car il faudrait en considérer une différente pour chaque valeur de la fréquence.

3. RÉSEAUX DE CARACTÉRISTIQUES DE U EN FONCTION DE I POUR DIVERSES RÉSISTANCES. — La comparaison des caractéristiques

(1) Ces nombres supposent que les valeurs extrêmes de l'inductance sont indépendantes de la fréquence; en réalité, j'ai observé que L'_0 semble augmenter un peu aux basses fréquences, ce qui réduirait légèrement la limite inférieure de résonance. Cette observation concorde d'ailleurs avec les calculs de Martienssen établissant que les courants de Foucault diminuent l'inductance effective.

téristiques précédentes, relatives aux bobines S_1 et S_2 , montre nettement l'influence de la résistance sur le relèvement du minimum, relèvement d'autant plus considérable que la capacité ou la fréquence sont plus élevées. Le relèvement du maximum est moindre, puisqu'il y correspond une intensité de courant moindre, donc une chute de tension RI plus faible, tandis que la tension réactive y est plus élevée. Il en résulte

que, parmi les circuits dont la caractéristique de la tension réactive affecte la forme $3 \left(\omega L'_0 > \frac{1}{C\omega} > \omega L''_0 \right)$, ceux pour lesquels l'ordonnée du maximum est faible (valeurs moindres de la fréquence ou de la capacité) ou l'abscisse du minimum très grande (plus fortes valeurs de f ou C) ont une caractéristique de la tension résultante sans maximum ni minimum : forme 3". C'est ce

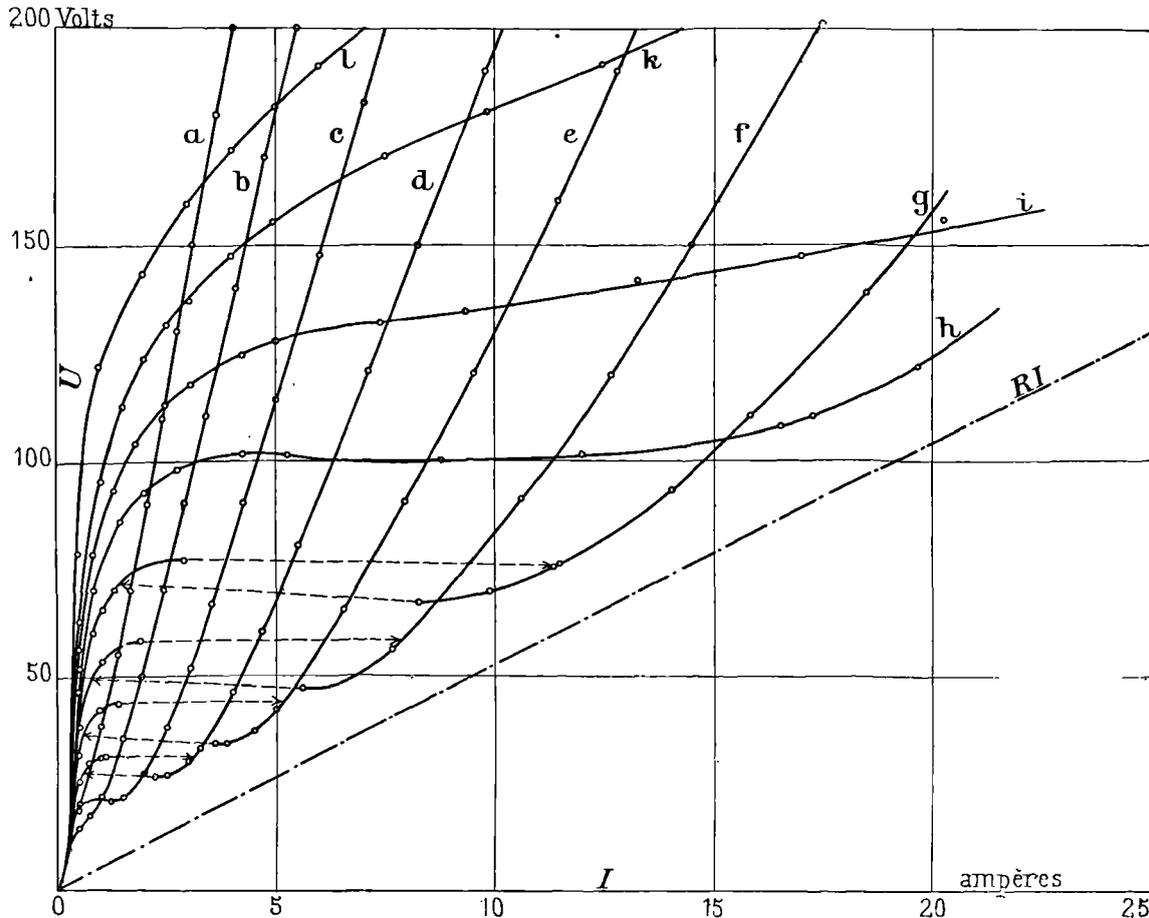


Fig. 24. — Réseau de caractéristiques de la « tension en fonction du courant pour la bobine S_2 , $C=110\mu F$, et les fréquences suivantes : a, 20 p/s; b, 25 p/s; c, 30 p/s; d, 35 p/s; e, 40 p/s; f, 45 p/s; g, 50 p/s; h, 55 p/s; i, 60 p/s; k, 65 p/s; l, 70 p/s.

que nous avons constaté par exemple sur la figure 24.

La figure 25 représente, pour un des circuits déjà utilisés, (bobine S_1 , capacité de $86,2\mu F$, fréquence de 50 p/s) la transformation graduelle que subit la caractéristique lorsqu'on modifie systématiquement la résistance⁽¹⁾.

Les points critiques, ou limites de stabilité des régimes à fort et faible courant, sont, quelle que soit la résistance, pratiquement confondus avec le maxi-

mum et le minimum; sur la courbe f, leurs coordonnées sont respectivement $U_1=44\text{ v}$, $I_1=0,9\text{ A}$ et $U_2=22,8\text{ v}$, $I_2=3,15\text{ A}$, pour une résistance additionnelle nulle (résistance de $0,34\text{ ohm}$).

A mesure que la résistance augmente, les tensions critiques U_1 et U_2 augmentent toutes deux, mais la première moins que la seconde et l'intensité du courant I_1 augmente simultanément, alors que I_2 diminue. Pour une résistance additionnelle de $8,7\text{ ohms}$ (courbe c), la résistance globale étant de 9 ohms , les deux points se rejoignent et toute instabilité disparaît⁽¹⁾. Ceci nous

⁽¹⁾ Les résultats sont conformes à ceux que Casper, Hubmann et Zenneck ont obtenu en opérant à la fréquence de 500 p/s sur des bobines et condensateurs de dimensions plus réduites.

⁽¹⁾ Si l'on prédétermine le fonctionnement par la méthode de Bethenod, améliorée par Kalantaroff (*Loc. cit.*) qui rem-

montre clairement que la région intermédiaire instable ne coïncide pas constamment avec la zone où la composante réactive de la tension

$$U_s - \frac{I}{C\omega} = \psi(I)$$

est fonction décroissante de l'intensité de courant, comme le raisonnement de M. Margand⁽¹⁾ tend à le faire présumer.

Cette zone qui s'étend de $I = 1,1$ A à $I = 2,75$ A, d'après les caractéristiques partielles de la bobine et du condensateur, rentre en effet progressivement dans

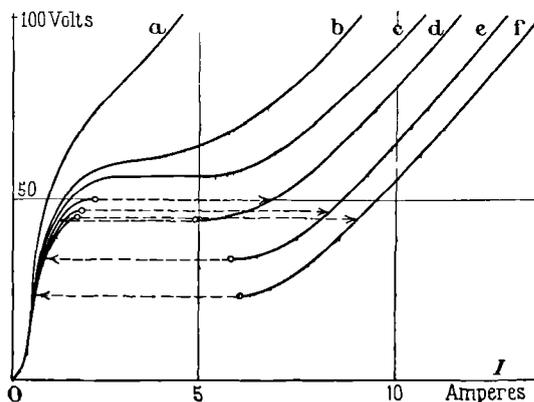


Fig. 25. — Réseau de caractéristiques de la « tension en fonction du courant » pour la bobine S_1 , $C = 86,2 \mu\text{F}$, $f = 50$ p/s : et les résistances additionnelles R_a suivantes : a, 30 ohms ; b, 12 ohms ; c, 8,7 ohms ; d, 6 ohms ; e, 3 ohms ; f, 0 ohm.

l'une ou l'autre des régions stables, alors qu'au début l'instabilité s'étend nettement au delà⁽²⁾.

Ceci montre la nécessité de discuter de nouveau les conditions de stabilité : c'est ce que nous ferons au chapitre VI.

4. INTERPRÉTATION ET GÉNÉRALISATION DES RÉSULTATS PRÉCÉDENTS. — Pour montrer de façon simple comment se modifient les caractères fondamentaux d'un réseau de caractéristiques, lorsqu'on fait varier les paramètres communs à toutes les courbes qui le composent, j'ai porté seulement mon attention sur l'évolution des tensions critiques U_1 et U_2 , auxquelles s'opèrent les brusques changements de régime. Avant de publier ces

place l'ellipse par un cercle, cette disparition de toute instabilité correspond au fait que, pour toute valeur de R supérieure à une résistance limite R_L , les ellipses, ou les cercles, ne coupent plus la courbe $\psi(I) = (U_s - \frac{I}{C\omega})$ qu'en un seul point, quelle que soit la tension appliquée. Pour $R = R_L$, une des ellipses (de la famille qu'on obtient en faisant varier U) est osculatrice à $\psi(I)$.

⁽¹⁾ F. MARGAND. *Loc. cit.*

⁽²⁾ J'ai contrôlé par ailleurs que l'intensité du courant pour laquelle on a $U_c = U_s$ (résistance non comprise) reste pratiquement indépendante de R et voisine de 3,15 A, c'est-à-dire de la limite de stabilité pour $R \approx 0$.

nouveaux résultats, j'examinerai comment la connaissance des tensions critiques traduit les propriétés d'un réseau.

1° Tensions critiques et points limites. — Les propriétés des réseaux de U en fonction de I pour diverses capacités (fig. 21 et 22) sont résumées, par exemple, dans la figure 26 où j'ai porté, pour chacune des bobines S_1 et S_2 , la capacité en abscisses et les tensions critiques U_1 et U_2 en ordonnées.

Avec la première bobine, les deux courbes 1 et 2 concourent en un « point limite inférieur » L de coordonnées U_L et C_L . On en déduit, par exemple, que, pour toute capacité C supérieure à la capacité limite C_L , il est possible d'obtenir deux régimes de courant, en donnant à la tension appliquée U une valeur intermédiaire entre les ordonnées des deux courbes ci-dessus, pour l'abscisse C . Avec la seconde bobine, les courbes se coupent encore en un « point limite supérieur » L' de coordonnées $U_{L'}$ et $C_{L'}$; il n'existe un domaine de tensions à l'intérieur duquel le double régime est réalisable que si la capacité est comprise entre C_L et $C_{L'}$. C'est bien ce que nous avons observé.

L'existence des points limites permet de mettre en lumière, en outre, certaines propriétés qui n'avaient

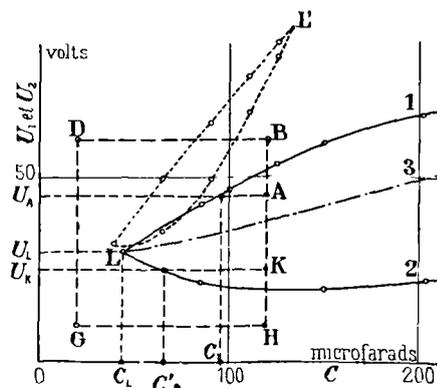


Fig. 26. — Courbes représentant les variations des tensions critiques en fonction de la capacité pour une fréquence de 50 p/s : en trait plein, dans le cas de la bobine S_1 , 1, tension U_1 ; 2, tension U_2 ; 3, tension U_3 ; en trait interrompu dans le cas de la bobine S_2 .

pas encore été signalées. Supposons en effet que, dans les conditions de l'expérience, le régime à fort courant s'établisse à l'enclenchement : nous savons que l'on passera brusquement au régime à faible courant par toute modification de U , ou de C , amenant le point figuratif des conditions expérimentales à franchir la courbe 2 et qu'inversement, on passe brusquement du faible courant, supposé primitivement établi, au fort courant, par toute modification amenant ce point à franchir la courbe 1. Pourtant, à partir des conditions représentées par un point A, compris entre les courbes 1 et 2, on peut, en modifiant simultanément la tension et la capacité, faire décrire au point figuratif un cycle fermé tel que le courant final soit différent du courant initial, sans que, dans l'intervalle, on ait observé

aucune discontinuité. Il suffit pour cela que le cycle englobe un des points limites et soit parcouru dans le sens convenable. Si, partant du fort courant en A (fig. 26), on augmente d'abord la tension jusqu'en B, le fort courant reste évidemment établi, puisqu'en ce point il peut seul subsister. Une réduction de capacité, à tension constante, amenant le point figuratif en D, puis une réduction de tension, sans variation de capacité, suivant DG, ne provoquent aucune discontinuité dans la variation du courant, puisqu'on ne rencontre ni 1 ni 2. Il en est de même de l'augmentation de capacité, sous tension constante, suivant GH, bien qu'en ce dernier point, d'ordonnée inférieure à la tension critique U_2 qui correspond à la capacité initiale, un régime à faible courant puisse seul exister. L'élévation finale de la tension suivant HA se faisant sans qu'on traverse la courbe 1, le faible courant reste bien établi après qu'on a décrit le cycle en entier.

En parcourant le cycle en sens inverse, on reviendrait, sans discontinuité, au fort courant. Pour produire les mêmes résultats, les cycles englobant L' au lieu de L devraient être décrits dans des sens opposés.

Remarque. — Il ne suffit pas que la tension appliquée soit comprise entre les valeurs critiques, correspondant à la capacité donnée, pour que l'un ou l'autre régime puisse s'établir à l'enclenchement. La courbe 3 (fig. 26) représente approximativement, pour la bobine S_1 , les variations de la tension U_2 au-dessous de laquelle il est pratiquement impossible d'obtenir le fort courant, par enclenchements successifs répétés un grand nombre de fois.

Divers artifices permettent cependant d'observer ce courant sous $U < U_2$, même s'il n'est pas possible d'élever temporairement la tension au-dessus de cette valeur : rupture d'un court-circuit établi momentanément entre les bornes de la bobine, saturation de celle-ci par un courant continu d'intensité convenable, ou réglage préalable de l'instant d'enclenchement, du flux rémanent et de la charge initiale du condensateur, comme je l'indiquerai dans l'étude des régimes transitoires.

2° Réseaux de courbes des tensions critiques en fonction de la capacité, pour diverses résistances. — L'allure des courbes 1 et 2, ainsi que les coordonnées des points L et L', se modifient lorsqu'on fait varier les paramètres R ou f , communs à toutes les courbes des premiers réseaux. La figure 27 reproduit les résultats relatifs à la bobine S_1 , pour des résistances successives de 0,34 ohm (bobine seule); 3, 6 et 9 ohms. Les coordonnées du point L augmentent un peu, en même temps que la résistance; l'inclinaison de la courbe 1 est peu modifiée, mais l'influence subie par 2 est considérable. Négative au voisinage du point L, puis légèrement positive au delà de 150 μF , lorsque la résistance additionnelle est nulle, l'inclinaison de cette courbe croît rapidement avec R .

En conséquence, le domaine de tensions et de capacités à l'intérieur duquel deux régimes de courant sont possibles se restreint rapidement. Pour une résistance

de 3 ohms, les courbes 1 et 2, primitivement divergentes, deviennent à peu près parallèles au delà de 100 μF ; pour 6 ohms, elles convergent nettement vers un point situé un peu au delà des limites du domaine exploré. Pour 9 ohms, enfin, ce point limite supé-

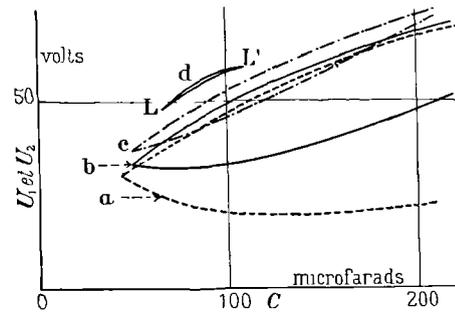


Fig. 27. — Courbes représentant les variations des tensions critiques en fonction de la capacité, pour la bobine S_1 , et montrant l'influence de la résistance : a, 0,34 ohm ; b, 3 ohms ; c, 6 ohms ; d, 9 ohms.

rieur est facilement atteint et dépassé, mais la zone où le double régime est possible devient alors très exigüe et disparaît complètement dès que la résistance augmente davantage.

Par conséquent, pour toute résistance égale ou supérieure à 10 ohms, il n'y aura plus de double régime et par suite plus d'instabilité, quelles que soient les valeurs attribuées à la tension ou à la capacité.

3° Réseaux de courbes des tensions critiques en fonction de la fréquence, pour diverses résistances. — Les caractères essentiels du réseau de la figure 23 (bobine S_1) sont résumés dans les courbes U_1 en fonction de f et U_2 en fonction de f , tout comme ceux de la

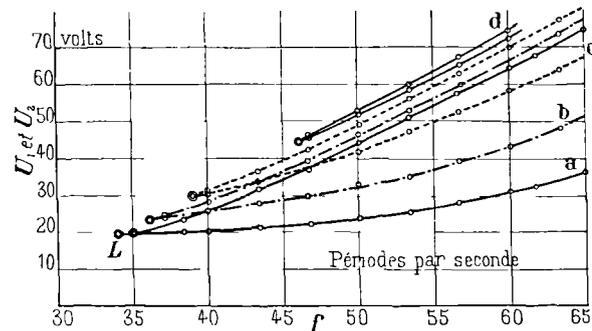


Fig. 28. — Courbes représentant les variations des tensions critiques en fonction de la fréquence, pour la bobine S_1 , et montrant l'influence de la résistance : a, 0,34 ohm ; b, 3 ohms ; c, 6 ohms ; d, 9 ohms.

figure 21 l'étaient dans les courbes U_1 en fonction de C et U_2 en fonction de C . La figure 28 traduit l'évolution de ces caractères lorsqu'on augmente la résistance (1). On observe encore un point limite inférieur dont

(1) La capacité y est de 86 μF , au lieu de 110 pour la figure 23, ce qui accentue les caractères à mettre en évidence.

les coordonnées augmentent avec R ; la tension U_1 reste peu influencée; en raison de la réduction de la résistance effective aux basses fréquences (III-B-2-2°) l'inclinaison de la courbe 2 est constamment positive, même sans résistance additionnelle; elle croit toujours avec R , mais moins rapidement que sur la figure 27. Pour $R = 9$ ohms, le double régime existe encore dans un domaine assez étendu de fréquences; si l'on dépasse cette résistance, il n'y a plus d'instabilité pour les fréquences réalisées, mais rien ne prouve qu'il n'y en ait

pas sous des fréquences plus grandes, car le point limite supérieur n'a pu être observé. Avec la bobine S_2 , ce point est atteint vers 55 p : s (fig. 24, courbe h).

4° Réseaux de courbes des tensions critiques en fonction de la résistance, pour diverses capacités. — La figure 29a montre comment se modifie la figure 25 (réseaux de courbes de U en fonction de I , pour diverses résistances) lorsqu'on fait varier la capacité. Le trait le plus frappant est l'absence de point limite inférieur; le domaine d'existence du double régime s'étend de

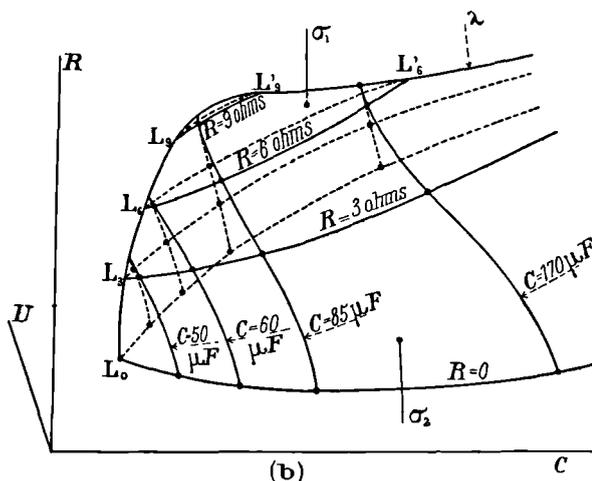
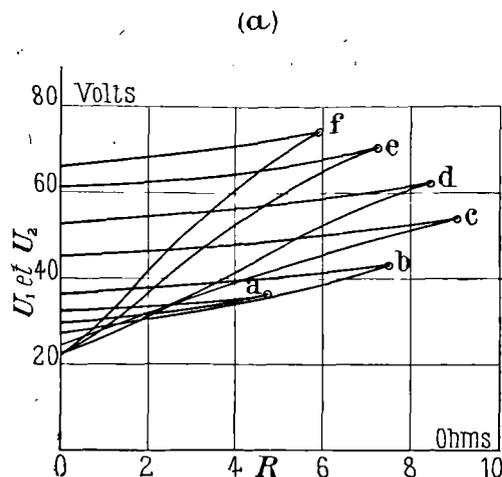


Fig. 29 a et 29 b. — a, Courbes représentant les variations des tensions critiques en fonction de la résistance, pour la bobine S_1 , et montrant l'influence de la capacité : a, 50 μF ; b, 60 μF ; c, 85 μF ; d, 125 μF ; e, 170 μF ; f, 210 μF . — b, Surfaces critiques et courbe limite, dans le système de coordonnées C, U, R , pour la bobine S_1 et la fréquence de 50 p : s.

plus en plus lorsque la résistance tend vers zéro. La résistance limite passe par un maximum vers $C = 85 \mu F$; elle doit tendre vers zéro pour C voisin de 30 μF (en résonance avec L'_e) et pour une capacité très élevée (en résonance avec L'_o). On obtiendrait des courbes analogues en faisant varier la fréquence au lieu de la capacité.

On ferait sur les réseaux des paragraphes 3° et 4° les mêmes remarques qu'au paragraphe 1°, au sujet des cycles englobant un point limite, qui permettent de modifier le régime de courant primitivement établi sans observer de discontinuité.

5° Surface critique. Courbe limite. — Dans les figures 27, 28 et 29a, chacune des courbes tracées peut être considérée comme la section plane, parallèle au plan de la figure, d'une surface définie dans un des systèmes de coordonnées : C, U, R ; f, U, R ; R, U, C (les sections étant perpendiculaires au troisième axe de chaque système) pour une valeur déterminée du quatrième paramètre (f ou C), commune à toutes les courbes d'un même graphique.

D'après cette conception, les résultats précédents se résument comme il suit : si l'on maintient constant l'un des paramètres δ , dont dépend le courant, on détermine expérimentalement, dans le système de coordonnées (α, β, γ) une surface σ , à deux nappes σ_1 et σ_2 , telle que le double régime ne soit possible que

pour les valeurs α, β, γ , des trois autres paramètres, qui définissent un point intérieur à cette surface. A chaque point de la nappe σ , correspond un groupe de valeurs critiques $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1$, pour lesquelles le faible courant, supposé préalablement établi, cesse brusquement d'exister. La seconde nappe jouit des mêmes propriétés vis-à-vis du fort courant.

Les figures 27 et 29a représentent respectivement, les sections d'une même surface σ ($f = 50$ p : s) dans deux directions perpendiculaires et précisent bien son allure dans tout le domaine exploré; cette allure est conforme à la figure 29b ci-contre. Les deux nappes σ_1 et σ_2 , lieux des conditions critiques, sont raccordées par une courbe λ , lieu des points limites, au delà desquels il n'y a plus d'instabilité. Pour la fréquence considérée, la surface σ est limitée au plan d'équation $R = 0$ et complètement comprise entre ce plan et celui d'équation $R = 9,3 \dots$ environ, où elle se termine par une arête vive. La courbe limite λ est une courbe ouverte, dont la branche située vers les faibles capacités fait un angle assez grand avec le plan $R = 0$, tandis que la branche située vers les fortes capacités s'incline beaucoup plus et ne rencontre le plan qu'en un point très éloigné, mais pourtant à distance finie, puisque quelles que soient U et R il ne doit plus y avoir de double régime pour

$$\frac{1}{C\omega} < L'_e\omega.$$

La surface σ elle-même se modifie, tout en conservant des caractères analogues, lorsqu'on fait varier la fréquence. On peut prévoir les grandes lignes de cette évolution en admettant que les coordonnées C_L et C_L' des

points limites, dans le plan $R = 0$, sont sensiblement définies par les conditions de résonance

$$L'_e C_L \omega^2 = 1 \quad \text{et} \quad L''_e C_L' \omega^2 = 1.$$



CHAPITRE IV. — COURBES DE RÉSONANCE

Je grouperai dans ce chapitre l'étude des courbes de I en fonction de C et en fonction de f ; leur analogie, bien connue pour les circuits oscillants sans noyaux de fer, se conserve en général dans la ferro-résonance; leurs principales différences sont imputables à la résistance effective.

A. Prédétermination sommaire. — L'examen des réseaux précédents permet de déduire, sans nouveaux calculs, les divers aspects possibles des courbes de résonance correspondant à diverses valeurs de la tension appliquée (1). Pour déterminer la courbe de I en fonction de C correspondant à une tension U , il suffit par exemple de couper le réseau de la figure 20 (courbes de U en fonction de I pour diverses capacités) par une horizontale d'ordonnée U ; à chaque point d'intersection de cette droite avec une courbe du réseau correspond un point de la caractéristique cherchée, défini par l'abscisse I du point d'intersection et la capacité C qui correspond à la courbe rencontrée. Je tracerai seulement les courbes expérimentales; leurs caractères généraux sont liés comme il suit à ceux du réseau qui sert à les déterminer: en supposant que le réseau primitif possède deux points limites accessibles à l'expérience, selon que la tension U sera extérieure, ou intérieure à l'intervalle ($U_V - U_L$) le courant sera fonction uniforme ou multiforme de la capacité.

On obtient les mêmes résultats, par le même procédé, pour les variations du courant en fonction de la fréquence.

B. Résultats expérimentaux. — 1. RÉSEAUX DE CARACTÉRISTIQUES DE I EN FONCTION DE C , POUR DIVERSES TENSIONS. — J'ai tracé plusieurs réseaux de ces courbes dont, à ma connaissance, une seule avait été publiée antérieurement par M. Boucherot (2). Tous ont été relevés à la fréquence de 50 p : s avec les bobines S_1 ou S_2 et diverses valeurs de la résistance. Ceux qui correspondent à une résistance additionnelle nulle peuvent se déduire graphiquement des figures 21 à 24, par le procédé indiqué plus haut, mais il faut refaire au moins quelques mesures pour déterminer les limites exactes de stabilité et préciser le tracé dans les régions à courbure accentuée ou pente rapide.

(1) Dans son article déjà cité (III-B-3), Kalantaroff indique une méthode de construction des courbes de I en fonction de f , en fonction de $\frac{1}{C_\omega}$ et en fonction de R , à partir de l'équation du système, sans d'ailleurs discuter les différentes formes possibles. Le procédé que j'emploie ici permet la discussion sans calculs pénibles et donne un aspect général du phénomène.

(2) P. BOUCHEROT. *Loc. cit.*

Dans l'exécution de ces mesures directes, la capacité est réglée par bonds supérieurs ou égaux à $1 \mu F$; les valeurs critiques sont évaluées en général à 1 ou 2 μF près. Le mode opératoire consiste, après avoir fixé la capacité à la valeur désirée, à amener progressivement la tension à la valeur constante que l'on s'est imposée pour la série de mesures en cours.

1° *Bobine S_1 .* — Pour le relevé de la figure 30, la tension a été fixée successivement à 18 v; 25 v; 35 v et 47 v. Les deux dernières courbes c et d sont analo-

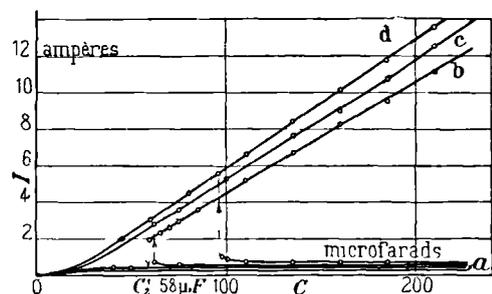


Fig. 30. — Réseau de caractéristiques $I = f(C)$ pour la bobine S_1 , $f = 50$ p : s et pour les tensions appliquées suivantes : a, 18 v; b, 25 v; c, 35 v; d, 47 v.

gues à celle de M. Boucherot; pour toute valeur de la capacité supérieure à une valeur critique C_1 (ici 96 et 64 μF) deux régimes de courant sont possibles, l'un à forte, l'autre à faible intensité. Le premier, s'il est primitivement établi, subsiste, quelles que soient les variations de la capacité; l'intensité de courant y est fonction linéaire de la capacité à l'intérieur d'un domaine étendu. Si, au contraire, le régime à faible courant est d'abord établi, l'intensité de courant, presque indépendante de la capacité, se relève cependant quelque peu lorsqu'on approche de C_1 ; puis, si la capacité descend en dessous de cette valeur critique, une augmentation brusque et irréversible rétablit le régime à fort courant.

Aux très faibles tensions (courbe a), la caractéristique se réduit à la branche inférieure et l'intensité de courant passe par un maximum peu accentué, pour une valeur assez faible de la capacité.

La courbe b, tracée sous 25 v, possède un aspect inédit: elle comporte deux branches distinctes, comme les premières, mais si le faible courant est d'abord établi, il persiste sans discontinuité jusqu'à l'origine, en passant par un maximum, comme pour les tensions inférieures; par contre, le fort courant s'il s'établit d'abord, disparaît brusquement pour une capacité C_2 (ici 58 μF) en dessous de laquelle ne subsiste que le régime à faible intensité de courant. Cette particularité,

due à la résistance complémentaire, peut être prévue par l'examen de la figure 26. Les deux courbes 1 et 2 partent en effet d'un même point L , de coordonnées $C_L = 42 \mu F$ et $U_L = 30$ v, à partir duquel la première est toujours croissante, tandis que la seconde décroît d'abord rapidement, puis plus lentement, et passe enfin par un minimum de 19,5 v environ vers $150 \mu F$ (1).

Si l'on opère sous tension constante et capacité variable, le point de fonctionnement se déplace sur une parallèle à l'axe des C . Par conséquent, sous une tension $U_A > U_L$, le régime à fort courant, primitivement établi, doit bien subsister jusqu'aux plus faibles valeurs de la capacité, de même que le régime à faible courant sous $U_A < U_L$. Par contre, dans le premier cas, le faible courant doit disparaître brusquement pour la capacité C_1 , déterminée par l'intersection de la parallèle à l'axe des C avec la courbe 1 et, de même, le fort courant pour C_2 dans le second cas, car la parallèle à l'axe des C rencontre alors la courbe 2 (2). Il doit même y avoir, dans ce dernier cas, un second point de rencontre avec 2, situé vers les fortes capacités, mais sous 25 v la capacité critique C_2 correspondante serait bien supérieure à $210 \mu F$ et le changement de régime correspondant n'a pu être effectivement observé (3).

2° Bobine S_2 . — Les courbes de U_1 et de U_2 en fonction de C relatives à cette bobine (fig. 26) ayant des inclinaisons toujours positives, on doit, pour toute tension supérieure à U_L , trouver deux capacités critiques C_1 et C_2 , pour lesquelles un des régimes de courant cesse brusquement d'exister. En outre, comme le point limite supérieur L' est accessible à l'expérience, la caractéristique de I en fonction de C doit se composer aux tensions élevées ($U > U_L$) comme aux très basses tensions ($U < U_L$) d'une courbe unique, décrite expérimentalement de façon continue.

Les résultats de l'essai sont reportés sur la figure 31 pour des tensions successives de 31 v ; 33,5 v ; 50 v ; 85 v et 120 v. La première courbe a l'allure déjà observée aux basses tensions sur la figure 30 ; on observe pour chacune des trois suivantes deux changements de régime irréversibles, comme nous l'avons présumé ; pour l'une d'elles, la branche théorique instable est figurée en trait ponctué (4). Jusque là, le réseau est très analogue aux courbes de I en fonction de f de Martienssen ou de Zenneck ; l'abscisse du maximum se déplace vers les fortes capacités à mesure

que U augmente et doit tendre asymptotiquement vers la capacité de $206 \mu F$ environ, qui entre en résonance à la fréquence de 50 p : s avec L''_0 .

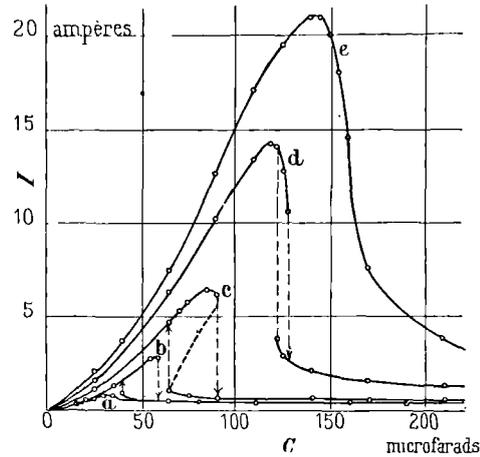


Fig. 31. — Réseau de caractéristiques $I = f(C)$, pour la bobine S_2 , $f = 50$ p : s, $R = 5,2$ ohms et pour les tensions appliquées suivantes : a, 31 v ; b, 33,5 v ; c, 50 v ; d, 85 v ; e, 120 v.

Cependant, la différence $C_2 - C_1$ des capacités critiques passe par un maximum aux environs de 50 v, puis décroît assez rapidement. Elle s'annulerait aux environs de 100 v ; la caractéristique correspondante aurait, un peu après le maximum de courant, une tangente d'inflexion verticale. Sous des tensions supérieures, les caractéristiques sont entièrement stables, comme on l'observe ici sous 120 v (courbe e) ; ceci n'avait pas encore été signalé (1).

2. INFLUENCE DE LA RÉSISTANCE SUR L'ALLURE DES COURBES DE I EN FONCTION DE C . — J'ai étudié cette influence avec la bobine S_1 à la fréquence de 50 p : s.

1° Réseaux de caractéristiques de I en fonction de C pour diverses résistances. — Le relèvement de la courbe 2, constaté lorsqu'on introduit une résistance additionnelle (fig. 27), réduit la capacité critique C_2 qui, pour $R_a = 0$, n'était pas accessible avec cette bobine. C'est ce qu'illustre la figure 32, où les caractéristiques de I en fonction de C sont tracées sous la tension de 47 v, déjà utilisée plus haut, avec des résistances additionnelles successives de 0 ; 3 ; 6 ; 9 et 30 ohms (2).

(1) On peut constater sur cette figure les variations de la résistance complémentaire en fonction de l'intensité de courant. Au moment de chaque maximum, on a en effet approximativement :

$$R_{1M} = \frac{U}{I_M}$$

en appelant R_{1M} la résistance totale, pour le courant maximum I_M . Celle-ci est, par exemple, de 11,9 ohms sous 35,5 v et 5,7 ohms seulement sous 120 v.

(2) On peut constater ici encore que le quotient $\frac{U}{I_M}$ est supérieur à la résistance et d'autant plus que le courant I_M est moins élevé.

(1) Si les pertes dans le fer étaient négligeables, la courbe 2 serait rectiligne et son prolongement passerait par l'origine des coordonnées.

(2) L'observation de ce dernier phénomène exige d'ailleurs qu'on emploie un des artifices signalés plus haut (III-B-4-1°) pour obtenir le fort courant à l'enclenchement, car on a toujours $U_L < U_3$.

(3) M. BOUCHEROT s'est placé lui-même dans des conditions où cette limite C_2 était pratiquement inaccessible.

(4) Lorsque C augmente indéfiniment, chaque courbe admet une asymptote horizontale dont l'ordonnée est égale au courant qu'absorbe la bobine sous la tension considérée.

Sur la courbe *e*, qui correspond à $R_a = 0$, on trouve seulement une capacité critique inférieure C_1 pour laquelle on passe brusquement du régime à faible courant au régime à fort courant; mais sur la suivante, on rencontre déjà la capacité critique supérieure C_2 , égale à $186 \mu F$, pour laquelle ce dernier régime disparaît à son tour. Lorsqu'on approche de C_2 , la branche de courbe à

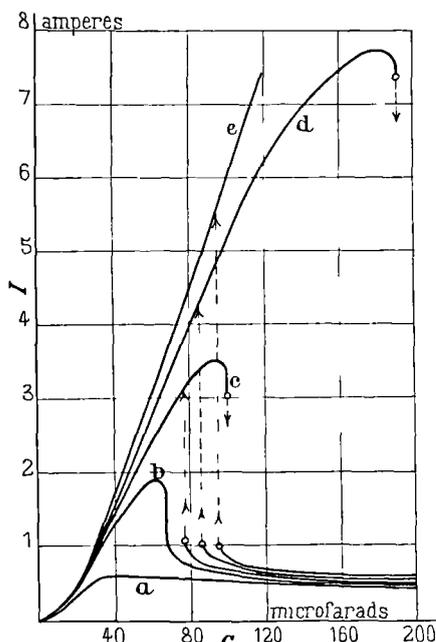


Fig. 32. — Caractéristiques $I = f(C)$, pour la bobine S_1 , $U = 47$ v et pour les valeurs suivantes de R_a : a, 30 ohms; b, 9 ohms; c, 6 ohms; d, 3 ohms; e, 0 ohm.

fort courant, dont la première partie était sensiblement rectiligne, s'incurve progressivement, passe par un maximum, puis sa tangente atteint rapidement la position verticale, qui marque la limite de stabilité. L'allure se conserve aux résistances plus élevées; cependant, les valeurs critiques C_1 et C_2 tendent l'une vers l'autre (toutes deux diminuent, mais C_2 plus rapidement), jusqu'à ce qu'elles se confondent, comme on l'observe ici pour une résistance additionnelle de 9 ohms (courbe b), à laquelle correspond une caractéristique à tangente d'inflexion verticale sans aucune instabilité irréversible. Aux résistances supérieures, les courbes sont entièrement stables et présentent un maximum de moins en moins accentué.

2° Généralisation des résultats précédents. — Le réseau de la figure 32 n'est encore qu'un cas particulier et l'on peut se demander comment se modifie l'allure des courbes et les valeurs critiques de la capacité, lorsque varie la tension appliquée. La réponse est fournie par la figure 27 qui nous a déjà servi à montrer l'évolution des courbes de la tension en fonction du courant, lorsque l'on modifie systématiquement la capacité et la résistance.

On y voit en particulier que, pour les faibles valeurs

de R , l'intervalle compris entre les capacités critiques C_1 et C_2 , est d'autant plus étendu que la tension est plus élevée. Pour $R = 3$ ohms, cet intervalle commence par croître avec C , puis demeure longtemps constant, car les courbes de U_1 et de U_2 en fonction de C sont devenues à peu près parallèles.

Pour les résistances supérieures, on voit apparaître le point limite L' , comme pour la bobine S_2 , et les caractéristiques correspondant aux tensions les plus élevées doivent être exemptes d'instabilité. Enfin, une valeur assez grande de la résistance stabilise toutes les caractéristiques, quelle que soit la tension sous laquelle on opère. Le même phénomène se produit évidemment avec la bobine S_2 , comme on le constate sur la figure 33, relative au même circuit que la figure

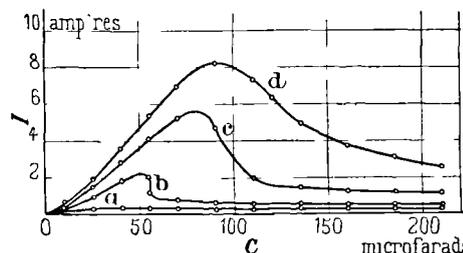


Fig. 33. — Caractéristiques $I = f(C)$ pour la bobine S_2 , $R = 12,5$ ohms, $f = 50$ p/s et les tensions appliquées suivantes: a, 20 v; b, 50 v; c, 85 v; d, 120 v.

31, mais avec une résistance de 12,5 ohms au lieu de 5,2 ohms.

Ces nouvelles courbes ne se distinguent de celles qu'on obtiendrait avec un circuit dont la bobine est dépourvue de fer, que par la dyssymétrie des deux versants du maximum (dyssymétrie qui s'atténue à mesure que la tension augmente) et le déplacement de son abscisse vers les fortes capacités, lorsqu'on passe de la courbe a à la courbe d.

3. RÉSEAUX DE CARACTÉRISTIQUES DE I EN FONCTION DE f POUR DIVERSES TENSIONS. — J'insisterai peu sur ces caractéristiques, déjà tracées en partie par plusieurs auteurs précités, et analogues, dans les grandes lignes, aux caractéristiques de I en fonction de C qui font l'objet du paragraphe précédent (1).

La figure 34, conforme aux publications antérieures, se rapporte à la bobine S_1 , en série avec $110 \mu F$. Pour toute tension supérieure à 19 v (courbes b et suivantes), on observe deux fréquences critiques f_1 et f_2 , pour lesquelles disparaît un des régimes de courant; pour la courbe d, la fréquence f_2 est en dehors du domaine exploré.

La figure 28, relative à la même bobine, explique que, contrairement à ce que nous avons observé pour

(1) La différence est surtout sensible avec la bobine S_1 ; d'une part, la branche à fort courant y est parabolique, tandis qu'elle est rectiligne pour les courbes de I en fonction de C ; d'autre part, l'action différente de la résistance effective modifie les circonstances engendrant l'instabilité.

les courbes de I en fonction de C , le régime à fort courant subsiste jusqu'à une fréquence nulle, quelle que soit la tension appliquée, puisque la courbe U_2 en fonction de f y est constamment croissante. La même circonstance fait qu'on atteint aisément la fréquence

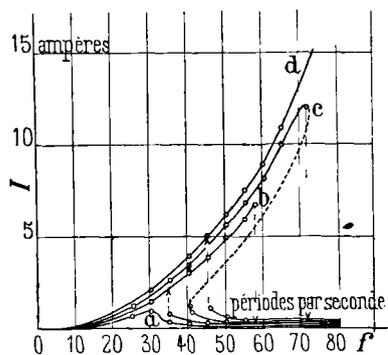


Fig. 34. — Caractéristiques $I = f(f)$, pour la bobine S_1 ; $C = 110 \mu F$ et les tensions appliquées suivantes : a, 16 v; b, 22 v; c, 31 v; d, 40 v.

critique supérieure f_2 , bien que la résistance soit négligeable.

Avec la bobine S_2 , le point limite supérieur L' devient lui-même accessible et conduit au réseau de la figure 35; les deux courbes supérieures, encore inédites, ne présentent aucune discontinuité, mais leur versant du côté des fréquences élevées est très escarpé,

comme pour une courbe de résonance de grande acuité ⁽¹⁾. Une résistance plus élevée stabiliserait

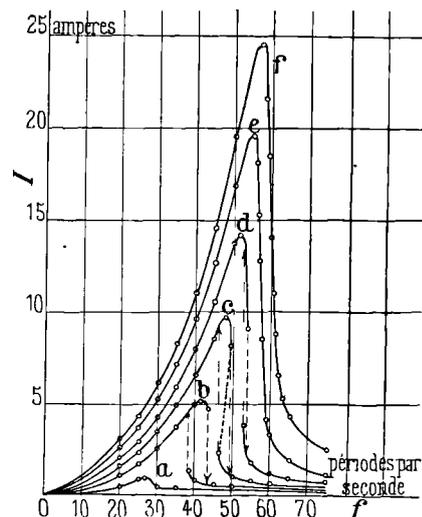


Fig. 35. — Caractéristiques $I = f(f)$, pour la bobine S_2 ; $C = 110 \mu F$ et les tensions appliquées suivantes : a, 18 v; b, 40 v; c, 65 v; d, 90 v; e, 120 v; f, 150 v.

toutes les courbes, comme nous l'avons vu pour les caractéristiques de I en fonction de C .

⁽¹⁾ On a donc dans ce domaine, sans superposition de courant continu, le résultat que Shunck et Zenneck recherchaient en vue de son application au réglage de la fréquence.

CHAPITRE V. — CARACTÉRISTIQUES DE I EN FONCTION DE R

A. Prédétermination sommaire. — Un réseau de courbes de I en fonction de R , correspondant à différentes tensions, se déduit graphiquement des caractéristiques de U en fonction de I tracées pour la même bobine, le même condensateur et diverses résistances, par une construction analogue à celle que j'indique pour la prédétermination des courbes de résonance.

Suivant que la caractéristique de la tension réactive revêtira la forme 1, 2, ou 3, de la figure 19 b, les réseaux servant de base à la construction seront conformes aux figures 36 a, 36 b ou 36 c. On voit aisément, sans même construire les courbes de I en fonction de R , que, dans les deux derniers cas, quelle que soit la tension utilisée, l'intensité de courant est une fonction uniforme de la résistance. Dans le premier cas, au contraire, l'intensité de courant reste une fonction uniforme aux tensions élevées, tandis qu'aux faibles

tensions, elle devient une fonction multiforme de R (¹). On peut encore, dans ce dernier cas, distinguer deux aspects différents des caractéristiques I en fonction de R . Les diverses caractéristiques U en fonction de I sont en effet entièrement situées entre l'axe des U et la courbe correspondant à une résistance nulle, de sorte que, pour une tension inférieure à $U_{1,0}$ (abscisse du sommet de cette courbe particulière) il existe une zone dans laquelle une droite parallèle à l'axe des I ne coupe aucune courbe du réseau, ce qui fournit une caractéristique théorique de I en fonction de R scindée en deux tronçons distincts, indépendamment de toute question relative à la stabilité des régimes expérimentaux.

Pour une tension supérieure, la parallèle à l'axe des I coupe au contraire une caractéristique en chacun de ses points, et la caractéristique théorique de I en fonction de R peut être tracée d'un trait continu.

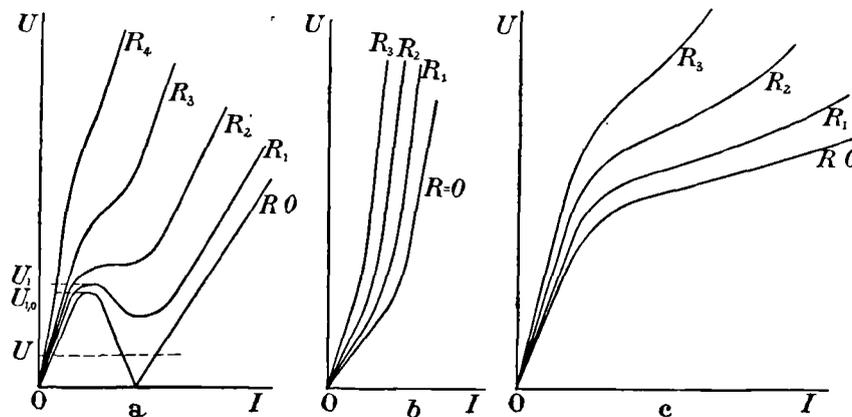


Fig. 36. — Courbes montrant l'allure théorique des réseaux de caractéristiques de la « tension en fonction du courant » pour diverses valeurs de la résistance : a, valeurs moyennes de $C\omega$; b, valeurs très petites de $C\omega$; c, valeurs très grandes de $C\omega$.

B. Résultats expérimentaux. — 1. RÉSEAUX DE CARACTÉRISTIQUES DE I EN FONCTION DE R , POUR DIVERSES TENSIONS. — Je reproduis ci-dessous les résultats obtenus à la fréquence 50 p/s avec la bobine S_2 et pour trois valeurs de la capacité, correspondant aux trois cas théoriques ci-dessus. Aux capacités faibles et moyennes, ils ne diffèrent pas essentiellement de ceux qu'on obtient en supprimant la bobine d'inductance sans fer et dont une partie a été publiée déjà par Casper, Hubmann et Zenneck. L'ensemble des résultats est conforme aux conclusions de la prédétermination sommaire, qu'on peut compléter par les quelques considérations physiques ci-dessous.

La figure 37 est relative à une capacité de 30 μF ; toutes les courbes y sont presque rectilignes, car le circuit n'approche de la résonance qu'aux faibles

intensités de courant ($C\omega^2 L_0 \approx 1$). Dans ces conditions, la résistance complémentaire atteint son maximum au moment de la résonance et celle-ci n'est pas aiguë, même sous une tension telle qu'elle soit à peu près réalisée lorsque la résistance additionnelle s'annule(²).

Avec 210 μF au contraire, on n'approche de la réso-

(¹) Pratiquement, I n'est une fonction multiforme de R qu'aux moyennes tensions et redevient uniforme aux tensions plus faibles, car le cas de résistance nulle est purement théorique et, en pratique, aucune caractéristique de U en fonction de I n'a un minimum sur l'axe des I .

(²) Cette tension serait ici de 35 v environ. Sous des tensions moindres, on n'approche jamais de la résonance; sous des tensions plus fortes, il faut, pour atteindre celle-ci, augmenter la résistance, ce qui compense la réduction de la réactance et rend encore les variations d'impédance moins sensibles.

nance que pour une intensité de courant très grande ($C\omega^2 L''_e \approx 1$). La réactance décroît donc constamment

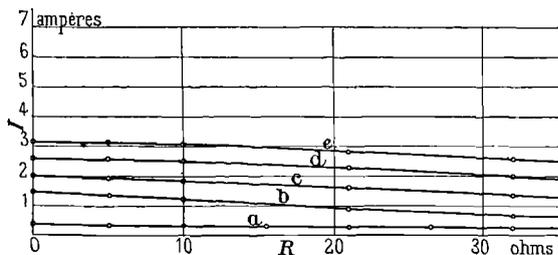


Fig. 37. — Caractéristiques $I = f(R)$ pour la bobine S_2 , $C = 30 \mu F$ et pour les tensions appliquées suivantes : a, 20 v; b, 50 v; c, 80 v; d, 120 v; e, 160 v.

à mesure que R tend vers zéro et d'autant plus que U est plus considérable; la résistance complémentaire décroît simultanément et plus on est près de la résonance, plus celle-ci devient aiguë. C'est bien ce que l'on constate sur la figure 38, où une même variation de résistance entraîne une variation de courant d'autant plus grande que la résistance totale est plus faible et la tension, plus élevée.

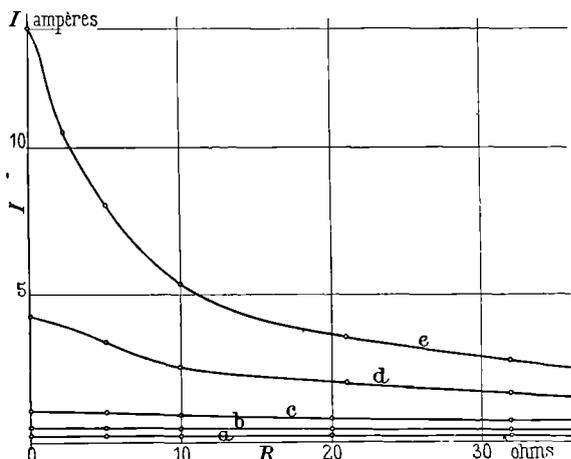


Fig. 38. — Caractéristiques $I = f(R)$ pour la bobine S_2 , $C = 210 \mu F$ et pour les tensions appliquées suivantes : a, 20 v; b, 50 v; c, 80 v; d, 120 v; e, 160 v.

La figure 39 nous montre enfin qu'avec $86 \mu F$ la courbure des caractéristiques change de signe entre 4 et 8 A, région dans laquelle la réactance passe par un minimum, lorsque la résonance est réalisée. Pour les tensions égales ou supérieures à 50 v (courbes b et suivantes) l'acuité de la résonance augmente à mesure que la tension diminue, puisqu'elle est atteinte pour des résistances de plus en plus faibles et l'inclinaison des caractéristiques passe par un maximum de plus en plus élevé. Il advient même, comme on le constate en b et c, que le coefficient angulaire tende à devenir négatif, ce qui engendre l'instabilité⁽¹⁾.

En b, on observe bien la dernière particularité

⁽¹⁾ La résistance critique pour laquelle disparaît le fort courant est celle qu'avaient prévue Starke et Margand.

annoncée au paragraphe précédent : Cette caractéristique n'est pas la seule à se composer de deux arcs distincts, car à cause de l'instabilité du régime intermédiaire, toute une série de courbes se trouve pratiquement scindée en deux branches, l'une à fort, l'autre à faible courant. Mais dans ce cas particulier, il n'est pas possible de passer alternativement d'un régime à l'autre, par des variations successives et inverses de la résistance. Une augmentation continue de celle-ci ramène bien toujours au faible courant, à partir du fort courant, supposé d'abord établi, mais R peut alors diminuer jusqu'à zéro sans que ce dernier régime se rétablisse spontanément. On ne peut retrouver celui-ci qu'à l'enclenchement ou par un des artifices décrits plus hauts. (III-B-4-1°.)

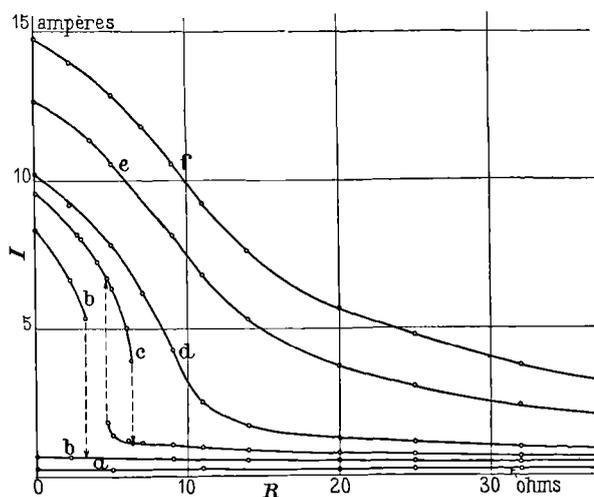


Fig. 39. — Caractéristiques $I = f(R)$ pour la bobine S_2 , $C = 86,2 \mu F$ et pour les tensions appliquées suivantes : a, 20 v; b, 50 v; c, 65 v; d, 80 v; e, 120 v; f, 160 v.

2. GÉNÉRALISATION DES RÉSULTATS PRÉCÉDENTS. — On peut étendre ces résultats à une capacité et une tension quelconques, pour la fréquence de 50 p. s, au moyen d'un réseau de courbes de « Tensions critiques en fonction de la résistance » correspondant à cette fréquence et à diverses capacités. J'ai déjà tracé ce réseau pour la bobine S_1 (fig. 29) et signalé qu'il existait un seul point limite, pour chaque valeur de C telle que

$$\omega L''_e < \frac{1}{C\omega} < \omega L'_e.$$

Si la capacité est extérieure à cet intervalle, la courbe de I en fonction de R a l'aspect de celles de la figure 38 ou de la figure 37.

Dans le cas contraire, si la tension appliquée est supérieure à U_L , l'allure est celle obtenue en d, e ou f, (fig. 39). Pour une tension peu inférieure à U_L , suivant que l'horizontale de cote U coupe à la fois 1 et 2 (fig. 29) ou seulement la seconde, l'allure des courbes est celle observée en c ou b. La caractéristique a même forme que a, pour toute tension inférieure à la plus petite ordonnée de la courbe 2.

CHAPITRE VI. — INFLUENCE DE L'IMPÉDANCE DE LA SOURCE. — STABILITÉ DES DIVERS RÉGIMES

Je compléterai, dans les paragraphes suivants, les données théoriques et expérimentales relatives aux caractéristiques de la tension en fonction du courant, en vue de répondre aux deux questions suivantes, fort importantes en pratique : quel est le criterium de stabilité ou d'instabilité de tel ou tel régime théoriquement possible, et quelles sont les limites respectives d'existence de chacun des deux régimes stables ⁽¹⁾.

A. Influence de l'impédance de la source sur les limites de stabilité des régimes permanents. — Lorsque la caractéristique théorique ⁽²⁾ présente un maximum et un minimum, comme la courbe Γ de la figure 40, on ne peut, en général, relever expérimentalement que deux branches isolées, tracées en trait

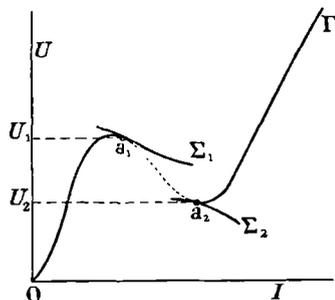


Fig. 40. — Construction graphique pour la détermination des conditions critiques : Σ_1 et Σ_2 , caractéristiques externes du générateur ; Γ , caractéristique de la tension en fonction du courant du récepteur.

fort, limitées en deux points a_1 et a_2 ; lorsqu'on atteint l'un de ceux-ci par une variation continue de la tension appliquée, le point de fonctionnement passe brusquement sur la branche opposée ⁽³⁾. L'expérience montre que ces limites ne dépendent pas seulement du circuit étudié, mais encore de l'impédance intérieure de la source (III-B-2) : c'est bien ce que la théorie fait prévoir. Tout point de fonctionnement se trouve en effet, simultanément, sur la courbe Γ et sur la caractéristique externe Σ de la source, qui correspond à la force électromotrice utilisée ⁽⁴⁾. Les points critiques a_1 et a_2

⁽¹⁾ Toutes les autres caractéristiques pouvant se déduire, comme nous l'avons vu, des courbes de U en fonction de I convenablement groupées en réseaux, il suffit de discuter la stabilité sur ces dernières.

⁽²⁾ Supposons que celle-ci puisse être calculée exactement ; nous verrons au chapitre suivant dans quelle mesure la chose est possible.

⁽³⁾ Les ordonnées de ces points déterminent les « tensions critiques » U_1 et U_2 définies au chapitre III.

⁽⁴⁾ Nous savons qu'en courant alternatif, la caractéristique externe n'est définie que lorsqu'on se donne le déphasage φ du courant débité. On considère généralement un réseau de caractéristiques à déphasage constant, qui sont

correspondent à des conditions telles, que les caractéristiques Σ_1 et Σ_2 soient tangentes à Γ en ces points.

1. SOURCE D'IMPÉDANCE NÉGLIGEABLE. — C'est ce cas que j'ai cherché à réaliser au cours des expériences précédentes : je n'y suis parvenu assez exactement que pour les essais exécutés sur le réseau. Dans ces conditions, la tension aux bornes des récepteurs est égale à la force électromotrice du générateur, quelles que soient l'amplitude et la phase du courant débité ; les caractéristiques externes sont des droites horizontales et les points a_1 et a_2 se confondent avec le maximum et le minimum de Γ (fig. 41) ⁽¹⁾.

Les brusques changements de régime se font à tension constante, c'est-à-dire que le point de fonctionnement passe de a_1 en a'_1 sur la même horizontale de cote U_1 ou de a_2 en a'_2 sur l'horizontale de cote U_2 . C'est ce que nous avons observé aux paragraphes III-B-1 et III-B-3 (approximativement).

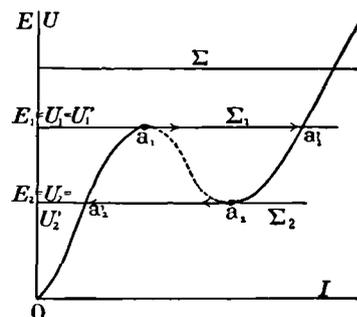


Fig. 41. — Exemple de détermination des conditions critiques pour une source d'impédance négligeable.

2. SOURCE DONT L'IMPÉDANCE N'EST PAS NÉGLIGEABLE. — La tension aux bornes du récepteur n'est plus égale à la force électromotrice du générateur. Si l'on désigne par Z' l'impédance interne, de composantes R' et L' , on peut écrire

$$E^2 - U^2 = Z'^2 I^2 + 2(R' \cos \varphi + L' \omega \sin \varphi) UI. \quad (7)$$

Les conséquences qui en découlent dépendent des valeurs respectives de R' et L' , mais les faits suivants s'observent dans tous les cas : 1° Les limites de stabi-

des branches d'ellipses, passant par deux points fixes sur les axes de coordonnées. La caractéristique Σ que je considère ici doit être définie différemment ; c'est une « caractéristique à déphasage variable », pour laquelle le déphasage correspondant à une valeur déterminée du courant est le même que dans le circuit récepteur.

Pour être complet, il faudrait même prendre une convention analogue en ce qui concerne la forme du courant.

⁽¹⁾ Il s'agit ici de limites théoriques ; en pratique, le dernier point accessible à la mesure sera un peu en deçà ou au delà.

lité a_1 , et a_2 ne sont plus confondues avec le maximum et le minimum de la courbe Γ ; 2° Lors des changements brusques de régime, la tension et le courant varient simultanément.

1° *Source uniquement résistante.* — Ce cas est celui d'un alternateur à faible réaction magnétique d'induit et fuites modérées, en série avec un rhéostat.

a) *Considérations théoriques.* — La formule (7) se réduit à

$$E^2 - U^2 = R'^2 I^2 + 2 R' I U \cos \varphi. \quad (8)$$

Cette différence est positive, quel que soit le déphasage dans le circuit récepteur ; elle croît avec le courant, et d'autant plus rapidement que la résistance interne R' est plus élevée.

Pour les faibles valeurs de R' (fig. 42) on doit donc observer encore des variations discontinues et irréversibles de l'intensité de courant, mais les limites de stabilité a_1 et a_2 se situent entre le maximum et le minimum, sur la branche intermédiaire à pente négative.

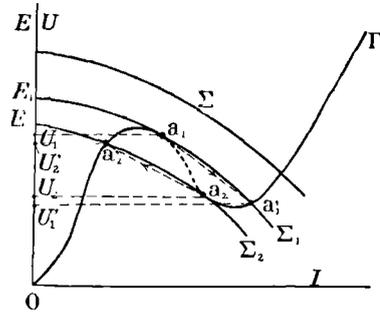


Fig. 42. — Exemple de détermination des conditions critiques pour une source uniquement résistante.

tive. La tension décroît de U_1 à U_1' lorsqu'on passe du faible courant au fort courant ; lors du retour au faible courant, elle doit croître de U_2 à U_2' .

Si la résistance interne augmente, progressivement, l'inclinaison des courbes Σ devenant plus grande, les points de tangence a_1 et a_2 doivent se rapprocher peu à peu, puis se confondre et enfin disparaître. Lorsque cette limite est dépassée, à une valeur quelconque de la force électromotrice, correspond toujours une seule valeur du courant et la courbe Γ toute entière doit pouvoir être décrite expérimentalement d'une façon continue (1).

b) *Contrôle expérimental. Influence des harmoniques de courant.* — Les essais effectués confirment bien cette propriété, mais les résultats en sont compliqués par un second phénomène dû à ce que, la chute de tension dans la résistance interne ayant même forme d'onde que le courant, la tension $u = e - R'i$ n'est plus sinusoïdale. La caractéristique de U en fonction de I , rele-

(1) Ce résultat est en liaison intime avec l'influence de la résistance du circuit récepteur mise en évidence au paragraphe III-B 3. Il est obtenu dès que la résistance globale $R' + R$ du circuit fermé est supérieure à la valeur limite R_{11} , au delà de laquelle la caractéristique de E en fonction de I , de ce circuit, ne présente plus ni maximum ni minimum.

vée dans ces conditions, ne se confond plus avec celle qu'on obtiendrait avec une source d'impédance nulle ; le récepteur admet, en réalité, une caractéristique différente pour chaque valeur de la résistance de la source.

L'effet produit est considérable ; on peut en juger par les courbes de la figure 43, relative à la bobine S_1 avec condensateur de $116 \mu F$ et diverses valeurs de R' (1).

La caractéristique se relève peu à peu, à mesure que R' augmente, en même temps que les limites de stabilité se déplacent dans le sens annoncé. Ce relèvement étant d'autant plus considérable que l'intensité du courant est plus grande, l'ondulation de la caractéristique s'atténue peu à peu et pour $R' = 70$ ohms (courbe e) elle ne présente plus ni maximum ni minimum, bien que le circuit récepteur n'ait pas changé. A proprement parler, la caractéristique de U en fonction de I du circuit récepteur, alimenté sous tension sinusoïdale, ne peut donc pas être relevée expérimentalement sur toute sa longueur, puisque, lorsque la résistance de la source est suffisante pour supprimer toute instabilité, c'est une caractéristique nettement différente qu'on obtient (2).

2° *Source dont la réactance interne est prépondérante.* — Ce cas est celui d'un alternateur de faible puissance sans rhéostat en série.

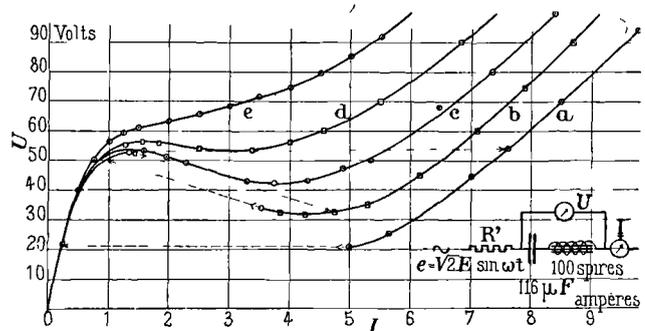


Fig. 43. — Caractéristiques de la « tension en fonction du courant » d'un même récepteur, pour $f = 50$ p. s et les résistances internes R' de la source suivantes : a, 0 ohm ; b, 6 ohms ; c, 12 ohms ; d, 30 ohms, e, 70 ohms.

La différence $E^2 - U^2$ demeure encore positive tant que le courant débité est déphasé en arrière, c'est-à-dire, pour toute la région à faible courant ; elle peut

(1) Le phénomène, étant lié à la déformation du courant débité, doit être d'autant plus accentué que la caractéristique magnétique de la bobine réceptrice est plus fortement coudée et la capacité moindre (VIII-B-2-1°).

(2) A plus forte raison est-il impossible de relever cette courbe correctement avec une source à force électromotrice constante, en créant une chute de tension variable dans un rhéostat monté en série avec le récepteur. M. Kalantaroff (loc. cit.), qui effectue par ce procédé les expériences de contrôle de ses intéressants calculs, signale sans l'expliquer que la caractéristique se transforme lorsqu'on change le mode de réglage. Il ne cherche pas à éliminer cette difficulté et les renseignements qu'il donne sur les conditions de ses expériences sont insuffisants pour permettre de les discuter en détail.

devenir négative s'il est suffisamment déphasé en avance, c'est-à-dire pour la région à fort courant.

En conséquence, les limites de stabilité doivent se trouver reportées, comme l'indique la figure 44, en a_1 au delà du maximum, sur la branche à pente négative et a_2 au delà du minimum, sur la branche à fort courant.

Pour la même raison, la tension peut croître de U_1 à U'_1 lorsqu'on passe du faible courant au fort courant et croître encore de U_2 à U'_2 lorsqu'on revient au faible courant. (Il peut aussi en être autrement).

J'ai contrôlé expérimentalement qu'on parvient encore à tracer la caractéristique de U en fonction de I en entier, en disposant en série avec la source une self-inductance assez grande pour que la caractéristique de E en fonction de I soit constamment croissante. Toutefois, les harmoniques étant relativement plus importants dans la chute de tension réactive que dans le courant, la courbe obtenue diffère encore plus de la caractéristique théorique, que lorsque la source est uniquement résistante (1).

Les conclusions précédentes sont parfaitement conformes aux observations que j'ai pu faire lors de l'emploi d'une source de puissance minimale (sans autre impédance intercalée entre la source et le récepteur).

La courbe 1 de la figure 45 est relevée avec l'alternateur de 12,5 Kv-A, alimentant directement le récepteur; la machine est peu saturée, et la réaction magnétique d'induit ajoute ses effets à ceux de la réactance interne. La courbe 2, obtenue en combinant le même alternateur avec régulateur d'induction et transformateur abaisseur de tension, peut être considérée comme pratiquement confondue avec la courbe expérimentale que fournirait une source d'impédance parfaitement nulle (cas purement idéal).

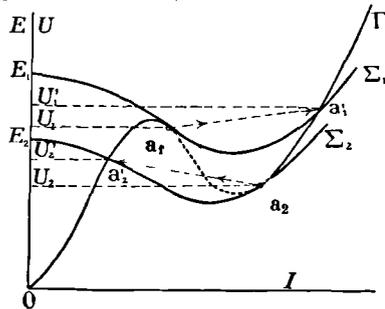


Fig. 44. — Construction graphique permettant de déterminer les conditions critiques pour une source dont la réactance interne est prépondérante.

B. Remarque sur l'instabilité du régime intermédiaire. Criterium de stabilité des régimes théorique-

(1) On pourrait se proposer d'effectuer le relevé, avec une déformation moindre, en créant la chute de tension dans une capacité. On y parvient dans une certaine mesure, et l'amélioration est considérable, mais pour stabiliser la caractéristique sur toute sa longueur, il faut réduire considérablement la capacité résultante et l'on est limité dans cette voie par les phénomènes décrits au chapitre IX, qui se produisent déjà pour des inductions assez faibles.

ment possibles. — En définitive, la possibilité d'obtenir, en régime stable, un courant d'intensité efficace donnée, ne peut être discutée d'après la seule allure de la caractéristique de U en fonction de I du récep-

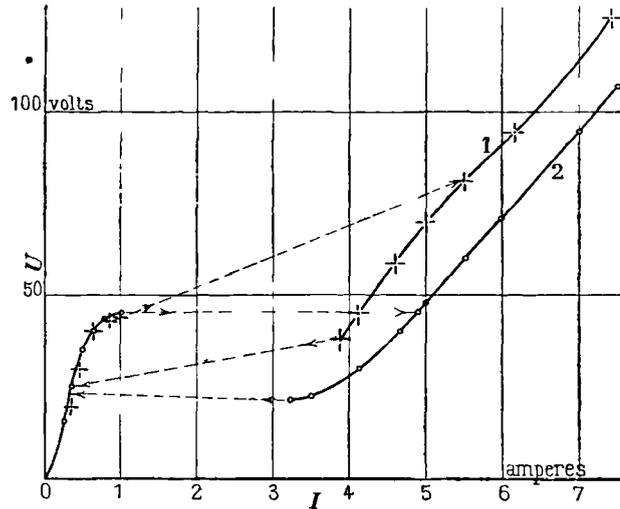


Fig. 45. — Courbes montrant l'influence du mode de réglage de la tension appliquée avec une source de faible puissance, $C = 86,2 \mu F$ et $f = 50$ p : s : 1, réglage par l'excitation de l'alternateur; 2, réglage par régulateur à induction.

teur, au voisinage du point d'abscisse I , indépendamment des caractéristiques de la source dont on dispose pour réaliser l'expérience (1).

Les raisonnements et expériences précédents montrent toutefois à l'évidence que, quelle que soit l'impédance de la source, lorsque la caractéristique Γ ne peut être relevée en entier, par variation progressive de la force électromotrice, la portion de courbe inaccessible à la mesure correspond à des intensités de courant intermédiaires entre celles des deux branches qu'on peut décrire expérimentalement. Il n'en résulte pas nécessairement, à priori, que les régimes correspondant à cette branche intermédiaire ne puissent être réalisés, par application directe d'une force électromotrice telle, que la théorie y fasse correspondre trois régimes d'intensités de courant différentes. Pourtant l'expérience tentée dans ces conditions n'a jamais permis de réaliser que le faible courant et le fort courant.

Je montrerai lors de l'étude des régimes transitoires que le « régime intermédiaire » peut bien être observé pendant quelques instants, mais ne parvient pas à se maintenir en régime permanent. On doit donc conclure que, pour le circuit considéré, les seuls régimes

(1) C'est donc s'exprimer improprement que prétendre, comme le fait M Kalantaroff : « relever une caractéristique sur toute sa longueur, y compris la région instable » ; il est plus correct de dire : y compris « ses parties descendantes » comme il le fait à un autre endroit, en parlant du même phénomène.

stables de ferro-résonance fondamentale⁽¹⁾ sont ceux qu'on peut réaliser par variation progressive de la force électromotrice et ceci dispenserait de définir autrement le criterium de stabilité. On peut cependant l'exprimer encore, comme le font sans démonstration plusieurs auteurs précités, en fonction des coefficients angulaires des courbes Γ et Σ , aux points d'intersection qui définissent les régimes théoriquement possibles. D'après cette conception, le régime théorique est instable si le coefficient angulaire $\frac{dU}{dI}$ de la caractéristique Γ (récepteur) est inférieur, en valeur algébrique, à celui de la caractéristique externe Σ (source)⁽²⁾.

M. Kalantaroff précise que le phénomène observé dans ce domaine est comparable à celui qui se produit pour l'arc électrique, dans la région où sa caractéristique a une pente négative. L'allure comparable des caractéristiques est, bien entendu,

⁽¹⁾ Voir chapitres IX et XVII.

⁽²⁾ SCHUNCK et ZENNECK. *Loc. cit.*

L. CASPER, K. HUBMANN et J. ZENNECK. *Loc. cit.*

H. STARKE. *Loc. cit.*

M. MARGAND se rallie au même avis, dans une note inédite qu'il m'a adressée au cours de mes recherches.

Il est toujours indispensable de préciser, comme au paragraphe A, quelle caractéristique on considère pour le générateur, ce que ne fait aucun des auteurs précités.

la seule base de cette analogie, mais comme le raisonnement que l'on fait pour discuter la stabilité de l'arc ne fait pas intervenir le processus physique du phénomène, on peut l'appliquer à la ferro-résonance. On ne peut pourtant pas généraliser le procédé, comme le pense Kalantaroff; les conclusions auxquelles il aboutit sont acceptables pour la ferro-résonance en série, car l'impédance du récepteur est alors parfaitement déterminée pour chaque valeur du courant; j'ai montré qu'elles pouvaient ne plus l'être pour des circuits plus compliqués⁽¹⁾. De toutes façons, les modifications que subit le tracé de la courbe Γ , dès que l'impédance de la source n'est pas négligeable, réduisent beaucoup l'intérêt pratique du criterium de stabilité envisagé sous cette forme, puisqu'alors la caractéristique du récepteur n'est pas bien connue a priori.

Si l'on veut prédéterminer un régime de courant et discuter a priori sa stabilité, le seul procédé présentant des garanties d'exactitude suffisantes consiste à raisonner sur la caractéristique E en fonction de I , tracée pour le circuit fermé, pour laquelle l'instabilité s'étend à toute la branche à pente négative.

⁽¹⁾ Edmond ROUELLE; Les caractéristiques et la stabilité des circuits ferro-résonnants (circuits oscillants comportant des bobines à noyau de fer). *Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences*, 27 mai 1929, t. CLXXXVIII, p. 1392-1394, reproduit dans la *Revue générale de l'Electricité*, 31 août 1929, t. XXVI, p. 326-327.

CHAPITRE VII. — PRÉDÉTERMINATION DES CARACTÉRISTIQUES

Le relevé expérimental des diverses caractéristiques, décrit aux chapitres III, IV et V, a montré que toutes les particularités de celles-ci étaient, qualitativement, conformes aux conclusions de la prédétermination sommaire qui a guidé mes recherches. Celle-ci demeure toutefois impropre à l'évaluation quantitative du courant, ou des diverses tensions, qui prennent naissance dans des conditions déterminées. Les procédés de calcul mis en œuvre par les divers auteurs précités manquent eux-mêmes de précision. Je me propose d'exposer dans le présent chapitre, comment on peut en améliorer les résultats.

Je ne considérerai, ici encore, que les caractéristiques U en fonction de I , puisqu'on peut en déduire toutes les autres.

A. Nature et causes des divergences observées entre les courbes expérimentales et celles qu'on détermine par un calcul approché. — J'ai rappelé plus haut par quelles méthodes Bethenod, Martienssen, Boucherot, Zenneck, effectuaient la prédétermination approximative des caractéristiques de ferro-résonance; les meilleurs résultats sont obtenus par Martienssen, le seul qui ait entrepris, d'ailleurs, une vérification quantitative. Le procédé utilisé par ce dernier équivaut à calculer la tension U , qui doit correspondre à une intensité de courant I , en additionnant géométriquement les composantes active et réactive de cette tension, déduites de caractéristiques expérimentales de la bobine et du condensateur; soit, avec les approximations usuelles (III-A-1) :

$$U' = U'_s, \quad (9)$$

$$U'' = \left[U''_s - \frac{I}{C\omega} \right]. \quad (10)$$

La figure 46 établit la comparaison entre la courbe 1, calculée par cette méthode pour un circuit déterminé, et la courbe 2 relevée expérimentalement sur le même circuit (*). Dans la région à faible courant, les ordonnées de la première sont légèrement inférieures à celles de la seconde; le contraire a lieu dans la région à fort courant, à partir d'une intensité peu supérieure à celle qui correspond au minimum de la tension. Les causes de l'écart observé sont multiples; on peut les analyser comme il suit :

1. VARIATION DE LA FORME D'ONDE ENTRE LA FERRO-RÉSONANCE ET L'ESSAI DE LA BOBINE. — Tout d'abord, en sup-

(*) Martienssen a déjà publié une figure analogue; l'écart qu'il observe est encore plus considérable, mais pourrait être dû en partie à l'impédance de la source, car il semble n'avoir pris aucune précaution spéciale pour la rendre négligeable.

posant même que les relations (9) et (10) s'appliquent exactement aux grandeurs U'_s et U''_s , mesurées pour l'intensité de courant I , au cours de la ferro-résonance (avec une capacité déterminée), elles ne s'appliqueraient pas aux mêmes grandeurs mesurées au cours de l'essai de la bobine seule, sous tension sinusoïdale. La résistance et la self-inductance effectives dépendent, en effet, non seulement de l'intensité efficace du courant, mais de sa forme, et cette forme varie d'un essai à l'autre. La figure 46 établit encore la comparaison pour le circuit considéré, d'une part, entre les courbes 3 et 4 représentant les variations de la tension active, d'autre part, entre les courbes 5 et 6 représentant les variations de la tension réactive aux bornes de la bobine, au cours de ces deux essais différents. Les courbes cor-

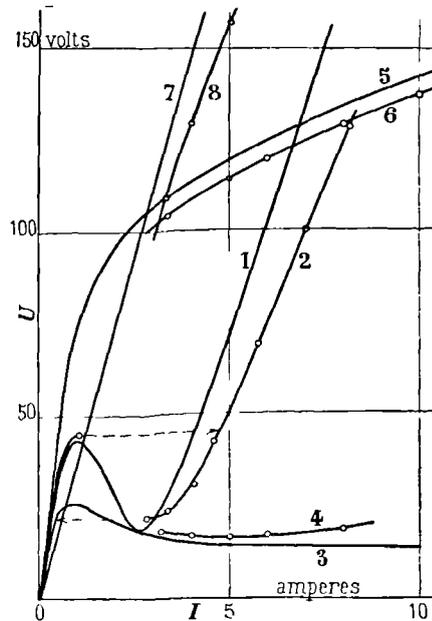


Fig. 46. — Caractéristiques de la tension en fonction du courant pour la bobine S_1 , $C = 86,2 \mu F$ et $f = 50 p : s$, permettant de comparer les courbes expérimentales et celles prédéterminées par la méthode de Martienssen : 1, courbe calculée, et 2, courbe mesurée du circuit résultant; 3, courbe calculée, et 4, courbe mesurée de la composante active de la tension aux bornes de la bobine; 5, courbe calculée, et 6, courbe mesurée de la composante réactive de la tension aux bornes de la bobine; 7, courbe calculée et 8, courbe mesurée de la tension aux bornes du condensateur.

respondant à la ferro-résonance sont limitées au régime stable de forte intensité de courant; les positions qu'elles occupent par rapport aux deux autres (tension active plus élevée, tension réactive de self-induction moindre) s'expliquent par la déformation plus grande

du courant. A une même intensité efficace du courant correspond en effet une plus grande induction maximum, donc des pertes plus considérables et une self-inductance effective plus faible (1). Il devrait, par contre, en résulter une caractéristique U en fonction de I mesurée, d'ordonnées supérieures à celles de la caractéristique calculée, à l'inverse de ce que nous avons constaté. Le changement de forme du courant, entre l'essai de la bobine seule et la ferro-résonance n'est donc pas, comme le pensait Martienssen, la cause principale de l'écart observé entre la caractéristique calculée et la courbe expérimentale; il compense, au contraire, en partie, un écart plus considérable, qui doit être attribué à une autre cause.

2. COMPOSITION INCORRECTE DES TENSIONS. — Cette seconde cause, qui réside évidemment dans l'inexactitude de la relation (10), peut elle-même être décomposée comme il suit : D'une part, la relation

$$u'' = u''_s + v'',$$

valable entre les composantes réactives instantanées des diverses tensions, n'est pas applicable aux valeurs efficaces, car ces tensions ne sont pas de même forme. D'autre part, la tension réactive de capacité n'est égale à $\frac{I}{C\omega}$ que dans le cas où le courant est sinusoïdal; en réalité, elle reste bien inférieure à ce terme, car les harmoniques y sont relativement moindres que dans le courant.

3. CONTRÔLE EXPÉRIMENTAL ET DISCUSSION. — On voit sur la figure 46 que la courbe 8, représentant les variations de la tension V au cours de la ferro-résonance (2), est très en dessous de la courbe 7, qui représente $\frac{I}{C\omega}$; la différence entre les ordonnées des deux courbes augmente avec l'intensité du courant et suffit à peu près à expliquer l'écart observé entre les courbes 1 et 2, dans toute la zone de fort courant.

L'erreur due à la composition incorrecte des tensions réactives, entre elles ou avec la tension active, est surtout sensible au minimum de la caractéristique. L'application de la formule (10) conduit, en effet, à admettre que la tension réactive résultante s'annule au point de concours des courbes 6 et 8; dès lors, puisqu'on a en toute rigueur

$$U^2 = U'^2 + U''^2,$$

la caractéristique U en fonction de I devrait, pour

(1) L'augmentation de U' est aussi due en partie aux pertes diélectriques du condensateur dont je n'ai pas tenu compte dans le calcul, mais ceci ne change rien aux conclusions que je tire de la comparaison.

(2) Cette courbe doit être relevée au voltmètre électrostatique ainsi que la courbe 6, si l'on veut éviter des erreurs importantes qu'engendrerait la consommation des autres types de voltmètres.

l'intensité correspondante du courant, être tangente à la courbe 4. L'expérience montre qu'il n'en est rien; l'ordonnée du minimum observé est supérieure à celle que fournit le calcul approché, ce phénomène est d'ailleurs facile à prévoir. Considérons, en effet, la composante fondamentale i_1 du courant, déphasée d'un angle φ_1 sur la tension u . Cette dernière étant sinusoïdale, la puissance P consommée dans le circuit peut s'écrire

$$P = UI_1 \cos \varphi_1,$$

d'où

$$U = \frac{P}{I_1 \cos \varphi_1} = U' \frac{I}{I_1 \cos \varphi_1}. \quad (11)$$

Cette dernière formule montre que la tension U reste toujours supérieure à sa composante active, contrairement à ce que laisse supposer la formule (10). Le minimum de U correspond sensiblement au maximum de $\cos \varphi_1$, car U' et $\frac{I}{I_1}$ ne varient que lentement en fonction de I ; on a alors

$$\frac{U}{U'} = \frac{I}{I_1};$$

la courbe 2 doit donc, en son minimum, s'approcher d'autant plus de la courbe 4 (pour une résistance donnée du circuit) que le courant est moins déformé. J'ai constaté effectivement (III-B-1-2°) que l'écart entre ces deux courbes est à peu près nul, pour les circuits comportant une bobine supplémentaire dépourvue de noyau de fer (malgré une augmentation sensible de la résistance). La figure 47, relevée avec noyau de per-

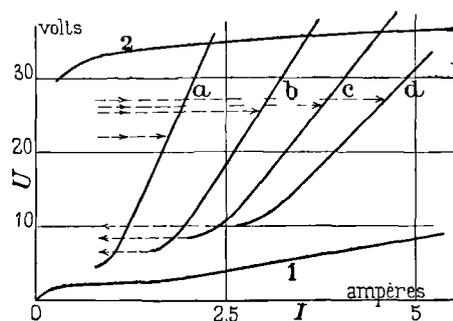


Fig. 47. — Caractéristiques de la tension en fonction du courant pour une bobine à noyau de permalloy C pour les valeurs suivantes de la capacité : a, 50,2 μF ; b, 86,2 μF ; c, 116 μF ; d, 150 μF ; 1, courbe représentant U'_s ; 2, courbe représentant U''_s .

malloy C, montre que l'écart est, relativement, bien plus considérable lorsque la caractéristique magnétique de la bobine est plus fortement coudée (1).

(1) Pour des capacités comprises entre 50 et 150 μF la valeur moyenne du rapport $\frac{U}{U'}$, au minimum de la caractéristique, est d'environ 2,5 au lieu de 1,15 environ dans le cas de la figure 46.

B. Amélioration de la méthode de prédétermination.
 — 1. CONVENTIONS ET FORMULES. — Les erreurs analysées plus haut proviennent de ce que l'on a effectué le calcul en supposant le courant sinusoïdal; on aura une meilleure approximation en admettant qu'il a même forme que dans l'essai de la bobine seule (1). Une justification en sera fournie plus loin (VIII-B-1-1^o-a).

D'après cette hypothèse, la tension u_s doit être considérée comme pratiquement sinusoïdale. Nous admettrons de même que la tension v se confond avec son terme fondamental :

$$\frac{1}{C} \int i_1 dt.$$

Dans ces conditions, la somme $u_s + v$ sera bien sinusoïdale; il reste à déterminer les phases relatives à ces deux tensions, pour effectuer correctement l'addition géométrique de leurs valeurs efficaces. Je définis ces phases par rapport au terme fondamental i_1 du courant qui, sous tension sinusoïdale, contribue seul à la production de puissance active.

Les pertes du condensateur étant négligées, v est en quadrature avec i_1 (2). La puissance P étant entièrement consommée dans la bobine, u_s est déphasée sur i_1 d'un angle ψ_1 tel que

$$\cos \psi_1 = \frac{P}{U_s I_1}.$$

Cette tension peut donc être assimilée à la somme de deux composantes sinusoïdales (ou supposées telles), u'_{s1} et u''_{s1} , dont les valeurs efficaces sont définies par les relations

$$U_{s1} \cos \psi_1 = \frac{P}{I_1}, \quad (12)$$

$$U''_{s1} = U_s \sin \psi_1 = \sqrt{U_s^2 - U_{s1}^2}.$$

Cette dernière est en opposition de phase avec v , de telle sorte que les composantes sinusoïdales de u , en quadrature ou en phase avec i_1 , se calculent comme il suit :

$$U''_1 = |U''_{s1} - V|,$$

$$U'_1 = U'_{s1},$$

et l'on a

$$U = \sqrt{U_{s1}^2 + \left(U''_{s1} - \frac{I_1}{C\omega} \right)^2}. \quad (13)$$

(1) Cependant l'étude des harmoniques, dont les résultats sont reproduits au chapitre suivant, nous apprend que ce procédé n'introduira qu'une correction encore insuffisante, le courant étant toujours plus déformé dans la ferro-résonance, et d'autant plus que la capacité est plus faible; les erreurs resteront donc de même sens que celles que j'ai signalées.

(2) Dans le cas contraire, l'essai du condensateur, sous tension sinusoïdale, permettrait de définir une composante active v' , et une composante réactive v''_1 comme je le fais plus loin pour u_s .

Remarque. — Dans ces conditions, la tension réactive U''_1 s'annule effectivement lorsqu'on a

$$U''_{s1} = \frac{I_1}{C\omega}.$$

Cette égalité peut donc être considérée, à proprement parler, comme la condition de résonance à la fréquence fondamentale, pour le circuit considéré. A ce moment, les tensions U_{s1} et $\frac{I_1}{C\omega}$ sont très voisines; la première est pourtant un peu supérieure, car la composante U'_{s1} n'est jamais nulle; on a donc encore $U_s > V$.

2. APPLICATION DE LA MÉTHODE. — 1^o Bobine S_1 . — Pour déterminer un point de la caractéristique $U = f(I)$, fixons-nous l'abscisse I de ce point. Dans l'essai de la bobine, la tension et la puissance correspondant à I étaient respectivement U_s et P ; le courant fondamental était I_1 . Ces trois grandeurs conservent les mêmes valeurs dans le cas de la ferro-résonance; les formules (12) et (13) donnent alors l'ordonnée U du point considéré.

La figure 48 reproduit en 1, 2 et 3 les courbes $U'_{s1} = f(I)$, $U''_{s1} = f(I)$ et $I_1 = f(I)$ relevées pour la bobine S_1 (1); la courbe $\frac{I_1}{C\omega} = f(I)$ est tracée en 4, à la même échelle que les deux premières, pour une capacité de 86,2 μF . La caractéristique 5, calculée par cette méthode, et la caractéristique 6 en trait ponctué, relevée expérimentalement, sont pratiquement confondues dans la région la plus intéressante, celle où plusieurs régimes permanents sont possibles. Elles s'écartent ensuite progressivement, en raison de la déformation croissante du courant (mais l'amélioration par rapport au calcul primitif (points au centre d'un carré) est néanmoins considérable.

J'ai vérifié que le procédé demeure avantageux pour toute capacité comprise entre 15 et 210 μF (il doit l'être encore, à plus forte raison, pour des capacités supérieures).

2^o Circuits comportant une bobine sans fer ou une résistance supplémentaire en série. — Le courant dans ces circuits étant moins déformé, on obtient des résultats encore meilleurs, à condition que, comme je l'ai déjà dit plus haut, les self-inductances ou résistances supplémentaires soient considérées comme faisant partie de la bobine à noyau de fer et montées en série avec elle, pour le relevé des courbes U''_{s1} et U'_{s1} . Je

(1) La bobine est essayée avec tous les fils de connexion et, s'il y a lieu, les résistances supplémentaires introduites dans le circuit ferro-résonnant, de telle sorte qu'on mesure bien la puissance P dissipée dans tout le circuit (si le condensateur est sans pertes). I_1 est mesuré avec l'ampèremètre à résonance; à défaut de cet appareil, la connaissance de la caractéristique magnétique permet de l'évaluer, graphiquement, ou algébriquement. En pratique, on peut se borner à effectuer l'opération pour une seule valeur de I , puisque nous voyons que la courbe $I_1 = f(I)$ est pratiquement rectiligne.

l'ai vérifié sur deux des circuits comportant, outre la bobine S_1 , le premier, une bobine d'inductance sans fer de $0,0154$ H, avec résistance totale de $4,5$ ohms et capacité

remment à ce qui se produisait sans résistance, elle donne ici une erreur par défaut car la composante active est prépondérante.

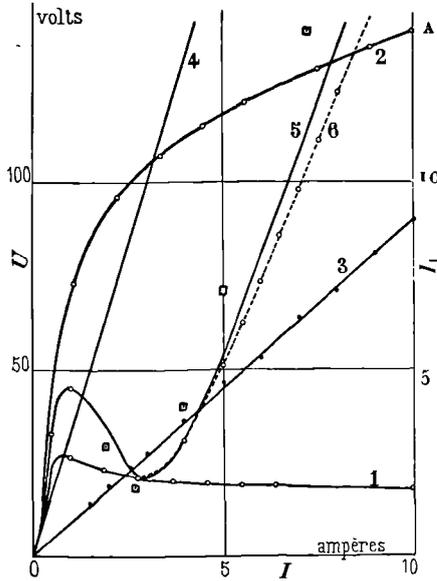


Fig. 48. — Construction améliorée de prédétermination : 1, courbe $U'_{S_1} = f_1(I)$; 2, courbe $U''_{S_1} = f_2(I)$; 3, courbe $I_1 = f_3(I)$; 4, courbe $V = f_4(I)$; 5, courbe calculée $U = f_5(I)$; 6, courbe mesurée $U = f_6(I)$. Les petits carrés représentent des points calculés par la méthode de Martienssen.

de $116,4 \mu F$, le second, aucune bobine d'inductance sans fer, mais une résistance de $15,3$ ohms et la même capacité. La figure 49 donne pour ces deux circuits, respectivement en 1 et 2, les caractéristiques calculées (en trait plein et points au centre d'une croix) et mesurées (en trait ponctué et points au centre d'un cercle). L'accord est très satisfaisant. Deux points (au centre d'un carré), calculés par la formule de Martienssen, montrent que celle-ci est acceptable pour le premier circuit, mais non pas pour le second. Contrain-

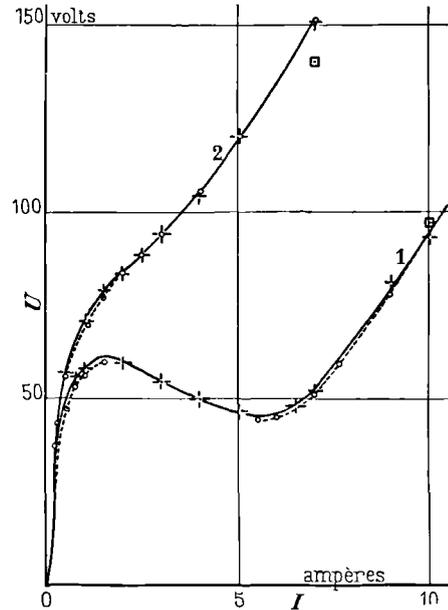


Fig. 49. — Application de la prédétermination à des circuits comportant une résistance additionnelle ou une self-inductance additionnelle sans fer avec $C = 116 \mu F$: 1, pour la bobine S_1 ; avec $L_a = 0,0154$ H et $R_a = 4,5$ ohms; 2, pour la bobine S_1 , avec $R_a = 15,3$ ohms.

3. LIMITES D'EMPLOI DE LA MÉTHODE. — Pratiquement, la méthode est utilisable sans grande erreur, tant que la caractéristique magnétique n'est pas trop fortement coudée et qu'on ne s'éloigne pas trop de la résonance fondamentale. (1). J'ai établi une méthode plus complexe, applicable dans des limites plus étendues; l'exposé en sera fait ultérieurement.

(1) Voir chapitre IX.

CHAPITRE VIII. — ÉTUDE OSCILLOGRAPHIQUE ET ANALYSE HARMONIQUE DES RÉGIMES PERMANENTS

A. Introduction et rappel des travaux antérieurs. — Le tracé des courbes caractéristiques, qui fait l'objet des chapitres précédents, ne renseigne encore que très imparfaitement sur la nature des régimes permanents, qui s'établissent dans un circuit ferro-résonnant en diverses circonstances. Un examen plus approfondi des formes d'onde s'impose, dès qu'on se préoccupe d'identifier un régime obtenu expérimentalement avec l'un de ceux que la théorie fait prévoir, de discuter les valeurs instantanées des surintensités de courant et surtensions qu'engendre la résonance, de prévoir les conséquences pratiques du phénomène, soit qu'on cherche à en prévenir l'apparition accidentelle dans un réseau, soit qu'on se propose, au contraire, de l'exploiter, comme dans les multiplicateurs de fréquence à ferro-résonance ⁽¹⁾.

La plupart des travaux antérieurs, traitant de la ferro-résonance, ne renferment à ce sujet que de rares renseignements qualitatifs. Martienssen a observé un régime à fort courant où l'harmonique 3 atteint la moitié du terme fondamental et l'harmonique 5, le tiers du précédent. Casper, Hubmann et Zenneck signalent que, malgré une bobine sans fer en série, l'harmonique 3 atteint 20 à 25 pour 100 du terme fondamental, même dans le régime à faible courant, où il n'est inférieur que de 2 à 6 pour 100 ⁽²⁾ à celui du fort courant.

En tout état de cause, ces documents restent bien vagues et pratiquement inutilisables, car ils renseignent seulement sur des cas isolés, sans donner aucune idée de l'influence des divers paramètres dont dépend le circuit.

La question a bien été reprise par Casper, Hubmann et Zenneck à propos du « multiplicateur de fréquence à déformation de courant » ⁽³⁾ mais ils l'envisagent alors à un autre point de vue et se préoccupent surtout de la force électromotrice E_2 , engendrée par induction mutuelle, dans un circuit secondaire accordé sur la fréquence d'un harmonique. La self-inductance sans fer qu'ils emploient est cette fois négligeable; le circuit est accordé sur la fréquence de la source aux faibles inductions, de telle sorte qu'il ne se produit pas de chavirement. Les courbes représentant les va-

riations de E_2 en fonction du courant primaire J_1 , sont déformées, du fait que la tension appliquée n'est pas bien sinusoïdale; l'essai paraît d'ailleurs n'avoir pas été poussé jusqu'à des inductions assez élevées pour déceler les phénomènes les plus intéressants.

B. Résultats de mes expériences. — Pour combler cette lacune, après avoir étudié systématiquement les formes d'onde du courant et des diverses tensions, ainsi que leurs déphasages respectifs, dans un certain nombre de cas simples, j'ai cherché comment variaient les principaux harmoniques du courant, en fonction de son terme fondamental, pour diverses valeurs de la capacité.

1. ÉTUDE OSCILLOGRAPHIQUE ET ANALYSE GRAPHIQUE. — 1° *Circuit de résistance négligeable.* — a) Étude des courbes de tension et de courant. — Les essais ont porté successivement sur plusieurs des circuits dont les caractéristiques ont été déjà tracées et tels que, pour une résistance additionnelle nulle, le double régime de courant soit possible. Les premiers ont trait à la bobine S_1 en série avec un condensateur de $150 \mu F$; la caractéristique de ce circuit est rappelée en 1 sur la figure 50. Les

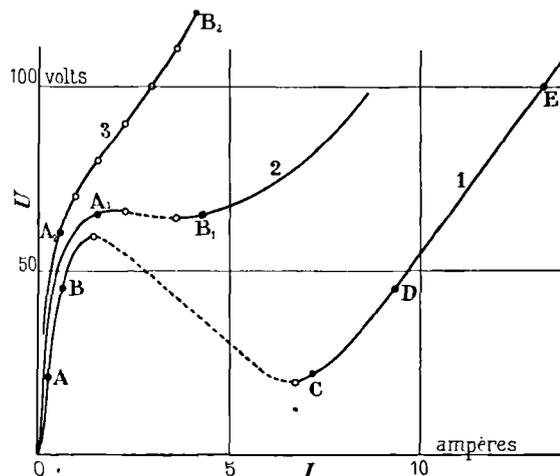


Fig. 50. — Caractéristiques de la tension en fonction du courant des circuits utilisés pour l'étude oscillographique, avec la bobine S_1 , $C = 150 \mu F$, pour les valeurs suivantes de la résistance : 1, pour 0 ohm; 2, pour 7 ohms; 3, pour 21 ohms.

oscillogrammes (fig. 51) donnent les courbes de la tension u et du courant i aux points ABCDE; les sensibilités ont été modifiées d'une mesure à l'autre afin d'obtenir des courbes d'amplitude suffisante. L'onde de tension reste très voisine de la sinusoïde; par contre, la déformation du courant est très importante, même pour les régimes à faible intensité de courant.

⁽¹⁾ Marius LATOUR. *L'Onde électrique*, t. II, p. 334. — Multiplicateur statique de fréquence pour l'obtention industrielle de très hautes fréquences en télégraphie sans fil. *Revue générale de l'Électricité*, 1^{er} juillet 1922, t. XI, p. 961-963.

⁽²⁾ Ils ajoutent que la théorie de Schunck n'en est pas moins assez bien vérifiée, car des harmoniques, même importants, ont peu d'influence sur les valeurs efficaces, mais ils n'en font aucun contrôle quantitatif.

⁽³⁾ L. CASPER, K. HUBMANN et J. ZENNECK. *Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie*, décembre 1924, t. XXIV, p. 129-135.

L'analyse harmonique des courbes relevées aux points B et D, exécutée par la méthode de Fischer-Hinnen, met en évidence l'importance des harmoniques 3, 5 et 7 (fig. 52 et 53).

Dans le régime à fort courant, les quatre premiers termes du développement de Fourier atteignent leur

de ceux-ci renseigne moins bien sur la phase des divers termes que celle du sommet de la courbe qui

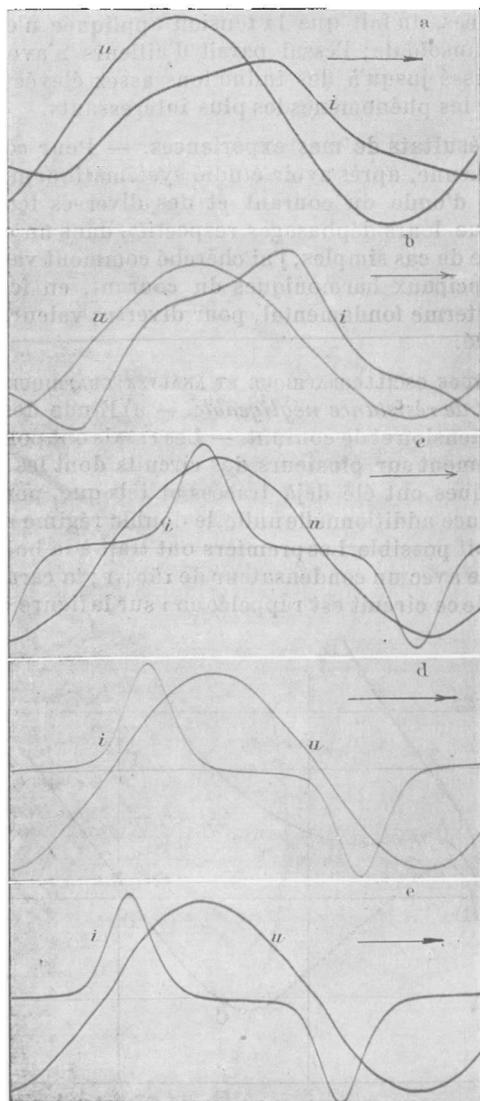


Fig. 51. — Oscillogrammes de la tension appliquée et du courant avec circuit de résistance négligeable : a, $U = 21$ v, et $I = 0,29$ A; b, $U = 45$ v et $I = 0,6$ A; c, $U = 21$ v et $I = 7,2$ A; d, $U = 45$ v et $I = 9,4$ A; e, $U = 100$ v et $I = 13,3$ A.

maximum presque simultanément, ce qui donne à la courbe sa forme pointue et sensiblement symétrique. Leurs amplitudes relatives sont voisines de celles relevées par Martienssen, quoiqu'un peu supérieures. L'harmonique 7, malgré sa faible amplitude, influe notablement sur la position des zéros; la connaissance

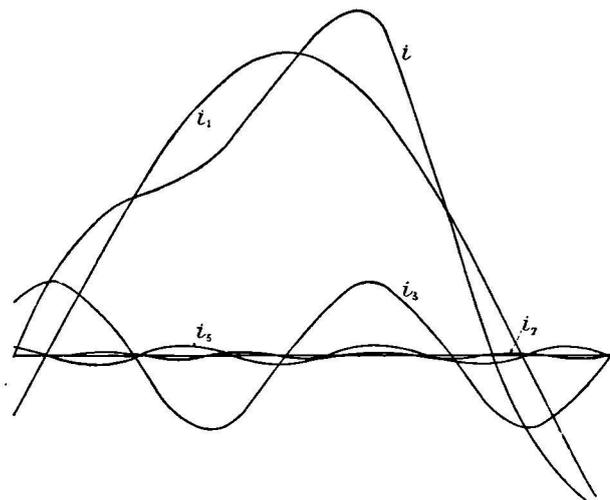


Fig. 52. — Analyse harmonique du courant de faible intensité (méthode de Fischer-Hinnen) : point B, $I = 0,6$ A; $\frac{I_m}{I} = 1,56$; $I_1 = 0,97 I$; $\frac{I_3}{I_1} = 0,246$; $\frac{I_5}{I_1} = 0,032$; $\frac{I_7}{I_1} = 0,009$.

à moins de $\frac{1}{80}$ de période fondamentale, coïncide avec le maximum de chacun d'eux⁽¹⁾.

Dans le régime à faible courant, les phases relatives

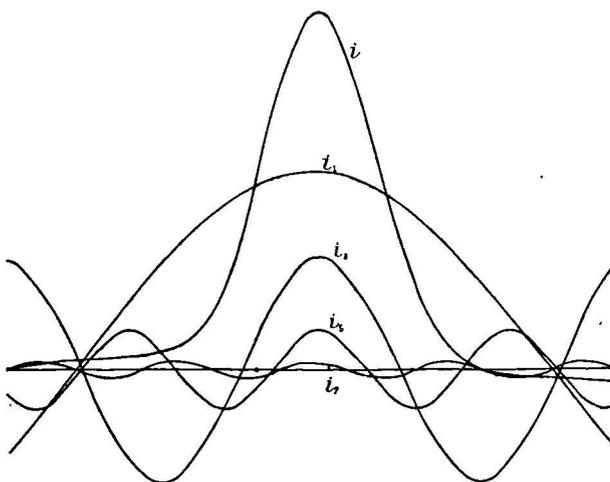


Fig. 53. — Analyse harmonique du courant de forte intensité : point D, $I = 9,4$ A; $\frac{I_m}{I} = 2,2$; $I_1 = 0,853 I$; $\frac{I_3}{I_1} = 0,572$; $\frac{I_5}{I_1} = 0,203$; $\frac{I_7}{I_1} = 0,0405$.

des divers termes sont très différentes de celles du régime à fort courant. Pratiquement, l'harmonique 3 a

(¹) On voit que, par suite de l'hystérésis, le courant s'annule environ un quatorzième de période avant son terme fondamental; il sera donc encore déphasé en avance lors de la résonance fondamentale (VII-B-1) bien qu'on ait $U_s > V$.

seul une influence appréciable : il s'annule en croissant à l'instant du maximum du terme fondamental et son maximum suivant est atteint très peu après celui de l'onde résultante.

Remarque. — Il est intéressant de comparer les deux courants précédents à ceux de mêmes intensités efficaces, (0,6 A et 9,4 A) qui s'établissent dans la bobine seule, alimentée sous tension sinusoïdale, (fig. 54).

Les courbes à faible intensité (0,6 A) sont pratiquement superposables, toutes deux sont rendues dyssy-

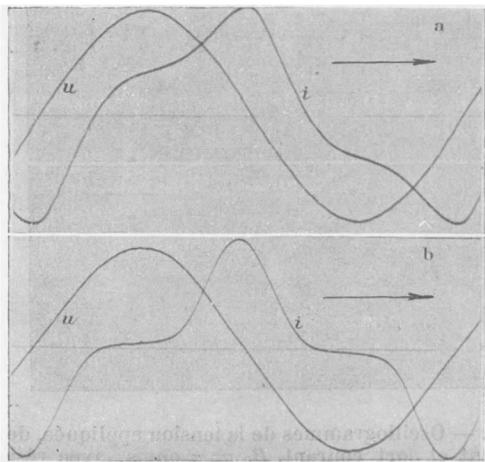


Fig. 54. — Oscillogramme de la tension et du courant dans la bobine S_1 seule : a, $I = 0,6$ A ; b, $I = 9,4$ A.

métriques par l'action prépondérante de l'hystérésis et leur retard sur la tension est du même ordre.

Les courbes de forte intensité (9,4 A) ont bien approximativement la même forme pointue, sensiblement symétrique (abstraction faite du déplacement des zéros) qui caractérise l'action prépondérante de la saturation, mais l'acuité est nettement plus accentuée, donc les harmoniques sont plus intenses, dans le cas de la ferro-résonance et de plus, le courant y est en avance sur la tension (1).

b) Tensions aux bornes du condensateur et de la bobine d'inductance. — Les formes de ces tensions sont intimement liées à celle du courant. Le condensateur, dont les pertes sont pratiquement négligeables, est en effet soumis à une tension

$$v = \frac{1}{C} \int i dt.$$

L'harmonique de rang n y est donc en retard de $\frac{T}{4n}$ sur l'harmonique correspondant du courant, T étant la période fondamentale, et son amplitude relative est n fois plus petite. Il en résulte qu'en régime à faible

(1) Ces caractères se conservent pour les deux régimes de ferro-résonance jusqu'à leurs limites respectives de stabilité et notamment, le fort courant est encore nettement déphasé en avance au point C, pour lequel on a sensiblement $U_s = V$.

courant, l'harmonique 3 seul pourra prendre quelque importance, sans cependant dépasser 10 pour 100 du terme fondamental. En fort courant, les harmoniques 3 et 5 pourront influencer la forme d'onde, le premier ayant seul une action sensible sur la valeur efficace ; le terme fondamental et les harmoniques s'annuleront, en croissant, à peu près en même temps. Il est aisé de déterminer graphiquement la courbe représentant v , lorsque celle de i est connue.

La tension aux bornes de la bobine se déduit de celle du courant par l'intermédiaire de la courbe d'aimantation. Elle ne lui est plus liée algébriquement d'une façon simple ; on peut cependant en prévoir certaines propriétés. Les seules impédances du circuit étudié sont, en effet, celles du condensateur et de la bobine, et l'on a à chaque instant (1),

$$u = v + u_s.$$

Or, la tension u est supposée sinusoïdale ; on doit donc avoir, si l'on suppose v et u_s décomposée, en leurs harmoniques

$$u = u_1 = v_1 + u_{s1}$$

et

$$v_3 + u_{s3} = 0 \dots v_n + u_{sn} = 0 \dots v_n + u_{sn} = 0.$$

La tension aux bornes de la bobine, y compris la résistance extérieure s'il y a lieu, comporte donc des harmoniques égaux à chaque instant et de signe contraire à ceux de la tension aux bornes du condensateur.

Comme, par ailleurs, le terme fondamental v_1 est à chaque instant de signe contraire à la composante réactive de u_{s1} , qui s'identifie presque avec la composante u_{s1} elle-même, les tensions u_s et v doivent avoir des formes analogues.

L'importance relative des harmoniques sera plus considérable pour la tension dont la valeur efficace sera la plus faible, l'inégalité des valeurs efficaces ne pouvant provenir que de l'inégalité des termes fondamentaux, c'est-à-dire que la tension aux bornes de la bobine sera plus déformée si l'on a $U_s < V$ (cas du régime à fort courant lorsque $R=0$) et moins déformée si $U_s > V$ (cas général du régime à faible courant). C'est bien ce que l'on constate sur la figure 55, qui reproduit les courbes de i , u_s et v pour les mêmes points de fonctionnement que plus haut. Les deux tensions sont relevées avec deux équipages de même sensibilité, laquelle peut varier d'un oscillogramme à l'autre. Au point A, faible courant, la tension u_s (en avance sur i) bien supérieure à v , est pratiquement sinusoïdale, alors que v présente une dyssymétrie sensible, quoique légère ; en B, mêmes caractères avec déformations un peu plus accentuées ; au point C, très voisin de la résonance exacte, les courbes u_s et v , ont pratiquement même forme aplatie. En D et E, on note

(1) Si le circuit comporte une résistance en série, on peut écrire une relation analogue en substituant à u_s la tension résultante $u_r = u_s + ri$.

l'augmentation progressive de v dont la forme reste assez voisine de celle qu'elle avait en C (bien que le

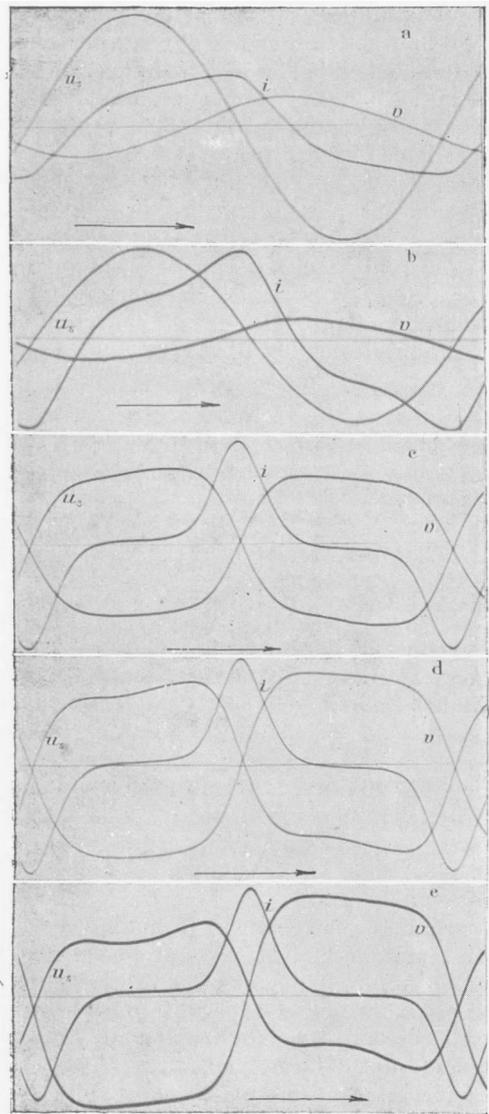


Fig. 55. — Oscillogrammes du courant et des tensions aux bornes de la bobine S_1 et du condensateur, le circuit étant de résistance négligeable.

palier devienne plus horizontal) tandis que u_s , qui croît beaucoup moins rapidement, présente un dos d'âne de plus en plus marqué ⁽¹⁾.

Les deux courbes restent à peu près exactement en opposition pour tous les régimes à fort courant; aux faibles courants, l'influence plus grande de la résistance effective augmente nettement leur déphasage.

⁽¹⁾ Puisque les ondes de u_s et v sont aplaties, dans le régime à fort courant, les surtensions instantanées engendrées par la ferro-résonance sont un peu moindres que ne le font supposer les valeurs efficaces.

2° *Influence de la résistance.* — Nous distinguerons deux cas, suivant que la résistance est inférieure ou supérieure à la résistance limite R_L , au-dessus de laquelle disparaît le double régime. Le premier cas a été étudié sur le circuit précédent avec une résistance de 7 ohms en série. La caractéristique est alors conforme à la courbe 2 de la figure 50, et la figure 56 reproduit les courbes du courant et de la tension aux

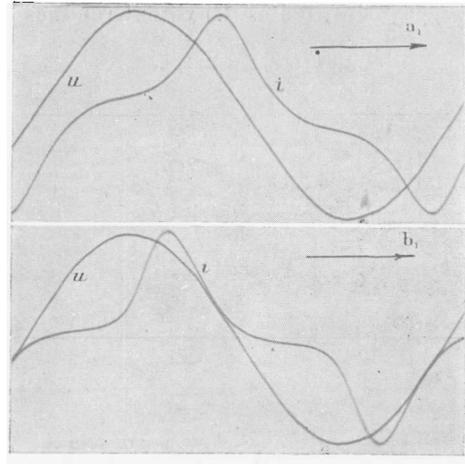


Fig. 56. — Oscillogrammes de la tension appliquée, de faible courant et fort courant, $R_a = 7$ ohms, avec résistance moyenne : a_1 , $U = 65,2$ v et $I = 1,5$ A; b_1 , $U = 65,2$ v et $I = 4,25$ A.

points A_1 et B_1 . L'influence du fer est encore considérable, mais les intensités de courant des régimes à faible courant et fort courant étant bien plus voisines l'une de l'autre, la forme de leurs ondes diffère, moins qu'en B et D. Il en est de même du déphasage et, contrairement à ce que nous observions plus haut, le fort courant est, comme le faible, en retard sur la tension. Pour la même raison, la tension u_r aux bornes de la bobine (résistance comprise) est, en B_1 comme en A_1 , bien plus élevée et donc moins déformée que la tension aux bornes du condensateur (fig. 57). La courbe

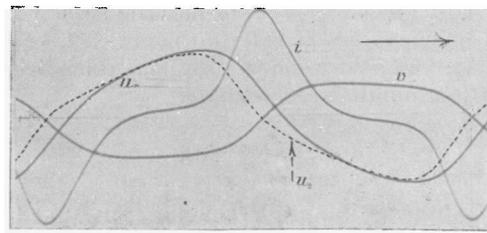


Fig. 57. — Oscillogrammes de fort courant et des tensions aux bornes de la bobine et du condensateur, le circuit étant de résistance moyenne.

en trait ponctué reproduit, d'après un autre oscillogramme, la tension u_s aux bornes de la bobine seule; son amplitude est encore bien supérieure à celle de v .

En résumé, lorsque R était négligeable, le fort courant était toujours déphasé en avance et engendrait, aux bornes de la bobine seule, une tension (pratiquement confondue avec sa composante réactive) $U_s < V$. Ces caractères ne se conservent, dans le circuit résistif, que si l'intensité de courant est assez élevée; lorsque celle-ci décroît, il en est de même du déphasage et de la différence $V - U_s$. Cette dernière s'annule et s'inverse alors, avant qu'on atteigne la limite de stabilité du régime à fort courant; il peut en être de même du déphasage lorsque la résistance est assez grande. Comme, par ailleurs, le domaine d'existence du double régime se restreint à mesure que R augmente (III B-3-1°), il se peut que, dans toute l'étendue de ce domaine, il n'y ait aucune différence caractéristique entre les régimes à faible ou forte intensité, en dehors de leur différence d'amplitude et de leur déphasage relatif, car le second est toujours en avance sur le premier.

Enfin, si la résistance dépasse la valeur limite R_L un seul régime est possible pour chaque valeur de la tension appliquée; la forme et le déphasage se modifient de façon continue tout le long de la caractéristique. Ces modifications elles-mêmes s'atténuent à mesure que la résistance augmente, car l'influence du fer, d'une part, et celle de la tension réactive, d'autre part, ont une importance relative de plus en plus réduite. Pour une résistance infiniment grande, le courant tend vers une onde sinusoïdale en phase avec la tension.

L'évolution est cependant assez lente, comme le montrent les oscillogrammes (fig. 58) relevés aux

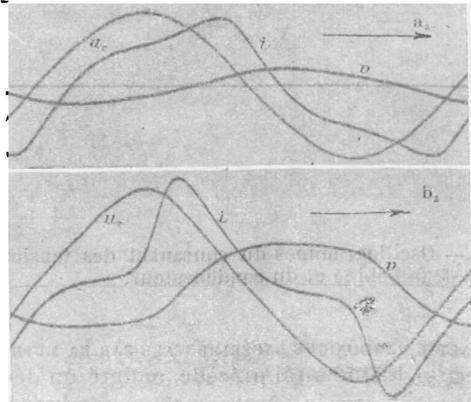


Fig. 58. — Oscillogrammes de faible courant et fort courant des tensions aux bornes de la bobine et du condensateur avec résistance élevée: $R_a = 21$ ohms. a_1 , $U = 60$ V et $I = 0,6$ A; b_2 , $U = 120$ V et $I = 4,2$ A.

points A_2 et B_2 de la caractéristique 3 (fig. 50) pour laquelle la résistance est de 21 ohms. Les caractères essentiels, soulignés plus haut, sont conservés; la forme du courant reste très éloignée de la sinusoïde (1)

(1) Pour la plus forte intensité de courant, l'onde est même plus dyssymétrique que sans résistance.

et se modifie encore notablement pour une variation relativement faible de son intensité efficace (0,6 A à 4,2 A).

3° Influence de la self-inductance sans fer. — Cette influence est mise en relief par la comparaison des résultats précédents et de ceux qu'on obtient avec la bobine S_2 . L'essai est exécuté avec $C = 90$ μ F.

La figure 59 reproduit la caractéristique $U = f(I)$ du circuit. Les quatre oscillogrammes de la figure 60

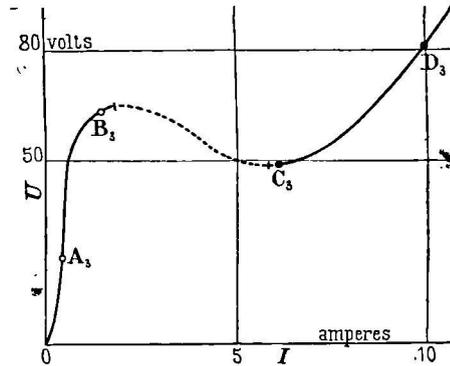


Fig. 59. — Caractéristique du circuit utilisé pour l'étude oscillographique avec la bobine S_2 .

représentent la tension appliquée et le courant aux points A_2 , B_2 , C_2 , D_2 (fig. 59). Le courant est en retard sur la tension dans les deux premiers cas, en avance dans le dernier, presque en phase dans le troisième. La comparaison avec les oscillogrammes de la figure 51 montre que l'adjonction de la bobine sans fer modifie profondément la forme d'onde du fort courant, qui se rapproche beaucoup de la sinusoïde. Celle du faible courant, par contre, est très peu changée. Ceci tient en partie à ce que la self-inductance de la bobine à noyau de fer a une importance relative beaucoup plus considérable aux faibles inductions, plus voisines du maximum de perméabilité; toutefois, l'hystérésis, prépondérante dans cette même région, joue visiblement un rôle capital dans le phénomène. Il en résulte que, contrairement à ce qu'on observe avec la bobine S_1 , l'importance relative de l'harmonique 3 est plus grande dans le faible courant que dans le fort courant, ce qui n'avait pas encore été signalé. Le rapport $\frac{I_3}{I_1}$ est en effet égal à 0,26 au point

B_2 (1) et seulement à 0,195 en D_2 . Les autres harmoniques sont peu importants.

Les oscillogrammes de la figure 61, relevés aux mêmes points que les précédents, reproduisent la courbe du courant et celles des tensions, aux bornes du condensateur et de la bobine résultante. Aux régimes à faible courant, la tension u_s bien supérieure

(1) Cette valeur dépasse celle que nous avons constatée sans inductance additionnelle; mais ici la saturation est plus élevée et la capacité, moindre, circonstances favorables à l'exagération de l'harmonique.

à v est toujours pratiquement sinusoïdale, alors qu'aux forts courants, les deux tensions, légèrement aplaties (harmonique 3 inférieure à 10 pour 100, les autres négligeables), ont à peu près la même amplitude et

harmoniques de ces deux tensions composantes sont en opposition de phase et se compensent presque exactement, ce qui permet à l'onde de tension résultante u , d'être moins déformée que celle du courant.

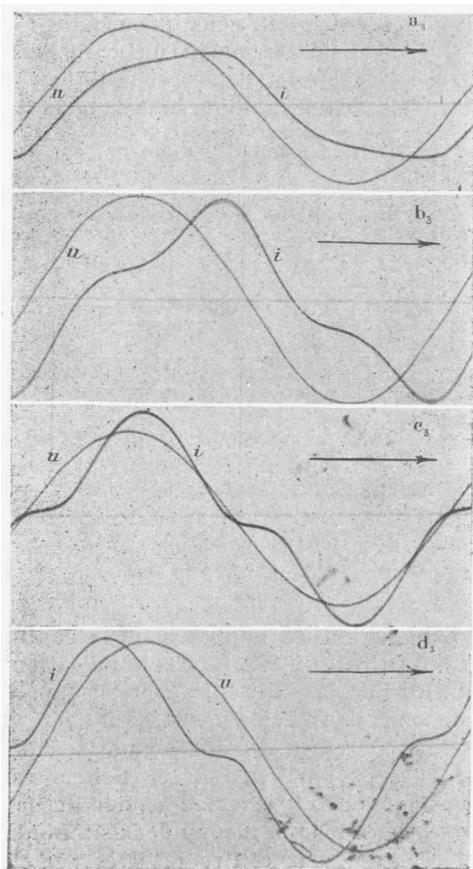


Fig. 60. — Oscillogrammes de tension et de courant montrant l'influence de la self-inductance sans fer, pour : a₃, $U = 23$ v, $I = 0,4$ A; b₃, $U = 63$ v, $I = 1,5$ A; c₃, $U = 49,5$ v, $I = 6,1$ A; d₃, $U = 81$ v, $I = 10$ A.

donc la même forme, dans un domaine assez étendu. La résistance empêche qu'elles soient exactement en opposition de phase.

Remarque. — Au point D₃, la tension efficace U_1 aux bornes de la bobine à noyau de fer est de 168 v, contre $U_a = 176$ v aux bornes de la bobine sans fer additionnelle. D'après la relation

$$u_a = L_s \frac{di}{dt}$$

cette dernière doit comporter un harmonique 3 égal à 60 pour 100 et un harmonique 5 approchant 30 pour 100 du terme fondamental, tandis que la bobine à noyau de fer, traversée par un courant presque sinusoïdal, doit présenter elle-même entre ses bornes une tension sensiblement déformée. C'est bien ce qu'on constate en effet sur la figure 62. Celle-ci montre, en outre, que les

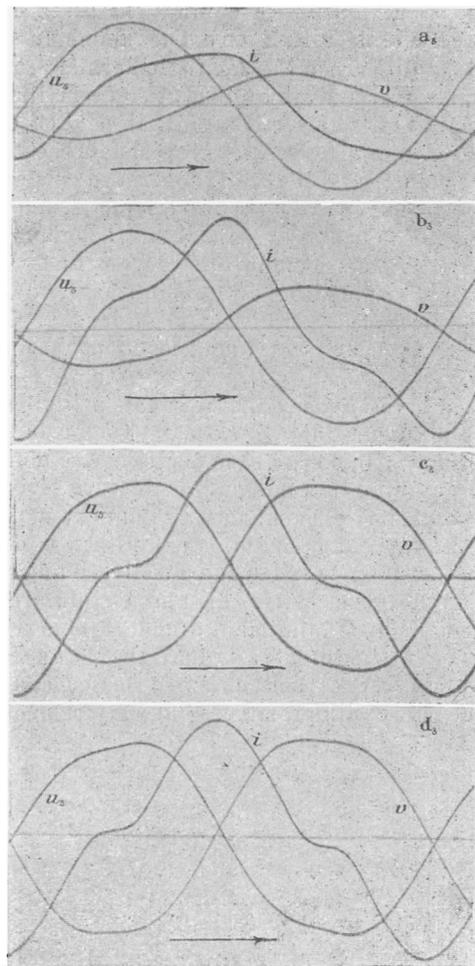


Fig. 61. — Oscillogrammes du courant et des tensions aux bornes de la bobine et du condensateur.

2. ANALYSE HARMONIQUE EXPÉRIMENTALE PAR LA MÉTHODE DE RÉSONANCE. — L'étude qui précède, malgré un développement notable, porte encore sur un nombre de cas trop restreint pour qu'on puisse en tirer des conclusions générales. La méthode oscillographique, nécessaire pour mettre en évidence dans leurs moindres détails les particularités d'un cas isolé, se prête d'ailleurs assez mal à la généralisation, car elle est longue et délicate. J'ai donc poursuivi mes recherches en utilisant le volt-mètre et l'ampèremètre à résonance décrits au chapitre II. Ces appareils ne renseignent plus sur la phase relative des divers harmoniques; mais nous savons par l'étude qui précède que, pour une valeur efficace donnée, cette phase ne varie pas de façon sensible, et il

nous suffit dès lors de connaître l'évolution de leurs valeurs efficaces.

1° *Circuits de faible résistance.* — a) Étude des harmoniques du courant. — L'expérience a porté successivement sur les bobines S_1 et S_2 . La figure 63

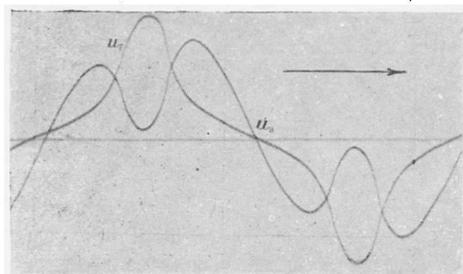


Fig. 62. — Oscillogrammes des tensions aux bornes de la bobine à noyau de fer (u) et de la self-inductance additionnelle (u_a) : $U_I = 168$ v et $U_a = 176$ v.

est obtenue en portant en ordonnée la valeur efficace I du courant résultant et en abscisse celle de son terme fondamental, pour une fréquence égale à 50 p : s, et diverses valeurs de la capacité, les mêmes que pour

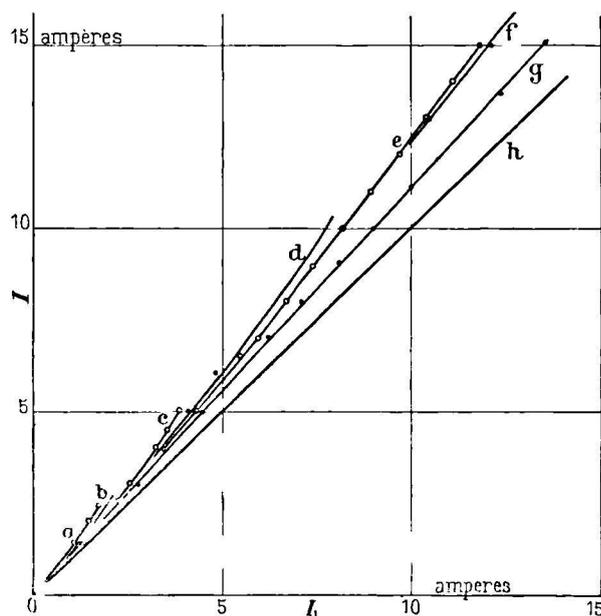


Fig. 63. — Courbes représentant les variations de la valeur efficace du courant, en fonction de celle de son terme fondamental. Courbes a à g, pour la bobine S_1 et les valeurs suivantes de la capacité : a, 16,6 μ F ; b, 29,2 μ F ; c, 50,2 μ F ; d, 86,2 μ F ; e, 116 μ F ; f, 150 μ F ; g, infinie. Courbe h, pour la bobine S_2 , avec ou sans condensateur ($f = 50$ p : s)

les courbes $U = f(I)$ de la figure 21. Les courbes relatives à la bobine S_2 , avec ou sans capacité en série, sont toutes confondues à moins de 3 pour 100, avec la droite $I = I_1$, représentée en h sur la figure. Pour la

bobine S_1 , elles sont au-dessus des précédentes ; toutes passent par l'origine. Celle qui correspond à la bobine seule ($C = \infty$) est pratiquement rectiligne ⁽¹⁾, ($\frac{I}{I_1} = 1,21$) ; plus la capacité est faible, et plus la courbe s'éloigne de la première, c'est-à-dire qu'à intensité de courant égale, le courant est plus déformé.

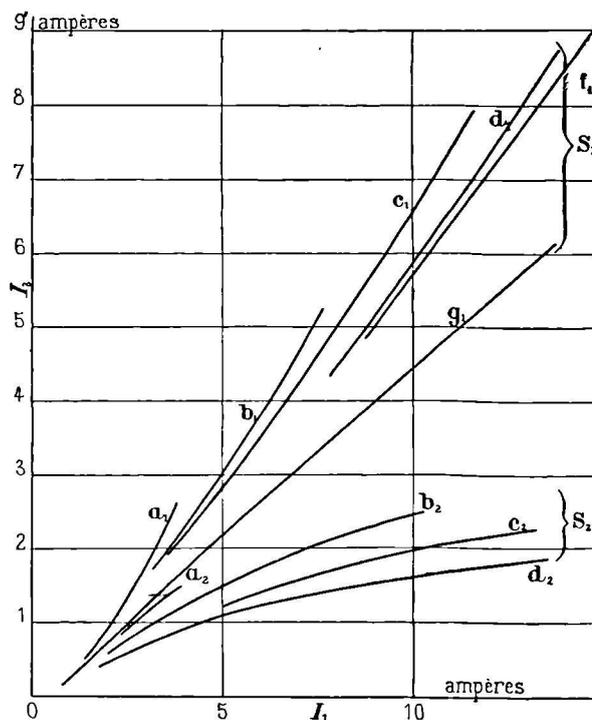


Fig. 64. — Courbes représentant les variations de la valeur efficace de l'harmonique 3 du courant, en fonction de celle du terme fondamental, pour les bobines S_1 (courbes a_1 à g_1) et S_2 (courbes a_2 à d_2) et les capacités suivantes : a_1 , 50 μ F ; b_1 , 86,2 μ F ; c_1 , 116 μ F ; d_1 , 150 μ F ; f_1 , 203 μ F ; g_1 , infinie ; a_2 , 25 μ F ; b_2 , 40 μ F ; c_2 , 50 μ F ; d_2 , infinie, ($f = 50$ p : s.)

Les variations des harmoniques I_3 et I_5 en fonction du courant fondamental, pour les mêmes circuits que ci-dessus, sont représentées par les figures 64 et 65. Les courbes $I_3 = f(I_1)$ sont presque rectilignes, surtout aux fortes capacités.

On voit que, dans tous les cas, les deux harmoniques varient dans le même sens que le fondamental ; I_3 est d'autant plus intense que la capacité est plus faible, mais, tandis qu'avec la bobine S_1 son importance relative ($\frac{I_3}{I_1}$) augmente avec l'intensité du courant ⁽²⁾, l'inverse a lieu avec S_2 . Ce dernier phénomène confirme

⁽¹⁾ En toute rigueur, il n'en est ainsi qu'au delà du maximum de perméabilité.

⁽²⁾ Pour $C = \infty$, le rap- $\frac{I_3}{I_1}$ portest pratiquement constant et égal à 0,45.

et généralise les observations faites plus haut sur l'influence de la self-inductance sans fer. Il se produit encore pour I_5 (') mais en outre, avec la bobine S_2

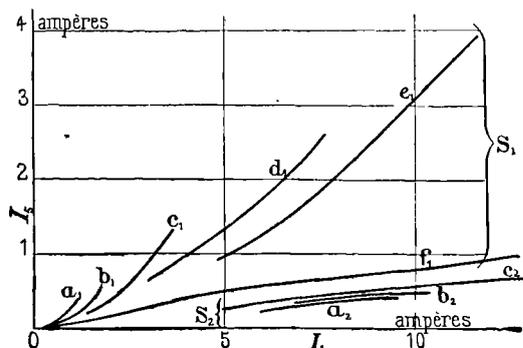


Fig. 65. — Courbes représentant les variations de la valeur efficace de l'harmonique 5 de courant en fonction de celle du terme fondamental, pour les bobines S_1 (courbes a_1 à f_1) et S_2 (courbes a_2 à c_2) et les capacités suivantes : a_1 , 16,6 μF ; b_1 , 29,2 μF ; c_1 , 50,2 μF ; d_1 , 86,2 μF ; e_1 , 116 μF ; f_1 , infinie; a_2 , 40 μF ; b_2 , 65 μF ; c_2 , infinie ($f = 50$ p : s.)

l'amplitude de cet harmonique est d'autant plus faible que la capacité est plus réduite.

Les variations des harmoniques en fonction de la capacité peuvent se justifier de la façon suivante : Dans la ferro-résonance, lorsque la capacité varie, la tension efficace U_s , correspondant à une intensité efficace de courant donnée I , se modifie peu (elle serait absolument invariable si la forme du courant ne changeait pas), tandis que V varie en raison inverse de C . Les deux tensions contenant toujours, comme nous l'avons vu (B-1-1°) des harmoniques égaux et de signe contraire, à une même forme du courant correspondraient des harmoniques de v et u_s inversement proportionnels à la capacité. La tension u_s serait donc d'autant plus déformée que la capacité serait plus faible, ce qui est incompatible avec l'hypothèse de la constance de forme du courant. Les harmoniques de celui-ci doivent donc varier avec la capacité. Le sens de cette variation dépend de la relation qui existe entre l'harmonique de courant et l'harmonique, de même ordre, de la tension aux bornes de la bobine, compte tenu de tous les autres; on comprend dès lors qu'il se modifie avec la courbure de la caractéristique, comme nous venons de le constater.

Ces considérations m'ont servi de base pour l'élaboration d'une méthode de prédétermination des harmoniques qui sera publiée ultérieurement.

b) Étude des harmoniques de tension. — Quelques-uns des résultats relatifs à l'analyse de la tension U_s , avec la bobine S_1 et $C = 86 \mu F$, sont groupés sur la figure 66.

La courbe $U_s = f(I)$, tracée en 2, est pratiquement paral-

(') Pour la bobine S_1 , employée seule, I_5/I_1 passe par un maximum peu accentué vers $I = 6$; ce rapport n'en reste pas moins sensiblement constant et compris entre 8 et 10 pour 100 lorsque I varie de 2 à 14 ampères.

lèle à 1 qui correspond à la bobine seule et en demeure assez voisine (écart inférieur à 6 pour 100). La courbe $U_{s3} = f(I)$, en 3, a des ordonnées inférieures aux précé-

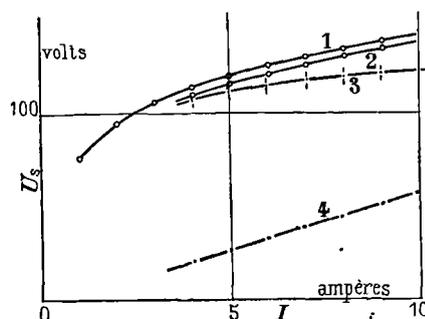


Fig. 66. — Courbes représentant les variations de la tension aux bornes de la bobine S_1 (courbes 1 et 2) de son terme fondamental (courbe 3) et de son harmonique 3 (courbe 4), en fonction du courant efficace, pour $f = 50$ p : s; la courbe 1 correspond à une capacité infinie et les trois autres courbes à $C = 86,2 \mu F$.

dentes et d'autant plus que le courant est plus intense, ce qui confirme que la tension est alors plus déformée; $U_{s3} = f(I)$ a une variation sensiblement linéaire comme on le constate sur la courbe 4. J'ai vérifié

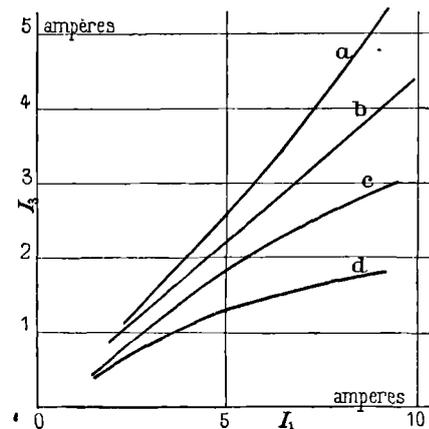


Fig. 67. — Courbes représentant $I_3 = f(I_1)$ et montrant, l'influence de la résistance R_a sur l'harmonique 3 du courant : a, $R_a = 0$ ohm, et $C = 150 \mu F$; b, $R_a = 0$ et C est infinie; c, $R_a = 15$ ohms et $C = 150 \mu F$; d, $R_a = 35$ ohms et $C = 150 \mu F$.

que, pour toutes valeurs du courant et de la capacité, on a bien $V_3 = U_{s3}$, comme la théorie le fait prévoir (') pourvu qu'on emploie le transformateur abaisseur de tension entre les récepteurs et le régulateur à

(') On peut donc écrire.

$$U_{s3} = \frac{I_3}{3C\omega}$$

Ceci montre que la courbe $I_3 = f(I)$ doit être pratiquement rectiligne, comme nous venons de le constater pour $U_{s3} = f(I)$, tandis que pour la même capacité, $I_3 = f(I_1)$ est un peu plus courbée comme nous l'avons vu en figure 64.

induction. Dans le cas contraire, en effet, nous avons vu que la tension u n'est plus sinusoïdale et l'écart entre les deux harmoniques peut dépasser 15 pour 100.

2° *Influence de la résistance.* — Les courbes $I_3 = f(I_1)$ reproduites sur la figure 67, montrent la réduction progressive du rapport $\frac{I_3}{I_1}$ lorsque (pour la bobine S_1 , $C = 150 \mu F$, $f = 50 \text{ p : s}$) la résistance

passé successivement de 0 à 15, puis à 35 ohms. Dans les deux derniers cas, l'harmonique est moins important que dans la bobine seule, sans résistance; en outre, son importance relative diminue lorsque l'intensité du courant augmente, comme avec une self-inductance additionnelle.

CHAPITRE IX. — AUTOENTRETIEN D'OSCILLATIONS A DES FRÉQUENCES MULTIPLES DE CELLES DE LA SOURCE

Dans les chapitres qui précèdent, les courbes représentant les variations des divers harmoniques, où les caractéristiques $U=f(I)$, ont été limitées volontairement à des inductions relativement basses, bien

que ces limites puissent être largement dépassées, par une élévation suffisante de la tension appliquée. Je désigne par ferro-résonance fondamentale les phénomènes observés dans ce domaine restreint. Aucun des

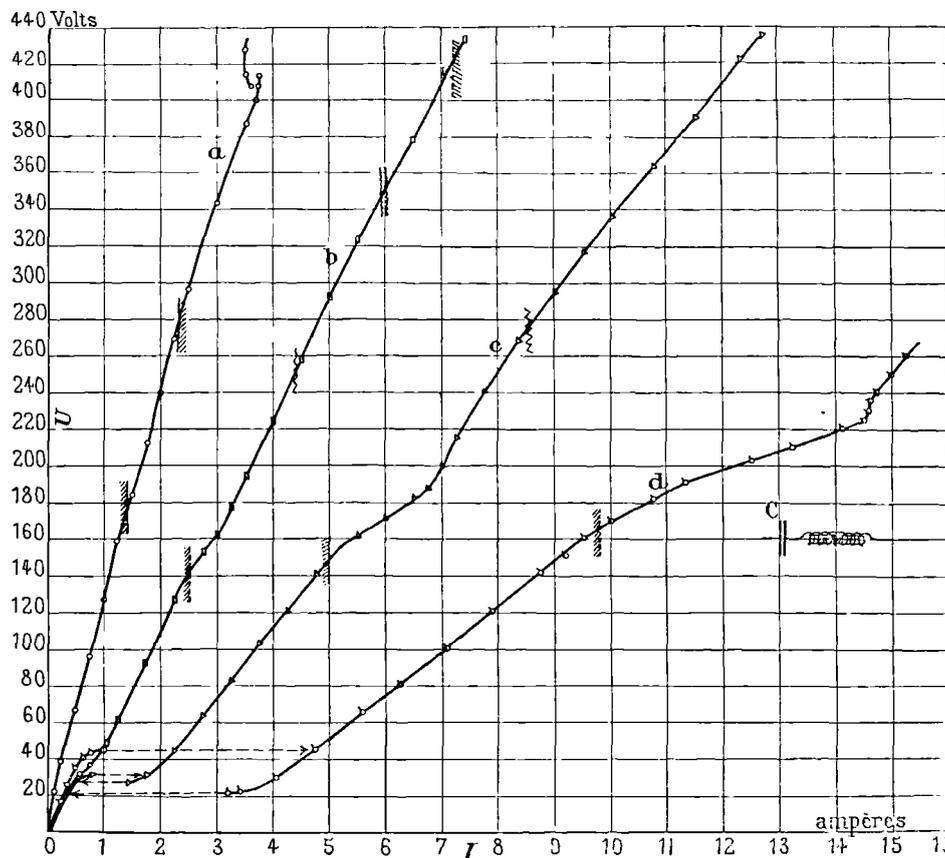


Fig. 68. — Caractéristiques de la tension en fonction du courant, pour la bobine S_1 de 100 spires et les valeurs suivantes de la capacité : a, $16,6 \mu F$; b, $29,2 \mu F$; c, $50,2 \mu F$; d, $86,2 \mu F$. Prolongation du tracé au delà des conditions de ferro-résonance fondamentale. Les hachures marquent les limites approximatives de la zone d'existence de l'harmonique 2 ; les traits tremblés, celles du domaine des « quasi harmoniques », ou harmoniques fractionnaires. la source est d'impédance négligeable et $f = 50$ p : s.

auteurs précités n'a poussé ses investigations au delà de ces mêmes limites, et l'on est en droit de se demander si les lois observées restent valables, lorsque la tension augmente indéfiniment. D'après les formules approchées, quelles qu'elles soient, la réponse est affirmative (1). L'expérience m'a prouvé le contraire : Pour

(1) La première méthode de M. Boucherot renferme, en substance, les éléments d'une solution exacte, mais les con-

des inductions peu supérieures, l'allure de toutes les courbes expérimentales se modifie considérablement.

J'ai déjà signalé (III-B-2-1°) l'anomalie assez minime de deux caractéristiques $U=f(I)$ de la figure 23, relatives à la bobine S_1 , en série avec $110 \mu F$, alimentée

conditions particulières introduites par l'auteur, pour l'identification des constantes, ne sont valables que dans le domaine de la ferro-résonance fondamentale.

à 25 ou 30 p : s. Pour des fréquences supérieures, cette même anomalie se retrouve, amplifiée, mais n'est atteinte que sous des inductions plus élevées. La figure 68 donne l'aspect que revêt le phénomène avec une source de fréquence égale à 50 p : s et pour quatre valeurs différentes de la capacité.

Le trait le plus saillant, particulièrement net sur la courbe c, est l'apparition d'une « bosse » qui déporte momentanément la caractéristique vers les I positifs. Le point où commence la variation de courbure est marqué sur la figure par une étroite bande hachurée ; son ordonnée croît légèrement lorsque la capacité passe de 29 à 85 μF (courbes b à d) ; elle est plus élevée pour 16,6 μF (courbe a) mais la bosse est peu sensible. Lorsque, par une élévation progressive de la tension, on atteint le point en question, on observe dans le ronflement des tôles un changement de ton caractéristique, qui dénote une modification importante de la forme du courant. Ce phénomène est décelé également par l'ampèremètre à résonance : il se traduit par une décroissance rapide des harmoniques 3 et 5, comme l'indique la figure 69 pour $C = 50,2 \mu\text{F}$. Ces harmoniques croissent de nouveau lorsqu'on approche du sommet de la bosse, mais ils ne sont plus seuls appréciables, on constate en effet que, malgré leur brusque

réduction, le rapport $\frac{I_1}{I}$ a diminué et l'analyse harmonique, graphique ou par résonance, décelé d'importants harmoniques pairs (2). L'oscillogramme de la figure 70 montre quelle est, dans cette région, la forme d'onde des grandeurs i , v , u_s ; les harmoniques 2 et 4 sont prépondérants.

Pour des tensions plus élevées, l'effet produit change encore : aux points marqués sur la figure par un simple trait ondulé, un « bruit de grêle » se superpose au ronflement des tôles, en même temps que l'aiguille de l'ampèremètre est animée d'un léger tremblement. L'analyse harmonique décelé alors l'apparition d'harmoniques fractionnaires (2), qui disparaissent lorsqu'on atteint le double trait ondulé (accessible seulement avec $C = 29,2 \mu\text{F}$). Au delà de la seconde bande hachurée, les harmoniques pairs disparaissent à leur tour, ($C = 16,6$ et $C = 29,2 \mu\text{F}$).

Enfin, pour $C = 16,6 \mu\text{F}$ et $U = 415 \text{ V}$, l'intensité de courant subit une chute brusque et irréversible ; il existe dans ces parages une zone peu étendue où deux régimes permanents sont possibles. Avec les capacités les plus élevées, on n'observe plus rien de nouveau

(1) Avant le maximum de I_3 et I_5 , l'acuité de résonance de l'ampèremètre est suffisante pour permettre des mesures exactes à quelques centièmes près. Au delà, il peut n'en plus être de même, car les harmoniques non négligeables deviennent trop nombreux et leurs fréquences trop voisines ; il faut donc considérer alors l'allure générale des courbes sans trop s'attacher aux valeurs numériques.

(2) La figure 69 donne, à titre d'exemple, la loi de variation des harmoniques de rang $n = \frac{5}{2}$ et $\frac{9}{2}$, mais on peut déceler l'harmonique $\frac{1}{2}$ et tous ses multiples.

dans un domaine assez vaste et pourtant la forme d'onde doit encore subir des modifications périodiques lorsque la tension croît indéfiniment.

J'ai étudié systématiquement ces divers phénomènes dans les circuits ci-dessus, puis avec des bobines en

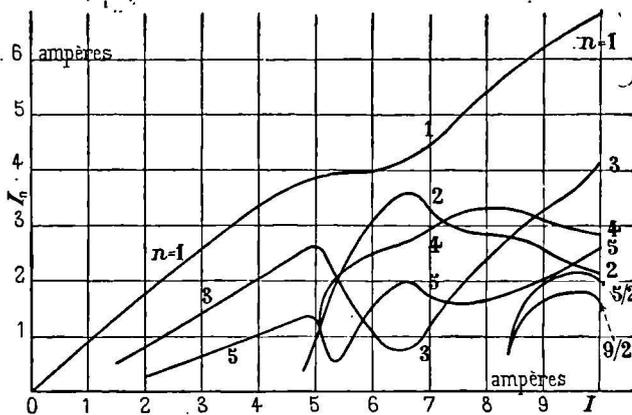


Fig. 69. — Courbe des variations des principaux harmoniques et quasi-harmoniques du courant, en fonction de sa valeur efficace, pour la bobine S_1 , $C = 50,2 \mu\text{F}$ et $f = 50 \text{ p : s}$; 1, 2, 3... ordre de l'harmonique.

alliages spéciaux (permalloys, métal γ des aciéries d'Imphy, etc.) qui permettent de pousser plus loin encore l'expérimentation ; l'oscillogramme de la figure 71 montre un des aspects que revêtent les formes d'onde

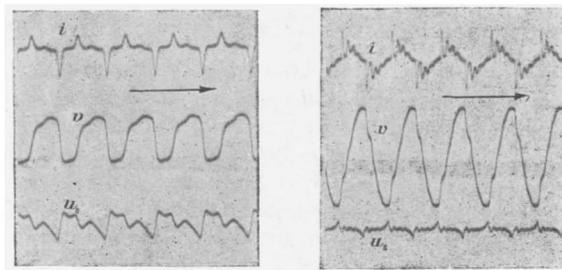


Fig. 70. — Oscillogrammes du courant et des tensions aux bornes de la bobine et du condensateur, montrant l'existence des harmoniques pairs.

Fig. 71. — Oscillogrammes de courant et de tensions, pour des valeurs élevées de l'induction et de la fréquence propre.

de i , v , u_s , pour une fréquence propre assez élevée (1). J'ai pu ainsi établir l'analogie qui existe entre ces phénomènes et l'auto-entretien d'oscillations libres, à des

(1) Dès que l'on dépasse notablement la résonance fondamentale, la série de Fourier en laquelle on peut décomposer le courant ne converge que lentement, comme nous l'avons constaté sur la figure 69. L'analyse harmonique ne peut donc plus donner une vue simple des phénomènes réels ; on doit alors revenir à l'étude oscillographique et ne plus considérer que l'aspect d'ensemble des diverses ondes ; celles-ci revêtent toute une série de formes intermédiaires entre les deux oscillogrammes publiés.

fréquences multiples de celles de la source, déjà observées par divers auteurs dans des circuits plus compliqués, et spécialement dans les multiplicateurs de fréquence à onde de choc ⁽¹⁾.

La nouveauté de mes expériences réside principale-

⁽¹⁾ Kurt HEGNER. *Zeitschrift für Physik*, 1924, t. XXIX, n° 2, p. 91-109 et 1925, t. XXXIII, n° 1 et 2, p. 85-112.

L. KASARNOWSKI. *Zeitschrift für Physik*, t. XXX, n° 3, 1924, p. 225-227.

E. KRAMAR. *Zeitschrift für Hochfrequenztechnik*, juillet et août 1928, t. XXXII, p. 10-15 et 46-58. Extraits d'une thèse déposée le 1^{er} décembre 1926.

ment dans le fait que, selon l'expression de Casper, Hubmann et Zenneck, les multiplicateurs de fréquence usuels sont des appareils à « déformation de tension » tandis que l'on a affaire ici à une « déformation de courant ». Mes premières conclusions ont été résumées dans une note à l'Académie des Sciences ⁽¹⁾.

⁽¹⁾ E. ROUELLE ; Sur une nouvelle catégorie de multiplicateurs de fréquence ferromagnétiques. *Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences*, 2 juillet 1928, t. CLXXXVII, p. 39-41, reproduit dans la *Revue générale de l'Électricité*, 8 septembre 1928, t. XXIV, p. 355.

CHAPITRE X. — CONCLUSIONS DE L'ÉTUDE DES RÉGIMES PERMANENTS

Par l'étude systématique des courbes caractéristiques, j'ai contrôlé et généralisé les résultats fragmentaires acquis au cours des expériences antérieures, ou prévus par un calcul approché, relativement à l'influence particulière de chacun des paramètres choisis (U, C, f, R). J'ai précisé notamment les conditions d'existence du double régime et montré que, si l'un des paramètres δ est arbitrairement fixé, les valeurs des trois autres, α, β, γ , pour lesquelles ce phénomène est possible, définissent un espace à trois dimensions, limité par une surface à deux nappes (σ_1) et (σ_2), lieux des conditions « critiques » pour lesquelles un des régimes cesse d'exister. L'emploi d'une bobine à fuites magnétiques élevées m'a permis d'explorer plus complètement les domaines intérieur et extérieur à l'espace ainsi défini et d'obtenir des formes de courbes qui n'avaient encore été ni prévues ni observées.

L'interprétation des résultats précédents m'a fait mettre en évidence d'autres aspects inédits du phénomène et, notamment, la possibilité d'évolutions telles que le courant final soit différent du courant initial, bien que tous les paramètres aient repris leurs valeurs primitives, et sans que dans l'intervalle on ait observé de discontinuité.

Accessoirement, j'ai montré quelques effets inédits de la résistance complémentaire, particulièrement sur les limites de stabilité des caractéristiques $I = f(C)$, lorsque la résistance est négligeable.

J'ai complété les observations faites au cours des recherches ci-dessus, en montrant l'influence de l'impédance de la source sur les caractéristiques $U = f(I)$ expérimentales, tant en ce qui concerne les limites de stabilité, que la forme même de la courbe relevée. Il en résulte que la seule courbe qu'on puisse définir à priori sans ambiguïté est la caractéristique $E = f(I)$ du circuit fermé, pour laquelle l'instabilité s'étend à tout l'arc de courbe à pente négative, et que tout contrôle expérimental est dénué de sens s'il n'est pas exécuté avec une source d'impédance négligeable. J'ai montré la difficulté qu'on peut avoir à réaliser une telle source et établi, pour mes expériences, un dispositif qui constitue une approximation suffisante, ce dont aucun auteur précité ne s'est préoccupé.

Après avoir comparé les courbes expérimentales obtenues dans ces conditions à celles que fait prévoir le calcul de Martienssen (le plus exact des calculs antérieurs, car il tient compte des pertes dans le fer) et établi par le raisonnement et l'expérience l'influence de chacune des causes d'erreurs, j'ai mis au point une méthode de calcul, à peine plus compliquée, et qui procure une amélioration considérable de la prédétermination. J'ai démontré, à cette occasion, certaines propriétés des composantes active et réactive de la tension, applicables à tous les circuits qui, sous l'action, d'une tension sinusoïdale, sont parcourus par un courant non sinusoïdal.

L'examen combiné des oscillogrammes et des caractéristiques m'a permis de contrôler les divers caractères distinctifs des régimes à faible courant et à fort courant, dans le cas où tous deux sont possibles. Ces caractères sont nets, comme l'ont fait connaître les travaux antérieurs, lorsque la résistance est négligeable : j'ai montré qu'ils s'atténaient progressivement lorsque la résistance augmente et que, notamment, le régime à fort courant primitivement déphasé en avant peut être déphasé en arrière de la tension appliquée.

Mon étude des formes d'onde a établi que, dans la ferro-résonance, le rapport $\frac{I_1}{I}$ est toujours moindre, et donc le courant plus déformé, que dans l'essai de la bobine seule sous tension sinusoïdale. Toutefois, le rapport de chaque harmonique au fondamental peut varier dans des sens différents, en fonction de l'intensité du courant ou de la capacité, selon l'ordre de l'harmonique et les fuites magnétiques de la bobine.

J'ai signalé enfin que, contrairement à ce que tout calcul approché fait prévoir, l'allure des caractéristiques et la forme d'onde se modifient brusquement lorsque l'induction dans le fer de la bobine et la fréquence propre du circuit dépassent certaines limites. Les courants observés dans ce nouveau domaine sont particulièrement riches en harmoniques ; l'ordre de ceux-ci peut être pair ou impair, entier ou fractionnaire. Je n'ai décrit ici que quelques aspects des divers régimes possibles.

DEUXIÈME PARTIE

ÉTUDE DES RÉGIMES TRANSITOIRES

INTRODUCTION

La présence du fer de la bobine, qui modifie si profondément l'aspect des régimes permanents observés dans un circuit oscillant, engendre une variété plus grande encore des phénomènes transitoires qui prennent naissance à l'enclenchement, car l'action des paramètres définissant les conditions initiales vient s'ajouter à celle des facteurs qui caractérisent le circuit, ou la tension appliquée en régime permanent. Trois nouveaux paramètres sont à considérer : le flux rémanent φ_r dans le circuit magnétique de la bobine, la charge initiale du condensateur, ou la tension initiale v_0 à ses bornes, et la phase initiale de la tension appliquée, que je caractérise par le symbole τ , en posant $u_0 = U_m \sin \omega \tau$, τ représentant donc le temps qui sépare l'instant d'enclenchement, pris comme origine des temps, du zéro précédent, où la tension s'annule en croissant. Le second facteur n'intervient d'ailleurs en pratique que si l'on exécute une série d'enclenchements et de coupures, consécutifs, à des intervalles assez rapprochés, tandis que les deux autres agissent en toute circonstance.

Dans leur étude expérimentale de l'enclenchement d'un circuit ferro-résonnant, avec bobine sans fer additionnelle, Plendl, Sammer et Zenneck ⁽¹⁾ se sont bornés à quelques expériences exécutées au moyen d'un interrupteur ordinaire. Ils signalent seulement que l'intensité du courant et les tensions dépassent ou non leurs amplitudes de régime permanent, suivant que le circuit est accordé loin ou près de la résonance, et qu'ils n'ont pas cherché si les surtensions pouvaient devenir plus grandes que dans le circuit sans fer, accordé.

Lorsque, sans précaution spéciale, on enclenche ainsi le circuit au moyen d'un interrupteur ordinaire, les trois paramètres τ , φ_r et v_0 peuvent prendre des valeurs arbitraires, variables d'une opération à la suivante, et l'on obtient chaque fois un aspect différent du régime transitoire ; à l'intérieur d'un certain intervalle de tensions, on obtient même l'un ou l'autre

⁽¹⁾ *Loc. cit.* Cette étude expérimentale est la seule que je connaisse.

des deux régimes permanents stables, comme le montre la figure 72 ⁽¹⁾.

Les expériences exécutées dans ces conditions ne peuvent mettre en évidence l'influence de chaque paramètre; j'ai donc réalisé un dispositif permettant de régler chacun d'eux, séparément, à volonté. Si les conditions initiales sont maintenues rigoureusement constantes, ainsi que l'amplitude et la fréquence de la

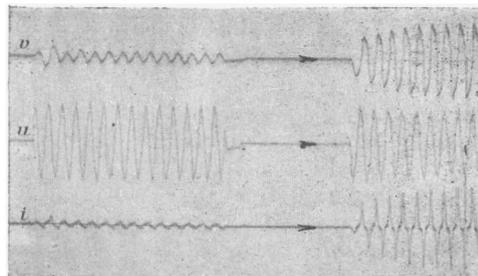


Fig. 72. — Oscillogramme de deux enclenchements successifs par contacts tournants; avec bobine de 172 spires, $f = 40$ p : s, $C = 120$ μ F (condensateur électrolytique) $U = 84$ v; à gauche, faible courant ($I = 0,5$ A, $V = 36$ v, $U_s = 114$ v); à droite, fort courant ($I = 8,1$ A, $V = 230$ v, $U_s = 204$ v).

tension appliquée, l'enclenchement donne toujours, pour un circuit donné, un même régime transitoire et un même régime permanent. La modification continue d'un seul paramètre montre alors suivant quelle loi il agit.

⁽¹⁾ Cet oscillogramme a été relevé au moyen d'un système de contacts tournants que je ne décris pas en détail, car je n'en ai pas généralisé l'emploi; il assure la succession des opérations suivantes : enclenchement, insertion d'une résistance, coupure, décharge du condensateur à travers la bobine, nouvel enclenchement légèrement déphasé par rapport au précédent, etc. La charge initiale du condensateur est donc toujours nulle, mais la phase initiale de la tension et le flux rémanent varient tous les deux d'une fermeture à la suivante.

CHAPITRE XI. — DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET MÉTHODE DE RECHERCHE

A. Constitution et usage des circuits électriques.

— 1. CIRCUIT PRINCIPAL. — Le montage est conforme au schéma de la figure 73. L'alternateur A_1 (réseau de fréquence 50 p : s combiné avec régulateur à induction) alimente, par l'intermédiaire du transformateur abaisseur de tension T , le circuit principal constitué par un condensateur C , en série avec la bobine d'inductance S . La valeur efficace de la tension appliquée est mesurée, avant l'enclenchement, par le voltmètre V_1 ; sa phase initiale est réglée par l'interrupteur automatique J , décrit plus loin. Les équipages oscillographiques et autres appareils de mesure ne sont pas représentés : ils ont été décrits dans la première partie (1).

2. RÉGLAGE DU FLUX RÉMANENT. — La bobine est mise en circuit par la manœuvre de l'inverseur I_1 , qui permet de l'introduire au préalable dans un circuit

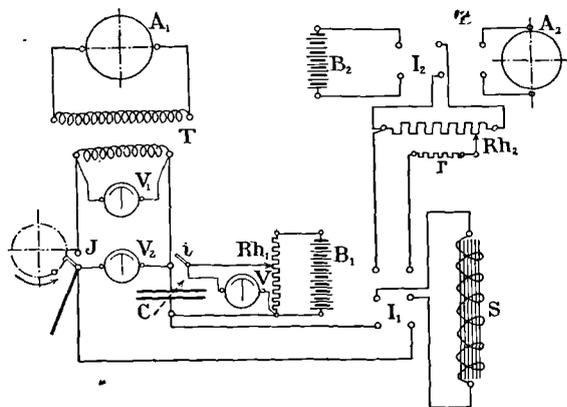


Fig. 73. — Schéma du dispositif expérimental pour l'étude des régimes transitoires : A_1 , générateur principal (réseau et régulateur); T , transformateur abaisseur de tension; C , condensateur réglable; S , bobine à noyau de fer; J , interrupteur automatique; B_1 , source de courant continu destinée au réglage de la tension initiale aux bornes du condensateur; B_2 , source de courant continu destinée au réglage du flux rémanent; A_2 , générateur destiné à annuler l'aimantation rémanente (réseau de distribution d'énergie); Rh_1 et Rh_2 potentiomètres; I_1 et I_2 , inverseurs.

auxiliaire destiné au réglage du flux rémanent. Ce second circuit est alimenté grâce à l'inverseur I_2 , soit par l'alternateur A_2 , celui qui alimente le réseau, en amont du régulateur à induction, soit par la source de courant continu B_1 (batterie d'accumulateurs ou commutatrice); il comprend un rhéostat Rh_2 monté

(1) L'équipage voltmétrique destiné à l'enregistrement de la tension aux bornes du condensateur est combiné avec le transformateur de potentiel déjà utilisé dans le voltmètre à résonance, ce qui réduit sa consommation; j'ai contrôlé que la courbe obtenue n'est pas altérée.

en potentiomètre et une résistance de protection r , nécessaire pour limiter l'intensité du courant continu. On peut ainsi réaliser, avant chaque mesure, soit la désaimantation totale par un courant alternatif progressivement décroissant, soit l'établissement d'un flux rémanent déterminé par un courant continu, d'intensité et de sens convenables, établi et coupé une dizaine de fois.

3. RÉGLAGE DE LA CHARGE INITIALE DU CONDENSATEUR. — La tension initiale v_0 aux bornes du condensateur a été prise égale à zéro dans les premières expériences; cette condition est réalisée automatiquement par la présence du voltmètre V_2 , qui sert en même temps à contrôler la fermeture de J (1). Ce voltmètre est déconnecté pour les autres essais, où la charge initiale est réglée par une source B_1 , constituée par B_2 seule ou en série avec un petit groupe convertisseur et combinée avec un rhéostat Rh_1 monté en potentiomètre. La tension mesurée au voltmètre V est alors appliquée par fermeture de l'interrupteur i , puis la liaison avec la source est supprimée, immédiatement avant la fermeture du circuit de l'électroaimant, qui commande l'interrupteur automatique (2).

4. RÉGLAGE DE L'INSTANT D'ENCLICHÈMENT. — 1° Description de l'interrupteur. — Cet appareil est inspiré de celui qu'utilisa M. Johann (3) pour étudier l'établissement du courant dans les transformateurs; les modifications que je lui ai fait subir facilitent, notamment, la localisation de l'enregistrement sur le tambour photographique de l'oscillographe. C'est un interrupteur unipolaire, en cuivre rouge, de petites dimensions, sans pare étincelles, ni poignée de manœuvre, intercalé dans un des fils d'alimentation. Sa fermeture est provoquée par le choc d'une tige cylindrique T , fixée sur un plateau P , entraîné par un moteur asynchrone synchronisé à quatre pôles (4) (fig. 74).

Le support S de l'interrupteur pivote autour d'un

(1) Si le condensateur conserve une charge résiduelle à la fin d'une expérience, il se décharge sur ce voltmètre.

(2) L'isolement des condensateurs est assez bon pour que la charge ne subisse aucune déperdition sensible avant le fonctionnement de l'interrupteur J ; j'ai contrôlé, avec un voltmètre électrostatique, que la tension met plusieurs minutes pour tomber de 125 à 120 v.

(3) JOHANN; De l'établissement du courant dans les transformateurs. *Bulletin de la Société internationale des Electriciens*, octobre 1905, t. v (2^e série), p. 579-608.

(4) La nécessité de régler l'instant d'enclenchement indépendamment du décalage entre le stator et le rotor du régulateur à induction, entraîne l'obligation de relier le moteur au secondaire de celui-ci; il en résulte, dans la tension appliquée, des harmoniques de rang élevé nettement visibles sur les oscillogrammes publiés plus loin, mais qui ne peuvent affecter sensiblement les résultats numériques.

axe O; il est sollicité dans le sens des aiguilles d'une montre par un ressort R et retenu normalement par un crochet C, fixé à l'armature d'un électroaimant E. Une butée B assure l'ouverture de l'interrupteur lorsqu'on agit à la main sur le levier L, solidaire du support, dans le sens inverse des aiguilles d'une montre; la même manœuvre met en prise le crochet C, si le circuit de l'électroaimant est interrompu. Dans cette position, une lame de fibre F, fixée sous le couteau de l'interrupteur, à la place du pare-étincelles, reste engagée dans la mâchoire M et empêche toute fermeture intempestive, en même temps qu'elle assure la pénétration

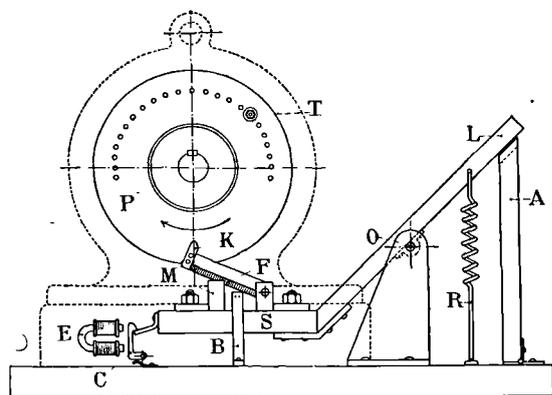


Fig. 74. — Croquis détaillé de l'interrupteur automatique.

du couteau, sans choc, au moment de l'enclenchement; la mâchoire est elle-même assez rigide pour éviter toute vibration.

L'enclenchement se produit automatiquement, quelques périodes après l'ouverture de l'obturateur de l'oscillographe. Dans ce but, le volet de cet obturateur, en tombant, ferme le circuit d'un accumulateur de 12 V, en série avec l'électroaimant E. Un interrupteur manœuvrable à la main permet de provoquer l'enclenchement, si on le désire, sans faire fonctionner l'obturateur, lorsque le volet est tombé. Le support S libéré du crochet est alors entraîné par le ressort R et la came K, en acier, vient heurter la tige T, ce qui provoque l'enclenchement. La butée d'arrêt A limite la course de l'interrupteur vers le haut, de telle sorte que le choc se produise toujours au moment où T est à son point bas. Le mouvement est amorti par la friction d'une pièce de bois, non représentée sur la figure, qui évite tout rebondissement; enfin, pour limiter les conséquences de l'inertie, l'ouverture de l'interrupteur est réduite à 1 mm environ.

On règle la phase initiale de la tension appliquée en déplaçant T sur le plateau, dans une série de trous percés à 10 cm du centre et très voisins les uns des autres, qui assurent un repérage exact de la position occupée.

Le réglage de A est modifiable à volonté, afin de remédier aux légères irrégularités du perçage ou de la position prise par la tige dans chaque trou; celle-ci

est choisie aussi courte que possible, pour réduire sa flexion. En prenant la précaution de blanchir la came K à la craie, avant la mise en route du moteur, on peut contrôler au cours de la marche que le choc se produit toujours au même point.

2° *Précision obtenue.* — L'expérience montre que, pour une position donnée de la tige T et malgré les précautions indiquées ci-dessus, il subsiste encore une certaine indétermination de l'instant d'enclenchement, attribuable surtout au pompage du moteur, ainsi qu'aux dimensions de la tige et de la came K. Avec une tige de 5 mm de diamètre et une came dont la largeur est du même ordre, les écarts observés dépassent exceptionnellement $\frac{1}{20}$ de période, mais restent, en général,

inférieurs à $\frac{1}{40}$; cette précision est suffisante pour l'étude que je me propose.

Le perçage du plateau a été exécuté en divisant une demi-circconférence en 40 parties égales, par des trous équidistants, de sorte que la distance de deux trous voisins soit de l'ordre du plus grand écart couramment observé. La position du plateau a été réglée, après la mise au point définitive, de telle sorte que le trou 0 corresponde approximativement à l'enclenchement au zéro de la tension ($\tau = 0$), le trou 10, au maximum suivant ($\tau = \frac{T}{4}$) et ainsi de suite. Le résultat du contrôle de ce réglage est mis en évidence sur la figure 75

qui représente une série de trois enclenchements successifs, pour chacun des trous de rang $-2, 0$ et $+2$. La même figure donne une idée des écarts normalement obtenus pour une même position de la tige T.

Pour les relevés oscillographiques, la période transitoire, assez courte, est aisément localisée sur un tambour photographique de 7 cm de diamètre, tournant à une vitesse assez grande (un tour en 10 ou 15 périodes) bien que l'obturateur reste ouvert pendant une seule révolution.

B. Programme général des recherches. — Je limiterai mes investigations aux circuits dont la fréquence propre, aux inductions moyennes, est voisine de celle de la source (1). Le domaine exploré restera donc celui de la ferro-résonance fondamentale et, plus spécialement, la zone d'existence du double régime permanent. J'opérerai seulement sur la bobine S_1 décrite dans la première partie, avec laquelle l'action du fer est plus marquée, et sans résistance additionnelle (2).

(1) D'après l'étude des régimes libres, reproduite au chapitre suivant, le rapport de la pseudo-période à la période de la source varie de 0,7 à 2,4. J'évite ainsi les phénomènes décrits au chapitre IX, et d'autres encore, qui n'apparaissent qu'en régime transitoire et que je définirai au chapitre XVII.

(2) La tension étant lue au voltmètre V_1 (figure 73) connecté en amont, la résistance des ampèremètres et transformateurs de courant se trouve comprise dans le circuit récepteur, contrairement à ce que nous avions pour l'étude des régimes permanents. Les conséquences en sont minimes, je les signalerai en temps opportun.

Après avoir établi, expérimentalement, les particularités du régime libre d'un circuit oscillant avec bobine à noyau de fer, j'étudierai les caractères généraux de la période transitoire, à l'enclenchement de ce circuit sur une source de courant alternatif, sans charge initiale du condensateur, ni flux rémanent. Je repérerai l'ordre de grandeur des surtensions et surintensités maxima de courant réalisées dans ces conditions, pour diverses valeurs de la tension appliquée. J'examinerai ensuite l'influence de chacun des paramètres, τ , φ_r , v_0 , sur la forme d'onde et l'amplitude des premières alternances, la loi décroissance des amplitudes et, en définitive, sur la possibilité d'établissement final de l'un ou l'autre des régimes permanents.

Au cours de ces étapes successives, je comparerai les résultats les plus remarquables à ceux qu'on obtient

sans fer, afin de mettre en relief les particularités imputables à celui-ci.

C. Symboles et notations utilisés. — Pour assurer la clarté de l'exposition, j'ai adopté pour l'analyse des phénomènes transitoires les notations suivantes :

des lettres minuscules, u, u_s, i, v, φ , comme plus haut, pour les valeurs instantanées des diverses grandeurs à un instant t quelconque ; des majuscules sans indice et avec indice m, U, U_s, I, \dots et U_m, U_{sm}, I_m, \dots pour les valeurs efficaces et maxima en régime permanent ;

U_{sm}, I_m, V_m pour la plus forte amplitude atteinte au cours de la période transitoire (maximum maximorum) ;

des lettres majuscules affectées d'un indice égal au rang du maximum considéré, $U_{s1}, U_{s2}, \dots, I_1, I_2, \dots$ pour les valeurs absolues des maxima successifs en régime

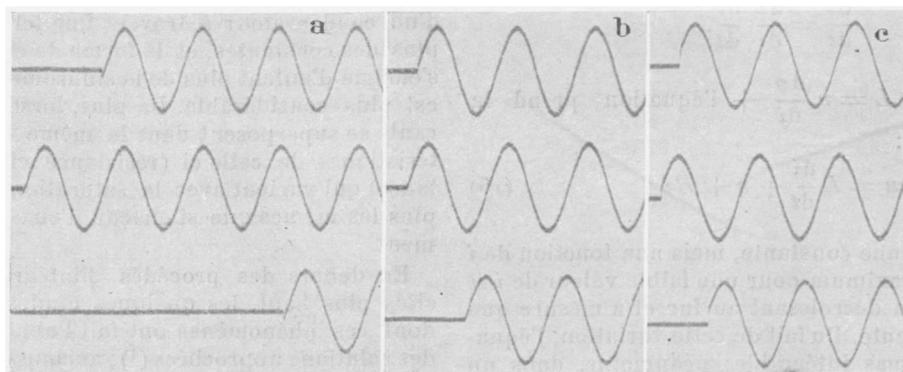


Fig. 75. — Oscillogrammes des tensions appliquées pour le contrôle de l'interrupteur automatique : a, trou — 2 ; b trou 0 ; c, trou + 2.

transitoire, (les valeurs efficaces ne seront considérées qu'en régime permanent) ;

la lettre t affectée d'un indice égal au rang du maximum considéré, pour les instants auxquels se produisent les maxima successifs, soit t pour u ; t' pour u_s ; t'' pour i ; t''' pour v ;

les valeurs instantanées des diverses grandeurs, au moment du maximum de l'une d'elles, seront affectées des mêmes indices et exposants que le temps correspondant ; par exemple, u_{s1}, i_1, v_1 , à l'instant t_1 ; i'_2, v'_2 à l'instant t'_2 (u'_{s2} se confond avec U_{s2}), etc ;

la lettre θ affectée d'un indice égal au rang du zéro considéré, pour les instants auxquels se produisent les zéros successifs, soit : θ pour u , θ'' pour v , le zéro initial, confondu avec l'origine des temps n'étant pas numéroté,

(θ'_k confondu avec t''_k et θ''_k avec t'_k , ne seront pas utilisés).

la lettre Θ affectée d'un indice égal au rang de l'alternance, confondu avec celui du maximum correspondant, ou du zéro qui termine l'alternance, pour les durées des alternances successives, soit $\Theta = \frac{T}{2}$ pour u ; Θ' pour u_s ; Θ'' pour i , Θ''' pour v . A chacune de ces alternances correspond une pulsation affectée des mêmes indice et exposant, par exemple $\omega_1 = \frac{\pi}{(\Theta')_1}$;

enfin, la notation τ, τ' etc., sera réservée à des intervalles de temps divers qui seront définis au moment de leur emploi.

CHAPITRE XII. — CARACTÈRES GÉNÉRAUX DES RÉGIMES TRANSITOIRES DANS LES CIRCUITS OSCILLANTS A NOYAUX DE FER

A. *Considérations théoriques.* — Considérons l'équation générale du circuit :

$$u = n \frac{d\varphi}{dt} + v + Ri. \quad (14)$$

où n est le nombre de spires de la bobine ; φ , le flux moyen par spire, compte tenu du flux de fuites s'il y a lieu ⁽¹⁾, et R , la résistance ⁽²⁾. On peut écrire

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{d\varphi}{di} \frac{di}{dt}.$$

Si nous posons $L = n \frac{d\varphi}{di}$ l'équation prend la forme classique :

$$u = L \frac{di}{dt} + v + Ri \quad (15)$$

où L n'est plus une constante, mais une fonction de i présentant un maximum pour une faible valeur de i et allant ensuite en décroissant au fur et à mesure que le courant augmente. Du fait de cette variation, l'équation (15) n'est pas intégrable; néanmoins, dans un certain nombre de cas, on peut se faire une idée suffisamment approchée des phénomènes en raisonnant comme si la bobine ne contenait pas de fer ⁽³⁾. On sait que, dans ces conditions, un seul régime permanent est possible, et qu'il s'y superpose, dans les premiers instants qui suivent l'enclenchement, un courant transitoire d'autant moins rapidement amorti que la résistance est plus faible et la self-inductance plus

⁽¹⁾ Pour la bobine S₁, seule utilisée dans cette seconde partie, ce flux nous est donné, en fonction du courant, par les cycles d'hystérésis de la figure 16.

⁽²⁾ Multiplions par idt l'équation (14), nous obtenons

$$uidt = nid\varphi + vidt + Ri^2dt.$$

Si l'on fait correspondre à chaque instant φ à i , par l'intermédiaire du cycle d'hystérésis, comme je l'envisage ici, l'énergie dissipée dans le fer est incluse dans le terme nid et par conséquent R représente seulement la résistance mesurée en courant continu.

⁽³⁾ De merveilleuses machines, récemment mises au point aux Etats-Unis d'Amérique, permettent l'intégration graphique des équations différentielles à coefficients variables et ont été appliquées effectivement à l'étude des régimes transitoires dans les circuits oscillants à noyau de fer (voir P. FOURMARIER; Les intégrales électromécaniques et la résolution des équations différentielles à coefficients variables. *Bulletin de la Société française des Electriciens*, janvier 1933, t. 11 (5^e série), p. 13-43); elles constituent néanmoins un procédé exceptionnel, dont l'usage restera réservé à quelques privilégiés. Leur apparition ne réduit pas l'intérêt de raisonnements plus simples ni celui de l'expérimentation directe, appelée à confirmer leurs propres résultats.

élevée. Ce courant est le même que dans la décharge à travers le circuit étudié, du condensateur préalablement chargé sous une tension qui varie avec l'instant d'enclenchement; pour des valeurs assez faibles de $\frac{R}{L}$, il est oscillatoire et sa pseudo-période est voisine de $2\pi \sqrt{LC}$.

La présence du fer introduit au moins deux modifications essentielles : d'abord, la pseudo-période et le facteur d'amortissement de la décharge oscillante d'un condensateur à travers une telle bobine ne sont plus des constantes, et la forme de chaque demi-onde s'éloigne d'autant plus de la sinusoïde que l'amplitude est plus considérable. De plus, lorsque les deux courants se superposent dans la même bobine, les caractéristiques de celle-ci (résistance effective et inductance) qui varient avec la saturation du fer, ne sont plus les mêmes que si chacun d'eux y circulait isolément.

En dehors des procédés d'intégration graphique, cités plus haut, les quelques études mathématiques dont ces phénomènes ont fait l'objet ne donnent que des solutions approchées ⁽¹⁾; aucune étude expérimentale systématique, à ma connaissance, n'en a contrôlé les résultats sur les bobines à circuit magnétique fermé ⁽²⁾. J'ai donc entrepris quelques expériences en vue de vérifier la nature et l'importance de ces influences du ferro magnétisme dans la bobine étudiée.

B. *Etude expérimentale du régime libre.* — Pour adapter le montage précédent à cette étude, il suffit de mettre hors circuit le transformateur d'alimentation; la charge initiale du condensateur et le flux rémanent dans la bobine sont réglés comme nous l'avons vu plus haut. La capacité utilisée est de 150 μ F; la décharge est oscillante.

⁽¹⁾ Paul JANET. *Leçons d'électrotechnique générale*, t. 11, p. 294. édité par la librairie Gauthier-Villars (édition 1916).

J.-B. COLLO. *Contribucion al estudio de las ciencias físicas y matemáticas*, Universidad nacional de la Plata, 1920, t. 11, p. 419-444. (*Physikalische Berichte*, 1921, p. 1055).

⁽²⁾ Les calculs et expériences de A. Batelli et L. Magri (*Physikalische Zeitschrift* 1908, p. 156), ont trait à une bobine de quelques spires, à circuit magnétique ouvert, constitué par un faisceau de fil de fer. Ces auteurs comparent les résultats obtenus avec la même bobine, se'on qu'on y introduit ou non, le noyau de fer, ou un noyau de métal non magnétique. Certains de leurs résultats ne s'appliquent qu'aux fréquences très élevées (de l'ordre de 10⁶ p. s). Ils ont toutefois constaté, comme je le fais moi-même ci-après, que les premières périodes de la décharge vont en augmentant de durée, en raison de l'augmentation de perméabilité, ce qui suppose que le maximum de celle-ci a été dépassé, au cours de la première alternance.

1. **COURANT DE DÉCHARGE.** — Les trois premiers oscillogrammes (fig. 76) montrent l'allure du courant de décharge, pour un flux rémanent nul et des tensions initiales respectivement égales à 90 v, 60 v, 15 v ; les sensibilités utilisées sont indiquées sur chacun d'eux. La tension sinusoïdale de fréquence de 50 p : s, enregistrée sur chaque oscillogramme, permet de repérer la pseudo-période de la décharge. Dans les deux premiers cas, celle-ci passe par un maximum vers la deuxième ou troisième alternance, tandis que dans le dernier, elle décroît constamment. Pour la plus faible

tension initiale, l'onde diffère peu d'une sinusoïde ; elle devient très pointue dans les premières alternances, dès que la tension atteint 60 v. On ne peut se faire, d'après ces relevés, une idée exacte de l'amortissement, car les variations d'amplitude du courant dépendent aussi de l'induction (1).

2. **TENSION AUX BORNES DU CONDENSATEUR.** — La courbe de la tension aux bornes du condensateur est, à cet égard, plus simple à interpréter ; elle permet aussi une étude quantitative plus exacte de la période propre,

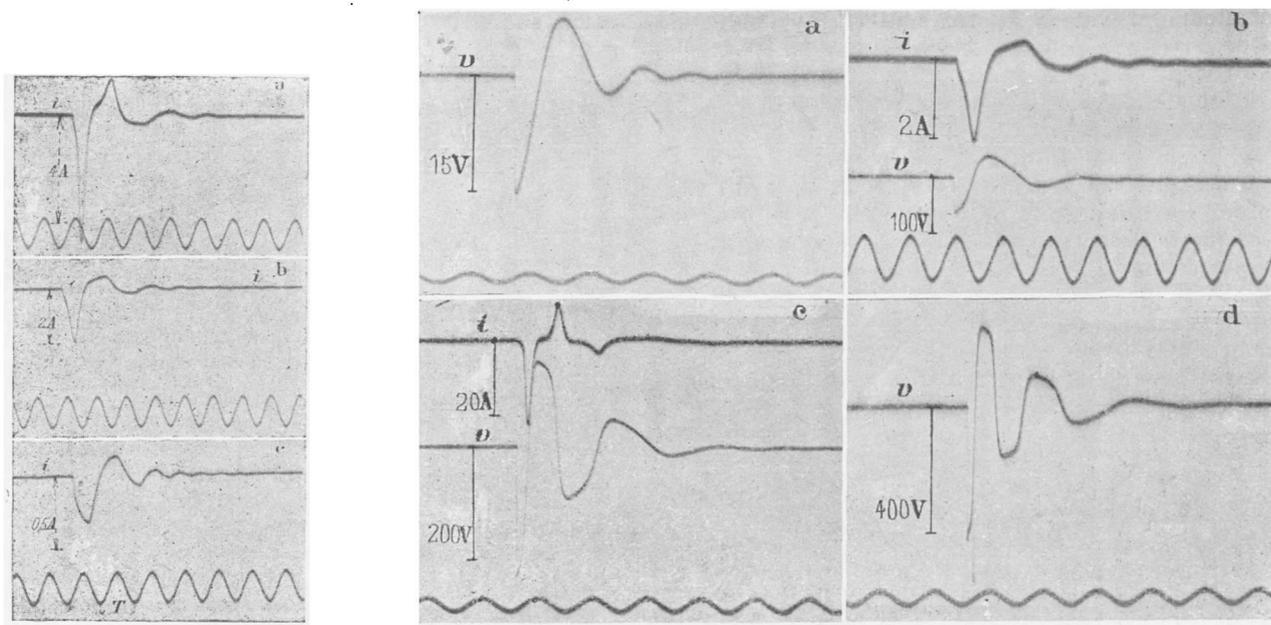


Fig. 76. — Oscillogramme du courant de décharge d'un condensateur dans une bobine S_1 à noyau de fer, avec $C = 150 \mu F$, $f = 50$ p : s et pour les valeurs suivantes de v_0 : a, 90 v ; b, 60 v ; c, 15 v.

Fig. 77. — Oscillogrammes de la décharge oscillante du condensateur ($C = 150 \mu F$) dans une bobine S_1 à noyau de fer ; tension aux bornes communes pour les valeurs suivantes de v_0 : a, 15 v ; b, 60 v ; c, 220 v ; d, 400 v.

car son coefficient angulaire est plus grand aux points d'ordonnée nulle. La présence d'un équipage voltmétrique modifie sans doute légèrement l'allure de la décharge ; l'expérience m'a confirmé que, quelles que soient la tension initiale ou la sensibilité du voltmètre utilisé, cette influence demeure négligeable. La seule précaution à observer pour obtenir des relevés corrects est de connecter une borne du voltmètre en amont de l'interrupteur automatique, afin d'éviter que le condensateur ne se décharge avant le fonctionnement de ce dernier.

J'ai obtenu ainsi les oscillogrammes de la figure 77, qui correspondent à des tensions initiales de 15, 60, 220 et 400 volts. La courbe du courant, conservée pour le second et le troisième, a été éliminée, pour plus de clarté, des deux autres relevés ; la sensibilité est adaptée aux grandeurs à mesurer et indiquée sur chaque oscillogramme. Ces relevés peuvent être rapprochés des quatre suivants (fig. 78), qui ont

trait à des circuits sans fer avec $v_0 = 15$ v, 60 v ou 220 v.

3. **EVALUATION APPROCHÉE DE LA PSEUDO-PÉRIODE ET DE L'AMORTISSEMENT.** — Les variations de la période propre du circuit ferro-résonnant sont très nettes ; son maximum est réalisé pour une alternance de rang d'autant plus élevé que la charge initiale est plus considérable ; celle de deuxième rang en figure 77 b, de quatrième

(1) L'inductance variant avec l'induction, l'énergie électromagnétique correspondant à un courant maximum I_m n'est pas proportionnelle à I_m^2 comme avec une bobine sans noyau de fer et le rapport des amplitudes de deux alternances successives n'a plus la même signification. On peut, au contraire, faire sur l'énergie électrostatique $\frac{1}{2} CV_m^2$ les considérations habituelles, et quoique la résistance ne soit plus constante, le rapport des amplitudes de deux alternances successives de r caractérise bien l'amortissement, au sens où on l'entend ordinairement,

en 77 c et de cinquième en 77 d. Ce maximum varie un peu d'un cas à l'autre, car l'induction ne passe pas exactement par les mêmes valeurs; les deux derniers sont cependant voisins et la durée maximum d'une alternance est en moyenne de 0,0207 s.

D'après la formule de Thomson, la self-inductance qui correspond à cette durée est de 0,279 H, valeur très voisine du maximum (0,271) de la self-inductance effective, repérée dans l'essai de la bobine seule sous tension sinusoïdale de fréquence de 50 p. s. La durée et la tension maximum mesurées sur l'oscillogramme, pour une alternance de rang quelconque, permettent d'ailleurs d'évaluer approximativement l'induction

maximum imposée à la bobine; il y correspond, d'après l'essai effectué sous tension sinusoïdale, une self-inductance effective, assez voisine de celle qu'on déduit de la durée de l'alternance par la formule de Thomson. Inversement, on peut évaluer approximativement, avec un écart inférieur à 15 pour 100, la période propre de la décharge oscillante, en introduisant dans la formule de Thomson la self-inductance effective de la bobine, pour l'induction maximum réalisée dans l'alternance considérée (1).

Le contrôle de l'amortissement est moins aisé, car il porte sur le rapport des amplitudes de deux alternances successives, auxquelles correspondent des in-

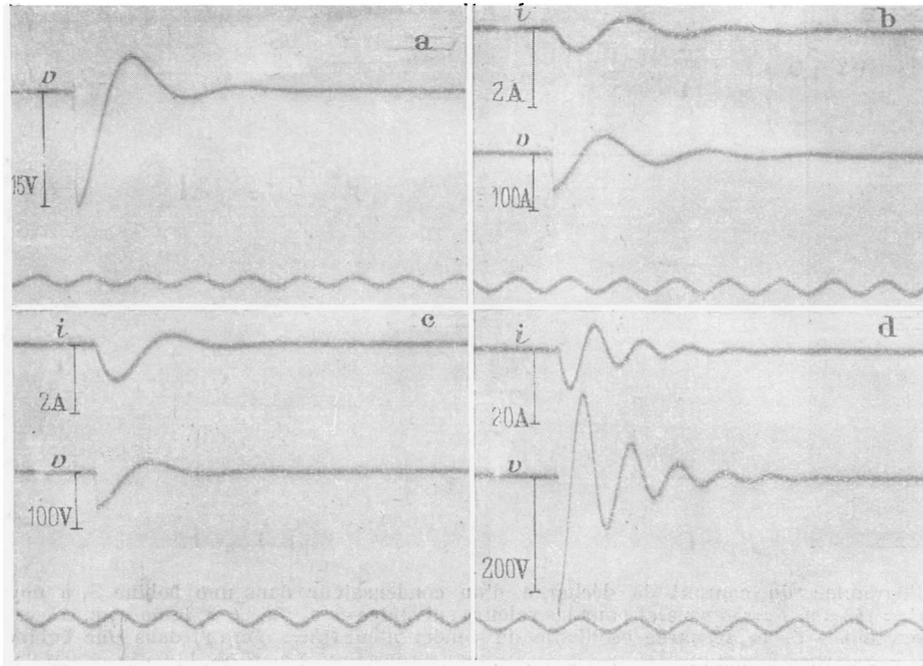


Fig. 78. — Oscillogrammes de la décharge oscillante du condensateur dans quelques bobines sans fer, avec $C = 150 \mu F$, $L = 0,25 H$ pour a, b et c et $0,05 H$ pour d : a, $v_0 = 15 V$ et $R = 30 \text{ ohms}$; b, $v_0 = 60 V$ et $R = 15 \text{ ohms}$; c, $v_0 = 60 V$ et $R = 30 \text{ ohms}$; d, $v_0 = 220 V$ et $R = 4 \text{ ohms}$.

ductions différentes. Le tableau I montre comment varie ce rapport au cours des diverses expériences.

TABLEAU I. — Valeurs des rapports des maxima successifs de V .

CONDITIONS		$\frac{V_{m1}}{V_{m2}}$	$\frac{V_{m2}}{V_{m3}}$	$\frac{V_{m3}}{V_{m4}}$	$\frac{V_{m4}}{V_{m5}}$	$\frac{V_{m5}}{V_{m6}}$
Avec fer	$v_0 = 400 V \dots\dots\dots$	1,6	1,6	1,7	1,7	3,4
	$v_0 = 220 V \dots\dots\dots$	1,5	1,6	1,9	2,9	
	$v_0 = 60 V \dots\dots\dots$	1,6	3,2			
	$v_0 = 15 V \dots\dots\dots$	2,4	1,9	1,8	1,7	
Sans fer	$0,05 H; 4 \text{ ohms} \dots\dots$	1,6	1,5	1,7		
	$0,25 H; 15 \text{ ohms} \dots\dots$	1,9	2,1			
	$0,25 H; 30 \text{ ohms} \dots\dots$	3,4				

La comparaison des résultats obtenus avec et sans fer montre qu'aux fortes inductions, l'amortissement engendré par la bobine S_1 est sensiblement le même que pour la bobine sans fer de 0,05 H et 4 ohms, tandis que le maximum d'amortissement est voisin de celui qu'on obtient avec 0,25 H et 30 ohms. Ces inductances et résistances sont précisément de l'ordre des inductances et résistances effectives de la bobine à noyau

(1) Je n'ai exécuté le contrôle que pour le cas d'une résistance faible; la durée d'alternance calculée comme je l'indique est alors très voisine de celle qu'on obtient par la formule de M. Janet (loc. cit.), basée sur la considération de l'impédance imaginaire. L'écart entre le calcul et l'expérience peut être, on le voit, assez notable, mais on ne doit pas l'imputer seulement à l'approximation de la formule, car l'expérience n'est pas d'une très grande précision.

de fer, aux inductions élevées, ou au voisinage du maximum de perméabilité.

C. Etablissement du courant alternatif dans un circuit ferro-résonnant, sans charge initiale du condensateur ni flux rémanent. — Nous savons qu'en principe, le régime obtenu à l'enclenchement sur une source de courant alternatif ne peut être évalué comme

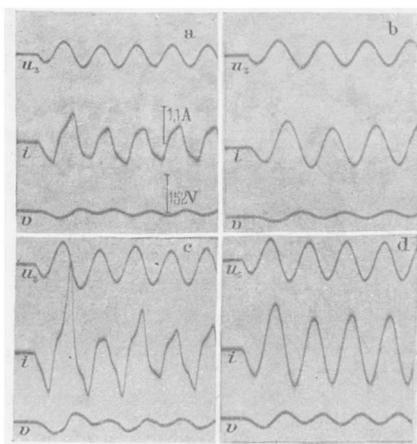


Fig. 79. — Oscillogrammes des enclenchements sous faibles tensions dans un circuit à noyau de fer (a et c) et dans un circuit équivalent sans fer (b et d), avec $C = 150 \mu\text{F}$, $f = 50 \text{ p. s.}$; a et c, bobine S_1 , $U = 25 \text{ v}$ (a) et $U = 40 \text{ v}$ (c); b et d, $L = 0,25 \text{ H}$, $R = 30 \text{ ohms}$, $U = 25 \text{ v}$ (b) et $U = 40 \text{ v}$ (d).

en l'absence de fer, en superposant un régime libre du système aux oscillations forcées qui constituent le régime permanent (1). Il est pourtant intuitif que la transposition des lois établies pour des circuits sans fer doit demeurer tolérable, dans la mesure où l'inductance garde sensiblement la même valeur pendant la majeure partie de la période transitoire, c'est-à-dire lorsque le circuit magnétique se trouve pendant cette période, très fortement, ou très peu, saturé. Ces conditions sont convenablement réalisées lorsque la tension appliquée reste assez éloignée, en deçà ou au delà, de la tension critique supérieure U_1 appelée par divers auteurs « tension de chavirement ». Les oscillogrammes analysés ci-après confirment cette opinion et fournissent quelques valeurs numériques de surintensités de courant et surtensions.

1. ENCLICHEMENTS SOUS FAIBLES TENSIONS. — La comparaison des oscillogrammes des figures 79 a et 79 b montre que, pour une tension de 25 v, on a des régimes transitoires de même aspect général avec la bobine à noyau de fer et la bobine sans fer, ayant sensiblement mêmes constantes que la précédente au maximum de

(1) La cause de cette impossibilité réside dans les réactions mutuelles que subissent, par l'intermédiaire du fer, les oscillations libres et forcées superposées dans un même circuit. Ces réactions sont complexes et j'ai renoncé à les analyser isolément; il n'est utile d'ailleurs que d'en connaître l'effet résultant.

perméabilité (0,25 H et 30 ohms). Ces deux relevés ont trait à une même capacité (150 μF) avec enclenchement au zéro de la tension ($\tau = \frac{T}{2}$). Le régime permanent est atteint en quelques alternances, un peu plus vite cependant sans fer qu'avec fer, ce qui se conçoit, puisque, dans le premier cas, l'amortissement est constamment égal au maximum du second.

La différence devient plus considérable si la tension appliquée est portée à 40 v (1) (oscillogrammes des figures 79 c et 79 d). La durée du régime transitoire est alors de sept à huit alternances sans fer, et de quinze à dix-huit avec fer, c'est à-dire que l'amortissement est devenu beaucoup moindre. Il reste encore bien inférieur à celui qu'on obtient en réduisant de moitié la résistance de la bobine sans fer; j'ai constaté, en effet que, dans ces conditions, le régime permanent est déjà établi après 10 ou 12 alternances.

La surintensité maximum du courant est toujours plus forte avec fer que sans fer, et d'autant plus que la tension appliquée est plus élevée, mais les surtensions aux bornes de la bobine ou du condensateur sont du même ordre dans les deux cas. Le tableau II donne, pour chacune des expériences ci dessus et pour les deux grandeurs i et u_s , le rapport de la plus grande amplitude à celle du régime permanent; v est trop faible pour être mesurée avec une approximation suffisante.

TABLEAU II. — Valeurs des rapports des maxima maximorum aux maxima en régime permanent de i et U_s .

	$\frac{I_M}{I_m}$	$\frac{U_{sM}}{U_{sm}}$	
$U = 25 \text{ v}$ {	avec fer.....	1,75	1,27
	sans fer.....	1,33	1,14
$U = 40 \text{ v}$ {	avec fer.....	3,28	1,3
	sans fer, 30 ohms.....	1,33	1,14
	sans fer, 15 ohms.....	1,5	1,18

2. ENCLICHEMENTS SOUS TENSIONS ÉLEVÉES. — Les oscillogrammes des figures 80 a et 80 b ont trait à un condensateur de 75 μF ; la bobine à noyau de fer est la même que plus haut; l'inductance sans fer est de 0,08 H et sa résistance, de 3 ohms (inductance et résistance voisines de celles de la bobine avec fer, en régime permanent). Dans les deux cas, la tension appliquée est de 80 v; ils présentent une grande analogie, sauf en ce qui concerne la forme d'onde. Celle-ci reste pratiquement sinusoïdale pour le circuit sans fer, tandis qu'avec fer, la forme des premières alternances diffère sensiblement de celle qu'on observe en régime permanent; nous analyserons ce phénomène plus en détail à propos de l'enclenchement sous tensions moyennes.

(1) La tension de chavirement est égale à 58 v pour le circuit à noyau de fer.

Abstraction faite de ces divergences, on perçoit dans les deux cas les battements caractéristiques d'un accord voisin de la résonance (1). En raison de l'amortissement, le premier ventre seul est bien marqué;

pendant le second est encore sensible vers la onzième alternance sans fer et la septième avec fer. Quant au maximum maximorum réalisé au premier ventre, il est, pour chaque grandeur, du même ordre dans les deux

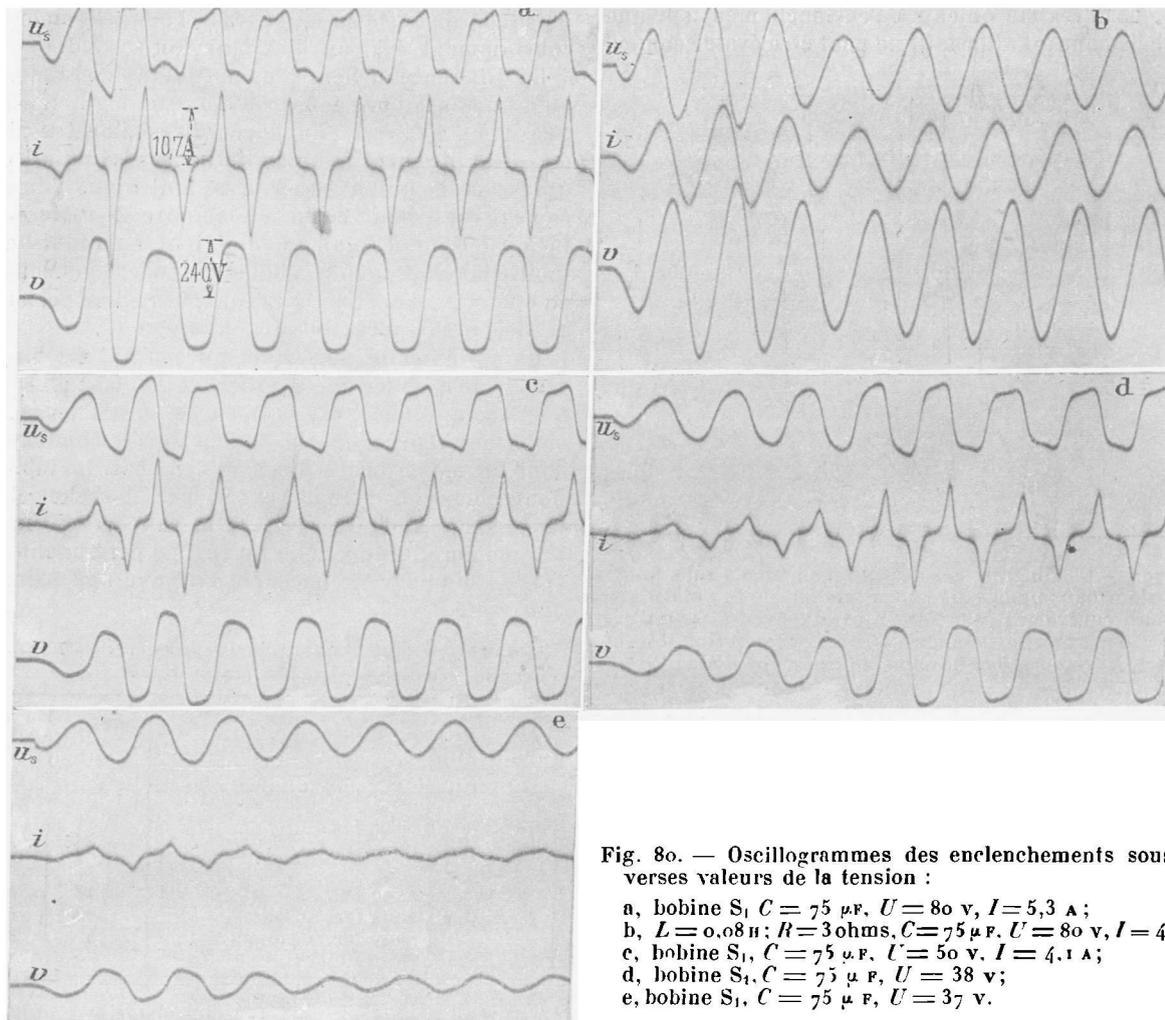


Fig. 80. — Oscillogrammes des enclenchements sous diverses valeurs de la tension :

- a, bobine S₁, C = 75 μF, U = 80 v, I = 5,3 A ;
- b, L = 0,08 H ; R = 3 ohms, C = 75 μF, U = 80 v, I = 4,7 A ;
- c, bobine S₁, C = 75 μF, U = 50 v, I = 4,1 A ;
- d, bobine S₁, C = 75 μF, U = 38 v ;
- e, bobine S₁, C = 75 μF, U = 37 v.

circuits, si on l'évalue en fractions de l'amplitude en régime permanent.

La surintensité de courant est un peu plus importante avec fer et les surtensions un peu moindres, comme il ressort des nombres ci-dessous (2).

	$\frac{I_M}{I_m}$	$\frac{U_{SM}}{U_m}$	$\frac{V_M}{V_m}$
Avec fer.....	1,52	1,50	1,25
Sans fer.....	1,45	1,57	1,32

(1) Voir par exemple : J. MERCIER. *Les circuits oscillants*, p. 42 et 43, fig. 16 et 17, édité par la librairie Delagrave, à Paris (1934).

(2) J'ai constaté que les surtensions sont un peu supérieures (avec ou sans fer) et les surintensités de courant très peu différentes, si l'enclenchement a lieu au maximum de la tension appliquée ($\tau = \frac{T}{4}$ ou $\frac{3T}{4}$). Les oscillogrammes correspondants ne sont pas reproduits.

En résumé, tant que la tension appliquée est assez différente de la « tension de chavirement », l'établissement du courant dans le circuit avec noyau de fer est analogue à l'établissement dans le circuit sans fer, ayant pour caractéristiques celles du précédent en régime permanent, c'est-à-dire que, pour les deux circuits, le maximum maximorum est réalisé vers la même alternance, les surtensions et surintensités de courant instantanées correspondantes sont, par rapport aux amplitudes respectives en régime permanent, du même ordre et le régime permanent est établi après des temps comparables.

3. ENCLICHEMENTS SOUS DES TENSIONS PLUS VOISINES DE LA TENSION DE CHAVIREMENT. — Dès que le courant se maintient, pendant une fraction importante de chaque

alternance, au voisinage du coude de la caractéristique, toute variation d'amplitude réagit fortement sur l'inductance du circuit et la loi d'établissement ne peut être prévue, même approximativement, en attribuant à l'inductance et à la résistance des valeurs constantes.

Nous avons vu plus haut (paragraphe 1) qu'une augmentation de la tension appliquée, à partir d'une valeur assez faible, entraînait un accroissement rapide de la surintensité maximum de courant et de la durée de la période transitoire; les oscillogrammes des figures 80 c et 80 d, relevés sur le même circuit que

celui de la figure 80 a, mais avec $U = 50$ v, ou 38 v, au lieu de 80 v, montrent que si la tension décroît à partir d'une valeur assez élevée, la durée de la période transitoire augmente encore, comme si on avait pour les tensions moyennes un amortissement moindre, bien que la surintensité de courant diminue. En même temps, la période du battement augmente, témoignant ainsi qu'on approche davantage de la résonance.

Une nouvelle réduction de la tension, d'un volt seulement, modifie le phénomène du tout au tout, comme le montre l'oscillogramme de la figure 80 e ($U = 37$ v) qui se termine par l'établissement du faible courant.

CHAPITRE XIII. — PARTICULARITÉS REMARQUABLES DU RÉGIME TRANSITOIRE
LORS DU CHANGEMENT DE RÉGIME PERMANENT

A. Manifestation du régime intermédiaire instable.
— 1. DÉFINITION DE LA « TENSION INTERMÉDIAIRE ». — L'expérience montre que, quels que soient τ , φ_r et v_0 , maintenus constants, si on donne à la tension appliquée une valeur efficace comprise dans l'intervalle où deux régimes permanents sont possibles, on obtient le régime à fort courant pour les tensions les plus élevées et le faible courant pour les plus basses. Une « tension intermédiaire » U_i délimite théoriquement les domaines d'établissement de ces deux régimes. Pratiquement, en raison des imperfections subsistant dans le réglage de l'interrupteur ou dans celui de l'aimantation, combinées avec les fluctuations de fréquence et de tension du réseau pendant la durée de déclenchement de l'interrupteur, il n'existe pas de limite rigoureusement définie entre les domaines d'établissement du fort courant et du faible courant. On parvient seulement à mettre en évidence un intervalle de 0,5 à 1 v environ (suivant la position de la tige sur le plateau) à l'intérieur duquel on obtient tantôt l'un, tantôt l'autre régime. J'adopterai pour valeur unique de la « tension intermédiaire » la moyenne arithmétique des limites de l'intervalle ainsi déterminé.

On peut lui trouver une signification physique qui justifie son appellation et projette un jour nouveau sur l'existence réelle et les propriétés du régime théorique « intermédiaire » et « instable ». Considérons, en effet, les oscillogrammes des figures 81 a, 81 b et 81 c, représentant les variations de u , u_s , v , pour trois enclenchements exécutés dans des conditions pratiquement identiques ($C = 150 \mu F$; U voisin de 46,6 v; $\tau = \frac{T}{4}$; $v_0 = 0$; $\varphi_r = -22 \times 10^4$ maxwells par spire). Un examen attentif montre que les quatre premières alternances sont identiques sur les trois oscillogrammes, qui se différencient seulement, par une réduction progressive de la vitesse d'accroissement d'amplitude, au delà de la quatrième alternance. Tandis que sur l'oscillogramme de la figure 81 a, le cinquième maximum dépasse déjà nettement le quatrième, sur celui de la figure 81 b, l'amplitude reste pratiquement constante depuis la troisième jusqu'à la huitième alternance, inclusivement, et sur celui de la figure 81 c, cette stabilisation se prolonge jusqu'à la dixième; les huit premières ne diffèrent aucunement de celles de l'oscillogramme précédent, bien que l'un aboutisse au fort courant et l'autre, au faible courant.

Il est donc très net que c'est seulement après un temps plus ou moins long d'équilibre réel mais instable, que se décide le sens de l'évolution finale, sous l'influence

d'un facteur qui n'est plus lié directement aux conditions initiales. Ce régime, qui peut se maintenir pendant une durée indéterminée, constitue bien une solution particulière de l'équation du circuit étudié; le courant y est en retard sur la tension, comme le montre l'oscillogramme de la figure 81 d et l'amplitude de v , inférieure à celle de u_s ; l'amplitude de i_y est intermédiaire entre celles des deux régimes permanents. Il s'agit donc, sans doute possible, du régime intermédiaire que la théorie fait prévoir, mais qui n'avait encore jamais été observé. La « tension intermédiaire » U_i , définie plus haut, est celle sous laquelle s'établirait ce régime, si les conditions rigoureuses nécessaires à son entretien pouvaient être maintenues indéfiniment.

2. CONTRÔLE NUMÉRIQUE. — J'ai contrôlé rapidement, pour diverses combinaisons des conditions initiales, la coïncidence des valeurs efficaces du régime intermédiaire ainsi observé et de celui que le tracé théorique des caractéristiques $U = f(I)$ fait prévoir. Les résultats de la comparaison sont résumés dans le tableau III: les trois premières colonnes renferment

TABLEAU III. — Résultats comparés des mesures directes et des valeurs relevées sur les oscillogrammes.

1	2	3	4	5	6
τ	φ_r (°)	U_i	I_{im}	I_i	I_i
	maxwells par spire	v	A	A	A
$\frac{T}{2}$	-22×10^4	41,5	7,6	3,8	3,75
$\frac{T}{4}$	-22×10^4	46,6	7,05	3,52	3,25
$\frac{T}{2}$	0	49,6	4,7 à 5,95	2,35 à 2,98	2,85
$\frac{T}{2}$	$+22 \times 10^4$	51,5	5,2 à 5,9	2,6 à 2,95	2,65
$\frac{T}{4}$	$+22 \times 10^4$	54,4	4,7	2,35	2,20
$\frac{T}{4}$	0	55,5	3,76	1,88	2,15

(¹) Voir paragraphe XIV-A-1 les conventions de signes adoptées pour le flux rémanent.

les données expérimentales τ , φ_r et U_i ; les deux suivantes indiquent respectivement l'amplitude I_{im} mesurée sur les oscillogrammes et la valeur efficace I_i qui lui correspond, en adoptant un rapport $\frac{I_m}{I} = 2$, un peu inférieur à celui que j'ai mesuré en fort courant

(fig. 53). La valeur efficace I_1 du courant intermédiaire évaluée d'après la caractéristique théorique, pour la valeur U_1 de la tension appliquée, est portée dans la dernière colonne.

Lorsque le régime intermédiaire n'a pas été exactement réalisé au cours de l'expérience, les colonnes 4

et 5 ne comportent que les limites entre lesquelles sont certainement comprises les valeurs exactes, d'après les oscillogrammes relevés sous des tensions très voisines de U_1 .

On voit que, pour tous les cas observés, l'accord est très satisfaisant et ne laisse aucun doute sur l'identi-

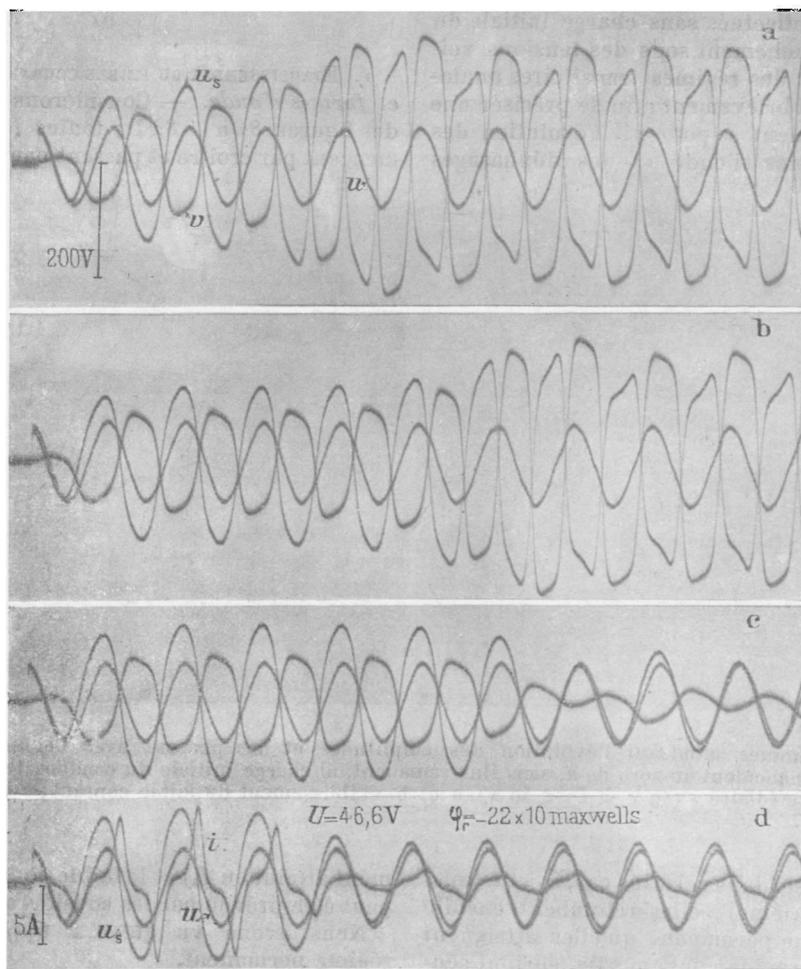


Fig. 81. — Oscillogrammes des enclenchements sous des tensions voisines de la « tension intermédiaire » : avec la bobine S_1 et $C = 150 \mu F$. Manifestation du régime intermédiaire instable.

cation du phénomène. Ce tableau permet encore de préciser la condition à réaliser pour que le régime à fort courant s'établisse à la suite d'un enclenchement. On serait tenté d'imaginer, à priori, que cette condition dépende du circuit seul, c'est-à-dire qu'il suffise par exemple de dépasser une certaine induction au cours de la période transitoire, quelle que soit la tension appliquée. On voit qu'en réalité, il faut et il suffit que le régime intermédiaire instable soit dépassé, et comme dans ce régime l'intensité varie en sens inverse de la tension, la surintensité maximum de courant nécessaire à l'établissement du régime à fort courant est d'autant plus faible que la tension appli-

quée est plus élevée. Ceci concorde bien avec l'observation déjà faite pour la « tension de chavirement » sous laquelle le régime intermédiaire se confond avec le faible courant ; il suffit, sous cette tension, d'une surintensité de courant à infiniment petite pour provoquer l'établissement du fort courant.

Il n'est d'ailleurs guère possible d'utiliser cette remarque pour prédéterminer le régime qui doit s'établir, c'est-à-dire calculer à priori U_1 d'après les conditions initiales imposées, faute de pouvoir, lorsque la tension appliquée est voisine de U_1 , évaluer les surintensités transitoires de courant avec assez de précision. J'emploierai plutôt le procédé inverse, qui con-

siste à caractériser l'influence d'un paramètre par les variations que sa modification fait subir à U_i et à en déduire approximativement les variations correspondantes de la surintensité maximum de courant.

B. Evolution des amplitudes, des formes d'onde et des déphasages au cours de la période transitoire. — Pour tous les essais effectués sans charge initiale du condensateur, l'enclenchement sous des tensions voisines de U_i conduit à des régimes transitoires analogues; je les analyserai brièvement afin de préciser une fois pour toutes comment se poursuit l'évolution des amplitudes, des formes d'onde et des déphasages

jusqu'au terme final, régime permanent à faible ou fort courant. Pour simplifier les raisonnements justificatifs, je tiendrai compte de ce que la résistance propre de la bobine est très faible, en assimilant la tension u_s à la force contre électromotrice, ce qui revient à écrire

$$u_s = n \frac{d\varphi}{dt} = L \frac{di}{dt}.$$

1. ETABLISSEMENT DU FAIBLE COURANT. — 1° *Amplitudes et formes d'onde.* — Considérons les oscillogrammes des figures 82 a et 82 b; toutes les amplitudes commencent par croître et passent par un maximum vers

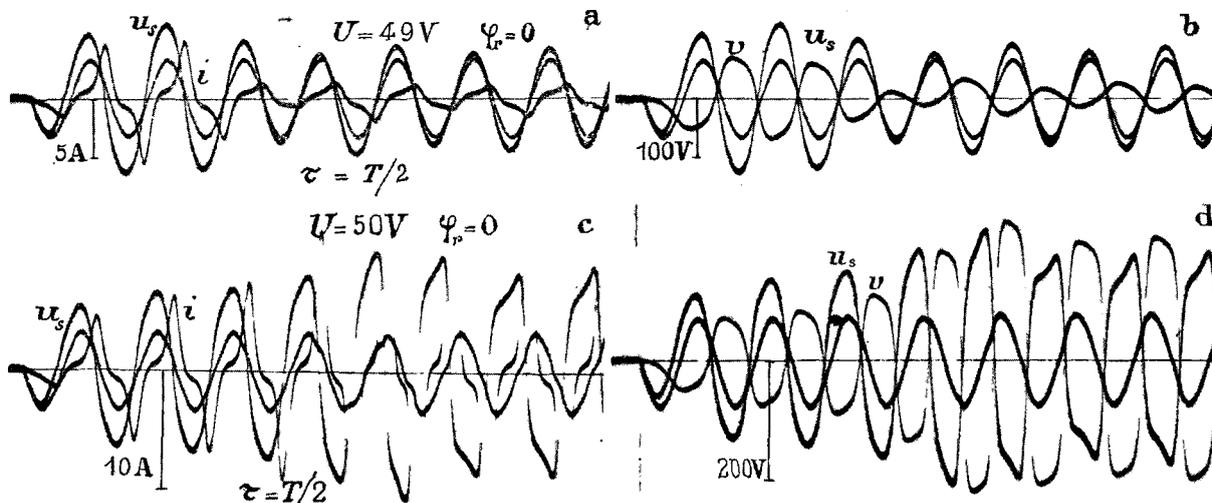


Fig. 82. — Oscillogrammes montrant l'évolution des amplitudes et des phases; avec bobine S_1 , $C = 150 \mu F$ et $f = 50 p/s$; enclenchement au zéro de u , sans flux rémanent, ni charge initiale du condensateur; tensions voisines de la « tension intermédiaire » ($49 v < U_i < 50 v$). a et b, établissement du faible courant; c et d, établissement du fort courant.

la troisième alternance (dans certains cas, u_s et i croissent jusqu'à la quatrième); elles retombent ensuite aux valeurs de régime permanent qu'elles atteignent après une oscillation rapidement amortie, surtout sensible par les fluctuations qu'elle engendre dans le faible écart compris entre les courbes u et u_s .

Dès la seconde alternance, l'onde de courant prend une forme pointue et dyssymétrique, caractéristique des circuits saturés, avec hystérésis; nous avons déjà vu qu'en régime permanent elle est plutôt aplatie, mais en tout cas bien distincte d'une sinusoïde, avec une dyssymétrie de même sens que précédemment. La dyssymétrie de la courbe v est de sens inverse; son sommet est d'autant plus aplati que l'amplitude est plus considérable; quant à la courbe u_s , elle reste, en apparence du moins, sensiblement sinusoïdale.

2° Déphasages. — Le courant est en retard sur la tension dès la première alternance; son retard croît lentement jusqu'à la quatrième, puis décroît très légèrement. Il y a très peu de différence au point de vue du déphasage, entre le régime intermédiaire (sensiblement

atteint en I_3) et le faible courant. Cette propriété peut être prévue par les considérations suivantes.

Nous avons vu qu'on a approximativement, en régime permanent,

$$U^2 = R_t^2 I^2 + I^2 \left(L_e \omega - \frac{1}{C\omega} \right)^2,$$

ce qu'on peut écrire

$$\frac{L_e \omega - \frac{1}{C\omega}}{R_t} = \sqrt{\frac{U^2}{R_t^2 I^2} - 1} = \sqrt{\left(\frac{U}{U'} \right)^2 - 1}.$$

Le déphasage varie dans le même sens que cette expression, c'est à-dire en sens inverse de U' (composante active de la tension appliquée).

Dans le cas actuel, où la résistance effective est prépondérante, U' est presque indépendant du courant et il doit en être de même du déphasage, comme nous venons de le constater. En fait, cela ne se vérifie pourtant que pour des déphasages de même signe, car

l'hystérésis réduit le retard, ou augmente l'avance du courant de telle sorte que, dans le régime à fort courant, la valeur absolue du déphasage sera plus considérable, comme on peut le constater sur les oscillogrammes (c) et (d), de la figure 82.

2. **ETABLISSEMENT DU FORT COURANT.** — Les oscillogrammes des figures 82 c et 82 d représentent les mêmes courbes qu'en a et b, mais la tension appliquée y est plus élevée d'un volt (50 v au lieu de 49 v).

1° *Evolution du déphasage.* — Le retard du courant sur la tension augmente de I_1 à I_2 puis reste pratiquement constant jusqu'après I_7 ; il diminue alors à nouveau, s'annule sensiblement après I_9 , puis se change en avance, laquelle ne dépasse que très peu sa valeur de régime avant de s'y stabiliser vers I_{15} . Les tensions u , et v suivent nécessairement toutes les modifications de phase du courant, en vertu des relations fondamentales

$$u_s = L \frac{di}{dt} \quad \text{et} \quad i = C \frac{dv}{dt},$$

d'après lesquelles chaque maximum de v coïncide avec un zéro de i et chaque maximum de i avec un zéro de u_s ,

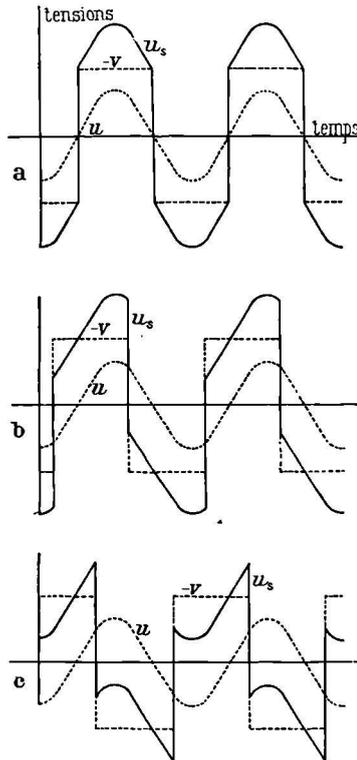


Fig. 83. — Analyse schématique des variations de forme de la tension u_s , au cours de l'établissement du fort courant.

les maxima de même signe de u_s , i , v , se succédant dans l'ordre où je les énumère. On suit aisément cette évolution des tensions d'après le point d'intersection des courbes u et v , qui coïncide sensiblement avec le

zéro de u_s , car, la résistance R étant négligeable, la relation

$$u = u_s + v + Ri,$$

se réduit alors à $u = v$

Appelons v'_k la valeur de v au zéro de u_s , pour l'alternance de rang k . Lorsque k augmente, v'_k reste stationnaire pendant quelques alternances, puis augmente progressivement sur la branche descendante de l'onde

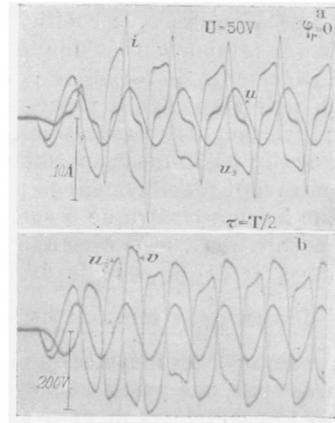


Fig. — 84. — Oscillogrammes montrant l'évolution des amplitudes et des phases, lorsque la tension appliquée dépasse davantage la « tension intermédiaire » ($U = 50$ v; $U_1 = 37,5$ v, avec la bobine S_1 , $C = 75 \mu F$ et $f = 50$ p : s.

de tension u , atteint U_m à la neuvième alternance, puis décroît sur la branche ascendante où elle se stabilise, en régime permanent, à une valeur assez élevée, qui représente sensiblement la valeur de u au moment du maximum de i .

2° *Amplitudes et formes d'onde.* — La trop grande sensibilité de l'équipage ampèremétrique ne permet pas de suivre les fluctuations de l'amplitude du courant jusqu'au régime permanent; celles de u_s et v ne dépassent qu'assez peu les amplitudes de régime (21,5 pour 100 pour u_s et 12,8 pour 100 pour v), au moment où l'avance est maximum; U_s est d'abord supérieur à V ; l'écart s'atténue progressivement à partir de la quatrième alternance, puis s'inverse à la neuvième et reste assez faible en régime permanent.

Bien que l'acuité de l'onde de courant s'accroisse avec l'amplitude, sa forme générale ne change pas de façon sensible à partir de la seconde alternance; il en est par suite de même pour

$$v = \frac{1}{C} \int i dt.$$

L'allure de u_s varie peu elle aussi et reste, apparemment du moins, assez voisine de la sinusoïde tant que son amplitude demeure supérieure à celle de v , c'est-à-dire jusqu'à U_{s3} ; elle se modifie au contraire rapidement dans les alternances suivantes. Ces modifications

sont liées comme il suit aux variations du déphasage ; on a, à chaque instant (R étant négligeable)

$$u_s = u - v,$$

$$\frac{du_s}{dt} = \frac{du}{dt} - \frac{dv}{dt} = \frac{du}{dt} - \frac{i}{C}.$$

Le terme soustractif, nul au zéro de i (c'est-à-dire au maximum de v), ne croît ensuite qu'assez lentement (en valeur absolue) (1) de sorte que, pendant une fraction notable de chaque alternance, le coefficient angulaire de u_s reste voisin de celui de u . On a une image approximative des changements de forme de la courbe u_s en composant une onde sinusoïdale, représentant la tension u et une onde rectangulaire, représentant la tension v changée de signe (fig. 83). Dans les premières alternances, les deux ondes sont sensiblement en phase de sorte que u_s revêt une forme symétrique, à sommet convexe (fig. 83 a) ; à mesure que l'onde rectangulaire avance, le maximum de u_s se décale vers la droite (fig. 83 b)

et si l'avance dépasse $\frac{T}{4}$ la tension aux bornes de la bobine présente deux cornes inégales (la plus accentuée à droite) séparées par une partie concave (fig. 83 c).

Remarque. — Les caractères de cette évolution sont encore plus accentués lorsque la tension appliquée dépasse davantage la « tension intermédiaire », puisque l'avance maximum est alors plus considérable : c'est ce que l'on peut voir sur les oscillogrammes des figures 84 a et 84 b où la tension de 50 v est appliquée au circuit comportant une capacité de 75 μF seulement ($U_i = 37,5$ v environ). On constate, en outre, que, dans ces conditions, i est déphasé en avance sur u et V est supérieur à U_s , dès la première alternance ; le régime permanent est atteint beaucoup plus rapidement.

C. Remarques complémentaires sur la loi de croissance des amplitudes et la dyssymétrie du courant.

— 1. CONDITION DE CROISSANCE DES AMPLITUDES. — Nous nous sommes bornés jusqu'ici à constater le sens des évolutions des amplitudes, au cours des divers régimes transitoires qui aboutissent soit au fort courant, soit au faible courant. S'il n'est pas possible d'en prévoir l'issue par le calcul, à partir des conditions initiales, on peut cependant établir quels sont les éléments déterminants de ces évolutions, au cours même de leur développement. Considérons, en effet, la tension aux bornes du condensateur et désignons par V_{k-1} la valeur absolue de son maximum de rang $(k-1)$; le maximum du courant qui le suit immédiatement est de rang k (puisque i est en avance sur v) et sa valeur absolue est I_k . A l'instant t''_k de ce maximum (fig. 85) la tension aux bornes de la bobine s'annule et celle aux bornes du condensateur est égale à v''_k , de signe contraire à V_{k-1} , telle que l'on ait

$$|v''_k| = |u''_k| - RI_k.$$

(1) Voir à ce sujet la démonstration du paragraphe (XIV-A-3-2°)

Dans la première moitié de sa $k^{\text{ième}}$ alternance, le courant croissant de zéro à I_k a transporté la charge

$$C(V_{k-1} + |v''_k|) = C(V_{k-1} + |u''_k| - RI_k).$$

Si la courbe de i était symétrique, ce courant transporterait la même charge pendant la seconde moitié ; en réalité, il transportera une charge moindre

$$\mu C(V_{k-1} + |u''_k| - RI_k)$$

en désignant par μ un facteur inférieur à 1, mais d'autant plus grand que l'intensité maximum du cou-

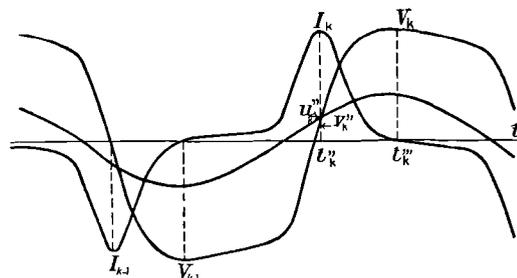


Fig. 85. — Ondes du courant et de la tension aux bornes du condensateur, au voisinage de leurs maxima de rang k

rant est plus considérable. De sorte que, au zéro suivant du courant, la tension du condensateur atteint son $k^{\text{ième}}$ maximum de valeur absolue

$$V_k = |v''_k| + \mu(V_{k-1} + |v''_k|) = \mu(V_{k-1}) + (1 + \mu)|v''_k|$$

L'augmentation d'amplitude entre ce maximum et le précédent se réduit donc à

$$V_k - V_{k-1} = (1 + \mu)|v''_k| - (1 - \mu)V_{k-1};$$

V_k ne sera donc supérieur à V_{k-1} que si la tension v''_k , ou u''_k , satisfait l'inégalité

$$|v''_k| > V_{k-1} \frac{1 - \mu}{1 + \mu} \quad \text{ou} \quad |u''_k| > V_{k-1} \frac{1 - \mu}{1 + \mu} + RI_k.$$

Si la résistance est nulle, l'inégalité se réduit à

$$|u''_k| > V_{k-1} \frac{1 - \mu}{1 + \mu}.$$

Dans le cas où le circuit est sans fer, on a $\mu \approx 1$; il suffit que $u''_k > 0$, c'est-à-dire que le temps qui s'écoule entre le maximum de u et celui de i soit, en valeur absolue, inférieur à $\frac{T}{4}$, pour que l'amplitude croisse à l'alternance suivante. Le fer rend la condition plus compliquée et, faute de connaître μ a priori, il est pratiquement impossible de contrôler si elle est satisfaite pour une alternance déterminée. On voit néanmoins que pour une valeur donnée de V_{k-1} , la croissance doit être d'autant plus rapide que u''_k est plus élevé.

J'utiliserai cette remarque dans la discussion des oscillogrammes reproduits aux chapitres suivants. en posant

$$\lambda = \frac{|v''_k|}{V_m}.$$

2. CONTROLE DE LA DYSSYMETRIE EN RÉGIME PERMANENT. — Pour chacun des régimes de courant, l'égalité

$$|v''_k| = V_m \frac{1 - \mu}{1 + \mu}, \quad (16)$$

est satisfaite. Les tensions v''_k et V_m sont mesurables sur les oscillogrammes et la formule (16) permet de calculer le coefficient μ qui caractérise la dyssymétrie de l'onde de courant. On a en effet

$$\mu = \frac{V_m - |v''_k|}{V_m + |v''_k|} = \frac{1 - \lambda}{1 + \lambda},$$

On constate que $|v''_k|$ croît en même temps que l'intensité du courant ; néanmoins le rapport $\frac{|v''_k|}{V_m}$ est plus élevé dans le régime à faible courant, et donc μ , plus faible, car la dyssymétrie est plus accentuée. Dans ce régime, λ peut atteindre ou dépasser 0,68, qui correspond à $\mu \approx 0,19$, tandis qu'en fort courant, il peut descendre en dessous de 0,16, correspondant à $\mu \approx 0,72$ (¹).

(¹) Les mesures sont faites en admettant l'égalité $v''_k = v''_k$. Le rapport λ est ainsi évalué par excès, donc μ , par défaut et d'autant plus que f_m est plus considérable.

CHAPITRE XIV. — INFLUENCE DE L'INSTANT D'ENCLÈCHEMENT

Toutes les expériences relatives au présent chapitre, et aux suivants, se rapportent au circuit déjà utilisé au chapitre XIII avec la bobine S_1 et une capacité de 150 μF . La modification apportée aux toutes premières alternances par une variation de τ peut être prévue d'après l'équation du circuit. Il n'est pas possible, par contre, d'évaluer avec une exactitude suffisante, la mesure dans laquelle cette modification réagit sur les alternances suivantes pour accélérer ou ralentir les variations d'amplitude, c'est-à-dire l'établissement du régime permanent.

A. Modification des formes d'onde et des amplitudes. — 1. ALLURE DES COURBES i , v , u_s DANS LES PREMIERS INSTANTS QUI SUIVENT L'ENCLÈCHEMENT. — Comptons le temps à partir de l'instant d'enclenchement ; u peut se mettre sous la forme

$$u = U_m \sin \omega (t + \tau).$$

Pour étudier l'influence de τ , il suffit de le faire varier de 0 à $\frac{T}{2}$; la tension initiale est alors positive. Quelle que soit la valeur de τ , on a toujours pour $t = 0$

$$i_0 = 0 \quad \text{et} \quad v_0 = 0;$$

par suite

$$u_0 = U_m \sin \omega \tau = u_{s0} = L_0 \left(\frac{di}{dt} \right)_0, \quad (17)$$

où L_0 est la valeur que prend la self-inductance totale, pour le courant nul. On en déduit

$$\left(\frac{di}{dt} \right)_0 = \frac{u_0}{L_0}$$

par suite $\left(\frac{di}{dt} \right)_0$ est indépendant de la capacité et d'autant plus grand que l'inductance est plus faible et la tension à l'enclenchement plus élevée.

À l'instant t , le courant est exprimé par la relation

$$i = \int_0^t \frac{di}{dt} dt = \int_0^t \frac{u_s dt}{L} = \left(\frac{u_s}{L} \right)_{\text{moy}} t$$

et la tension aux bornes du condensateur

$$v = \int_0^t \frac{i dt}{C} = \left(\frac{i}{C} \right)_{\text{moy}} t = \frac{i_{\text{moy}} t}{C},$$

ou, comme i_{moy} est une fraction de sa valeur à l'instant t ,

$$v = k \left(\frac{u_s}{L} \right)_{\text{moy}} t^2,$$

k étant un facteur inférieur à l'unité.

Il en résulte qu'aussitôt après l'enclenchement, i et v sont nécessairement de même signe que $\frac{di}{dt}$ et, par conséquent, de même signe que u_0 , c'est-à-dire positifs d'après nos conventions. En outre, $\left(\frac{u_s}{L} \right)_{\text{moy}}$ étant nécessairement fini, i est infiniment petit de premier ordre et v , infiniment petit de second ordre : u_s commence donc par se confondre avec u

Si l'enclenchement a lieu au zéro de la tension ($\tau = 0$), d'après (17), $\frac{di}{dt}$ est nul à cet instant et croît

ensuite comme $\frac{u_s}{L}$; la courbe de i commence donc par être tangente à l'axe des temps et croît comme un arc de forme parabolique, dont la concavité est tournée vers les u positifs. Pour une certaine valeur de i , $\frac{di}{dt}$ atteint un maximum, puis décroît ensuite jusqu'à zéro, suivant une loi variable avec l'aimantation du circuit⁽¹⁾.

Si l'enclenchement a lieu au maximum de la tension ($\tau = \frac{T}{4}$), u_s part de sa valeur maximum pour décroître dans les instants suivants, tandis que L va en augmentant, de sorte que $\frac{u_s}{L}$ va en décroissant. Le courant i , nul à l'instant d'enclenchement, croît moins vite que le temps, suivant un arc de forme parabolique tournant sa concavité vers les u négatifs.

Quant à la tension aux bornes du condensateur, sa dérivée $\frac{dv}{dt} = \frac{i}{C}$ étant toujours nulle à l'instant d'enclenchement, elle a toujours une allure analogue à celle que prend le courant pour $\tau = 0$; d'abord de forme parabolique, tangente à l'origine à l'axe des temps, sa concavité est tournée vers les u positifs, son point d'inflexion a lieu au premier zéro de u_s qui suit l'enclenchement, et, à partir de cet instant, v atteint plus ou moins rapidement son maximum, à l'instant où le courant s'annule.

Dans tous les cas, la différence $u - u_s = Ri + v$, nulle à l'instant de l'enclenchement, va en croissant jusqu'à l'instant t'_1 où u_s s'annule, mais reste relativement petite. La tension u_s a donc pratiquement même forme que u dans toute la durée de sa première alternance et d'autant mieux que la résistance est plus faible, mais son amplitude et la durée de son alternance sont un peu moindres.

(1) Si l'on enclenche très peu avant le zéro, u et u_s changent de signe, presque aussitôt après et il en est de même de i et v . Tout se passe ensuite sensiblement comme pour l'enclenchement au zéro, car $\left(\frac{u_s}{L} \right)_{\text{moy}}$ est très petit pour cette première alternance de courte durée.

Ces diverses observations sont aisément contrôlables sur tous les oscillogrammes publiés plus haut. Elles sont applicables, que la bobine possède ou non un noyau de fer. La présence de celui-ci a surtout pour effet d'augmenter l'escarpement initial de la courbe de courant, en raison de la valeur plus faible de L_0 . Ce phénomène déjà sensible pour $\tau = 0$, comme on peut le voir sur les oscillogrammes des figures 79 c et 79 d

relatifs à l'enclenchement sous faible tension, est encore bien plus marqué pour les valeurs finies de u_0 , et spécialement pour $\tau = \frac{T}{4}$, comme on l'observe sur la figure 86.

2. AMPLITUDES DU COURANT ET DES TENSIONS DANS LEUR PREMIÈRE ALTERNANCE. — 1° Flux et courant. — D'après

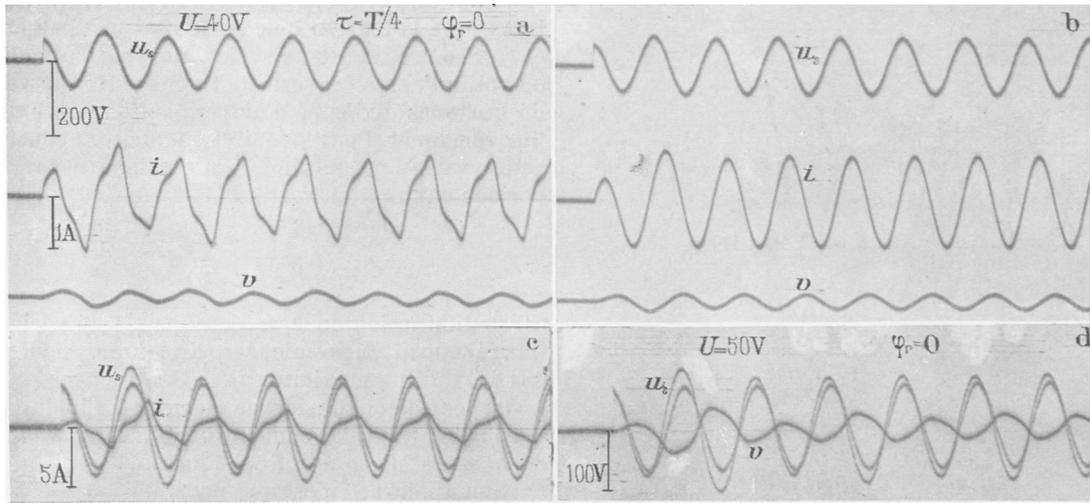


Fig. 86. — Oscillogrammes des enclenchements au maximum de la tension appliquée avec $C = 150 \mu f$. a et b, faible tension; circuit avec fer (bobine S_1) et circuit sans fer équivalent; c et d, moyenne tension; évolution des amplitudes et des phases.

les remarques du paragraphe précédent, on peut écrire, dans cet intervalle

$$u_s = U_{s1} \sin \omega_1 (t + \tau_1)$$

avec

$$\omega_1 = \frac{\Theta_1}{\pi}, \quad U_{s1} < U_m \quad \text{et} \quad \tau_1 \approx \tau \text{ (fig. 87)}.$$

Si l'on se borne au cas où le flux rémanent est nul, le flux à l'instant t est égal à

$$\begin{aligned} \varphi &= \varphi_0 + \int_0^t \frac{u_s}{n} dt = \int_0^t \frac{U_{s1}}{n} \sin \omega_1 (t + \tau_1) dt \\ &= \frac{U_{s1}}{n \omega_1} [\cos \omega_1 \tau_1 - \cos \omega_1 (t + \tau_1)], \end{aligned}$$

son premier maximum, à l'instant

$$t''_1 = \Theta_1 - \tau_1$$

du zéro de u_s , est exprimé par

$$\Phi_1 = \frac{U_{s1}}{n \omega_1} (1 + \cos \omega_1 \tau_1).$$

Il y correspond un premier maximum I_1 du courant, qui est connu si l'on se donne la courbe de première aimantation. D'après l'expression ci-dessus, le premier maximum du flux (et par conséquent aussi celui du

courant), est d'autant plus grand que τ_1 est plus faible, c'est-à-dire l'enclenchement plus voisin du zéro de la tension appliquée. Si on enclenche au voisinage du maximum de u , le premier maximum du flux atteindra une valeur Φ_1 sensiblement égale à la moitié du maximum Φ_1 réalisé pour $\tau = 0$. Les courants correspondants I'_1 et I_1 seraient dans le même rapport si la perméance du circuit était constante. Dans le circuit étudié, le fer est déjà saturé par Φ_1 et l'on a

$$I'_1 < \frac{I_1}{2}.$$

C'est ainsi que sur l'oscillogramme de la figure 86 c on relève $I'_1 = 0,516 \text{ A}$ pour $U = 50 \text{ v}$; alors que sur l'oscillogramme 82 c, on avait $I_1 = 1,35 \text{ A}$ pour la même tension, soit $\frac{I'_1}{I_1} = 0,39$.

2° Tension aux bornes du condensateur. — Le premier zéro de u_s précède d'autant plus celui de u , et par conséquent sa pulsation est d'autant plus grande que le courant est plus intense; néanmoins, la durée effective de sa première alternance

$$t''_1 = \Theta_1 - \tau_1,$$

est sensiblement maximum pour $\tau_1 = 0$, c'est-à-dire que le maximum du courant se produit d'autant plus

tard qu'il est plus intense. C'est donc encore sensiblement à l'enclenchement au zéro que correspond la plus forte valeur de la tension v''_1 aux bornes du condensateur, à l'instant t''_1 où s'annule u_s

$$v''_1 = \int_0^{t''_1} i dt$$

et, par suite, aussi le maximum de l'amplitude V_1 de cette tension dans sa première alternance. Celui-ci

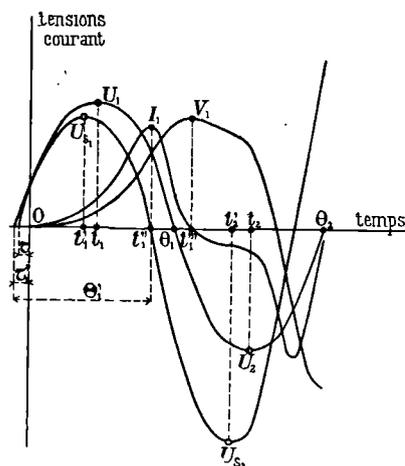


Fig. 87. — Dispositions relatives des ondes du courant et des diverses tensions, au cours des premières alternances.

varie même beaucoup plus que I_1 lorsque τ passe de zéro à $\frac{T}{4}$, puisque l'intensité de courant et la durée de la charge varient dans le même sens, et l'on relève $V'_1 = 12,6$ v sur l'oscillogramme de la figure 86 d contre $V_1 = 48,5$ v, pour $\tau = 0$, sur l'oscillogramme de la figure 82 d, soit

$$\frac{V'_1}{V_1} = 0,26.$$

3. ÉVALUATION APPROCHÉE DU SECOND MAXIMUM DE u_s . — 1° Instant t'_2 de ce maximum. — Nous avons constaté expérimentalement (XIII-B-1 et XIII-B-2) que si l'on n'applique pas au circuit une tension très élevée, le courant est toujours en retard sur la tension à la fin de la première alternance.

À l'instant t''_1 , où le courant s'annule et où v atteint son maximum, u_s et u sont donc négatifs (fig. 87). Pour les tensions plus élevées, la même chose se produit d'ailleurs peu après le début de la seconde alternance de u_s .

On a donc dans cette région, en tenant compte de ce que R est négligeable

$$|u_s| = -u + v \quad \text{ou} \quad |u_s| = |u| + v.$$

Par suite, au début de la seconde alternance de u , la valeur absolue de u_s surpasse toujours celle de u , car v est alors essentiellement positif. Il en est ainsi jusqu'après le maximum U_{s2} qui se situe nécessairement

entre V_1 et U_2 . Au moment de ce maximum, on a, en effet,

$$\frac{d|u_s|}{dt} = \frac{d|u|}{dt} + \frac{dv}{dt} = 0.$$

Les deux termes du second membre s'annulent respectivement, en décroissant, aux instants t_2 et t''_1 (1); à l'extérieur de cet intervalle, ils sont de même signe et leur somme ne peut s'annuler qu'à l'intérieur.

2° Amplitude U_{s2} . — On montre aisément, par ailleurs, que la tension v ne varie que très peu entre t''_1 et t'_2 . Si on se reporte, en effet, au cycle d'aimantation, on voit qu'après l'inversion du courant, une variation de quelques dixièmes d'ampère suffit pour annuler le flux rémanent. Pour les faibles inductions considérées, cette variation minimale doit s'étendre sur $1/6$ de période environ, en vertu de la formule

$$\Delta \varphi = \int \frac{u_s}{n} dt,$$

car la diminution de Φ_1 à 0 occupe $1/4$ de période et le flux rémanent, au premier zéro du courant, est de l'ordre des $2/3$ du flux maximum précédent.

On peut donc considérer qu'entre les instants assez voisins t''_1 et t'_2 le condensateur n'est que très peu déchargé, et puisque enfin, à l'instant t'_2 voisin de t_2 , la tension appliquée n'est que peu inférieure à U_m , on a

$$U_{s2} = u'_2 + v'_2 = U_m + V_1 - \epsilon,$$

ϵ étant d'autant plus grand que le courant s'annule plus tôt.

Il résulte de cette formule que l'amplitude U_{s2} est toujours supérieure à U_{s1} et varie en fonction de τ dans le même sens que le premier maximum du courant. On pourrait en déduire les valeurs approximatives de Φ_2 et I_2 ; mais l'accumulation des approximations rend les résultats du calcul fort aléatoires. J'y reviendrai d'ailleurs plus loin, à propos de l'influence du flux rémanent.

B. Influence des variations de τ sur la surintensité maximum de courant. — 1. GÉNÉRALITÉS. — Pour une valeur de τ intermédiaire entre 0 et $\frac{T}{4}$, les résultats sont évidemment intermédiaires entre les précédents; enfin lorsque τ varie de $\frac{T}{4}$ à $\frac{T}{2}$, l'intégrale $\int_0^{t''_1} \frac{u_s}{n} dt$ continue à décroître progressivement jusqu'à zéro. Cependant, si l'on veut juger de l'effet global des variations de τ , ce n'est pas seulement la première alternance qu'il convient de considérer, mais l'ensemble du régime transitoire, soit, par exemple, sa durée totale et l'amplitude maximum qu'y atteint le courant.

Il est bien évident qu'à ce point de vue, lorsque v_0 et φ_r sont nuls, il est indifférent d'enclencher à un

(1) Dans mes expériences, on a toujours

$$t''_1 < t'_2 < t_2.$$

zéro ou au suivant; il y a, d'autre part, peu de différence entre divers enclenchements répartis de part et d'autre d'un même zéro, car dans cette région, l'intégrale $\int \frac{u_s}{n} dt$ ne varie que lentement. Mais, dès qu'on s'écarte de ces conditions, il est difficile de comparer à priori deux cas entre eux, car la plus forte intensité maximum du courant ne correspond pas nécessairement à la plus forte valeur de I_1 , ni même de I_2 . Il en

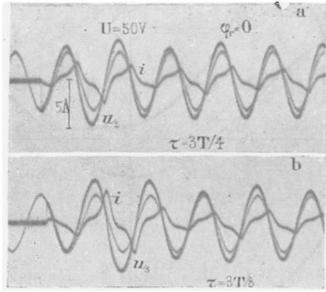


Fig. 88. — Oscillogrammes des enclenchements pour des valeurs de τ différentes de 0 ou $\frac{T}{2}$.

est ainsi pour les oscillogrammes des figures 88 a et 88 b relatifs respectivement à $\tau = \frac{3T}{4}$ et $\tau = \frac{3T}{8}$; les amplitudes du premier ne deviennent inférieures à celles du second qu'à partir de I_3 ⁽¹⁾.

Faute de pouvoir conduire les calculs précédents avec une approximation suffisante jusqu'à la troisième alternance, on est contraint de restreindre l'analyse au domaine purement qualitatif, pour lequel il devient d'ailleurs possible d'utiliser, dans une certaine mesure, les résultats relatifs au circuit sans fer.

Le début du régime transitoire se déroulant dans la première partie, non saturée, de la caractéristique, les valeurs correspondantes de R_0 et L_0 détermineront les valeurs initiales de l'amplitude, de la période et de l'amortissement du régime libre. Les courants qu'on en déduit s'écartent sans doute de la réalité dès que leur résultante dépasse le coude de la caractéristique; il n'en est pas moins vrai que le sens de leur variation en fonction de τ doit rester le même, avec ou sans fer et que, en particulier, le régime à fort courant aura d'autant plus de chances de s'établir que le coude sera plus fortement dépassé.

2. CAS DU CIRCUIT SANS FER. — J'en ai fait une application numérique dont je me borne à indiquer les résultats : j'avais adopté comme valeurs des constantes :

$$L = 0,254 \text{ H, soit } L\omega = 80 \text{ ohms;} \\ R = 30 \text{ ohms; } C = 159 \mu\text{F,}$$

⁽¹⁾ L'équipage qui enregistre la tension u est ici en « amont » de l'interrupteur J et dévie constamment; nous retrouverons plus loin cette disposition sur tous les oscillogrammes relevés avec $v_0 \neq 0$.

soit

$$\frac{r}{C\omega} = 20 \text{ ohms; } U = 50 \text{ v, } f = 50 \text{ p:s.}$$

La tension appliquée étant représentée par $u = U_m \sin(\omega t + \psi)$ le courant permanent est

$$i_p = I_m \sin(\omega t + \psi - \varphi)$$

$$\text{avec } I_m = \frac{U\sqrt{2}}{Z} = 1,053 \text{ A, } \text{tg } \varphi = \frac{X}{R} = 2,$$

soit

$$\varphi = 63^\circ 30'.$$

Le courant transitoire est de la forme

$$i_t = Ke^{\alpha t} \cos(\beta t + \gamma).$$

Le calcul établit que K passe par un maximum, égal en valeur absolue à 1,16 A ⁽¹⁾ au voisinage de $(\psi - \varphi) = -75^\circ$ soit $\psi = -11^\circ 30'$, c'est-à-dire lorsque l'enclenchement se produit un peu avant le zéro de la tension. Le minimum, égal en valeur absolue à 0,518 correspond à $(\psi - \varphi) = 10^\circ$, soit $\psi = 73^\circ 30'$, c'est-à-dire à l'enclenchement un peu avant le maximum de u .

Ces conditions ne sont pas, à priori, celles qui assurent au courant résultant le maximum ou le minimum d'amplitude, car la différence $(\gamma - \varphi)$ intervient aussi dans sa détermination; elles en sont sans doute fort voisines, mais la question ne peut être complètement résolue algébriquement.

Ces résultats fournissent cependant une première approximation, ils confirment en outre que la périodicité du phénomène est bien celle dont nous avons le sentiment ⁽²⁾.

3. CONTROLE EXPÉRIMENTAL SUR LE CIRCUIT A NOYAU DE FER. — Les conclusions précédentes s'appliquent qualitativement au circuit à noyau de fer sans induction rémanente, tant qu'on ne dépasse pas notablement le maximum de perméabilité. Il est particulièrement aisé d'en effectuer le contrôle expérimental en étudiant comment varie, en fonction de τ , la « tension intermé-

⁽¹⁾ Ce maximum dépasse donc légèrement I_m ; néanmoins, en raison de l'amortissement, le maximum maximum du courant résultant reste bien inférieur à $2 I_m$ comme nous l'avons constaté plus haut, tandis que cette valeur peut être largement dépassée avec la bobine à noyau de fer, comme nous l'avons vu également.

⁽²⁾ Les résultats ne s'appliquent d'ailleurs qu'aux valeurs particulières adoptées pour les constantes L , C , R , et ω car ils varient avec $LC\omega^2$, $\frac{\alpha}{\beta}$ et $\frac{\omega}{\beta}$ et ne peuvent être généralisés, sauf en ce qui concerne la périodicité. Si l'on répète, par exemple, le calcul avec $L = 0,129 \text{ H}$, $C = 40 \mu\text{F}$, $R = 7,5 \text{ ohms}$, valeurs adoptées dans une de mes expériences, on voit que, contrairement au cas précédent, K est alors maximum pour τ voisin de $\frac{T}{4}$ ce qui correspond d'ailleurs aux observations faites sur ce circuit, bien qu'ici encore il n'y ait pas corrélation absolue entre le maximum de K et celui de i .

diaire » U_i définie plus haut. A la plus forte surintensité du courant correspondra un minimum de U_i et inversement, cette dernière sera maximum pour les conditions qui engendrent la moindre surintensité de courant.

1° Variations de U_i en fonction de τ . — L'enclenchement est effectué au moyen de l'interrupteur automa-

tique décrit plus haut; le flux rémanent et la charge initiale du condensateur sont nuls.

Les résultats sont traduits par la courbe 1 de la figure 89, obtenue en portant en abscisses le numéro d'ordre du trou portant la tige T (fig. 74), en ordonnée la tension U_i (1). La courbe u_0 , tracée en bas de la figure, à une échelle arbitraire, donne la correspondance approxi-

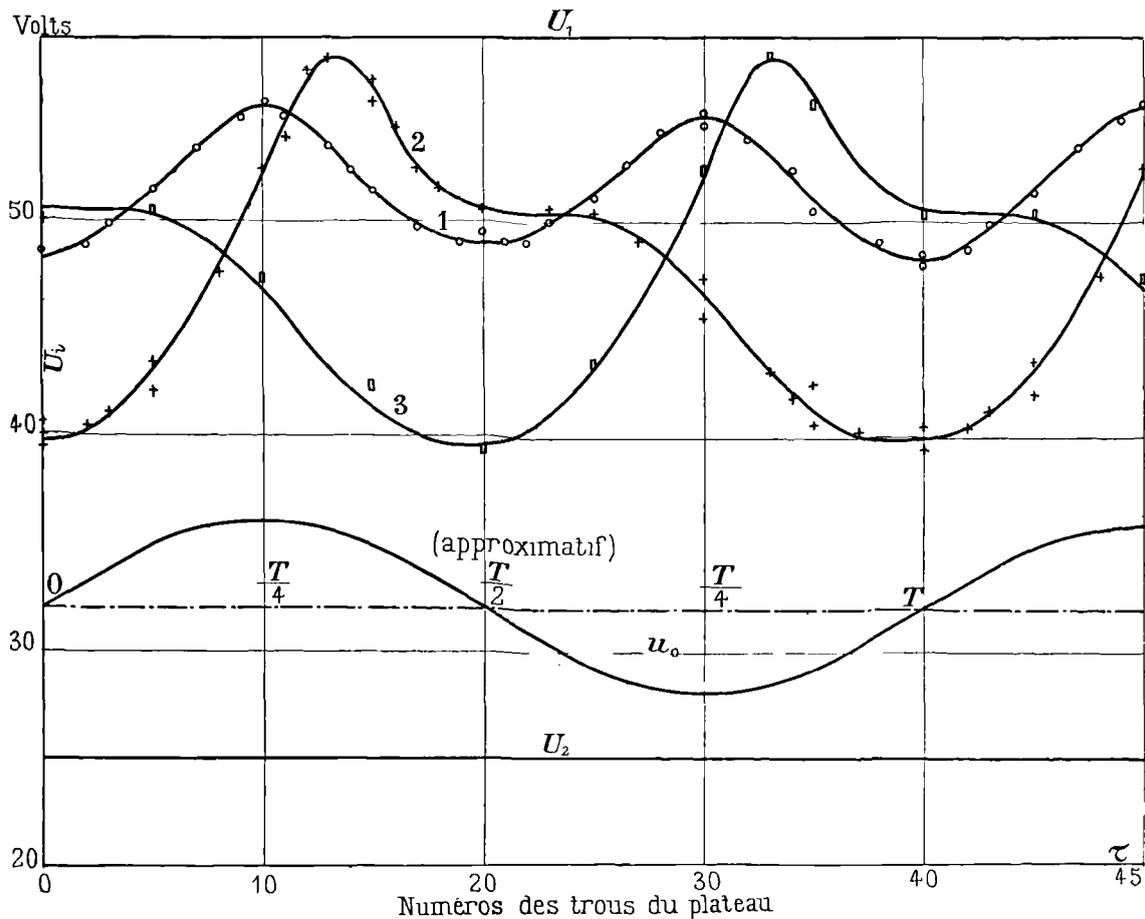


Fig. 89. — Courbes représentant les variations de la tension intermédiaire, en fonction de la position de la tige, sur le plateau de l'interrupteur automatique, avec la bobine S_1 , $C = 150 \mu F$, $f = 50 p : s$ et $v_0 = 0,1$, sans flux rémanent, ni charge initiale du condensateur; 2, flux rémanent positif, sans charge initiale du condensateur; 3, flux rémanent négatif, sans charge initiale du condensateur. — U_1 et U_2 , tensions critiques du circuit étudié; u_0 , courbe donnant la correspondance approximative, entre la position de la tige sur le plateau et la fraction de période à laquelle se produit l'enclenchement.

mative entre les abscisses et la phase initiale de la tension appliquée. Les horizontales correspondant à U_1 et U_2 , qui limitent le graphique, représentent les tensions critiques, respectivement égales à 58,5 v et 25 v à l'intérieur desquelles les deux régimes permanents sont possibles (1).

On voit que U_1 varie assez peu en fonction de l'ins-

tant de fermeture; la différence entre les valeurs extrêmes est d'environ 12 pour 100 de la valeur moyenne,

(1) Cette tension est définie expérimentalement avec d'autant plus de précision que ses variations en fonction de τ sont moins rapides. Sans flux rémanent ni charge additionnelle du condensateur, elle est déterminée à moins de 0,5 v près, à condition que l'on réduise au minimum les jeux des diverses articulations et que, d'autre part, on assure une grande régularité de la désaimantation. Pour faciliter celle-ci, en laissant le plus petit flux rémanent possible après chaque expérience, j'évitais la coupure directe du fort courant, et chaque fois qu'il s'était établi, je réduisais la tension appliquée en dessous de la valeur critique inférieure avant l'ouverture du circuit.

(1) La tension critique inférieure est un peu plus élevée ici que sur la figure 21 en raison de la résistance supplémentaire des appareils de mesure, qui n'intervenait pas lors des premières expériences, puisque le voltmètre était en aval.

dans l'exemple considéré ; j'ai vérifié qu'elle était du même ordre, pour des circuits de caractéristiques sensiblement différentes (95,8 à 105,5 v avec bobine de 172 spires, noyau de dimensions comparables à celles du précédent et capacité de 68 μ F.)

La variation est périodique, sa fréquence est double de celle de la source, deux alternances successives jouant évidemment le même rôle, dans les conditions de cet essai (1). L'allure de la courbe est assez grossière-

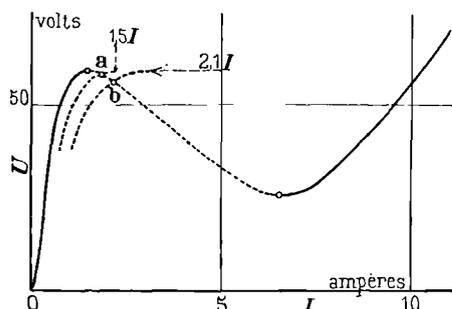


Fig. 90. — Courbes montrant la correspondance entre la « tension intermédiaire » et la surintensité maximum de courant et relevée avec la bobine S₁, C = 150 μ F, f = 50 p/s, R_a = 0,8 ohms (appareils de mesure).

ment sinusoïdale, plus aigüe cependant au maximum qu'au minimum, ce qui se justifie du fait que les variations de l'intégrale $\int \frac{u_s}{n} dt$ sont plus rapides au voisinage du maximum de u qu'à celui du zéro. Le minimum de U_i correspond en effet sensiblement à l'enclenchement au zéro, et le maximum à l'enclenchement au maximum de la tension appliquée. Ce maximum de

(1) En réalité, on relève quelques différences entre les deux demi-ondes, mais elles restent de l'ordre des erreurs d'expérience. L'ensemble du tracé est d'ailleurs déterminé avec moins de précision qu'un point isolé, en raison des modifications accidentelles ou systématiques qui peuvent survenir dans le réglage de l'interrupteur, pendant la durée de l'essai, qui comporte plusieurs centaines d'enclenchements. On réduit les écarts dus aux variations de fréquence du réseau en relevant la courbe entière dans une même demi-journée et en contrôlant de temps à autre que les tensions critiques ne sont pas modifiées.

U_i est ici égal à 55,2 v ; il n'est donc inférieur que de 3,3 v à la tension critique supérieure, alors que le minimum, compris entre 48,5 et 49 v, dépasse encore de plus de 23 v, la tension critique inférieure.

2° *Ordre de grandeur des surintensités de courant.* — Cette dernière propriété est facile à prévoir d'après les caractéristiques relevées en régime permanent et l'étude des surintensités de courant possibles. Nous savons en effet que, pour la tension U_i , l'amplitude maximum du courant au cours de la période transitoire, est égale à celle du régime intermédiaire instable correspondant à la tension considérée. Si cette surintensité de courant n'excédait pas celle du circuit sans fer, elle varierait d'après les résultats du calcul reproduits plus haut, de moins de 1,5 I_m à moins de 2,1 I_m , en appelant I_m l'amplitude du régime à faible courant. Les lieux des points de coordonnées respectivement égales à U et 1,5 I ou U et 2,1 I , sont deux courbes représentées en trait ponctué sur la fig. 90 ; elles coupent la branche intermédiaire instable de la caractéristique (U, I) en deux points a et b. Les ordonnées de ces points, voisines de 56 v et 58,5 v, seraient les valeurs extrêmes de U_i lorsque τ varie de 0 à T . La présence du fer modifie assez peu la surintensité minimum de courant, de telle sorte que la limite supérieure du U_i n'est abaissée que de 3 v environ (1) tandis que la surintensité maximum de courant est sensiblement augmentée et abaisse de 7 à 8 v la limite inférieure ; celle-ci reste pourtant encore bien supérieure à U_2 . Inversement, les valeurs observées pour U_i permettent de conclure qu'avec le circuit à noyau de fer et pour des tensions voisines de 50 volts la surintensité maximum de courant varie sensiblement de 3,9 I_m à 2,15 I_m , lorsque τ varie de 0 à $\frac{T}{4}$ (2).

(1) Que le circuit comporte ou non un noyau de fer, la présence du condensateur empêche que la surintensité de courant puisse être annulée par un choix convenable de l'instant d'enclenchement, parce que le courant et la tension aux bornes du condensateur, nuls tous les deux au temps $t = 0$ ne peuvent prendre instantanément les valeurs qu'ils auraient en régime permanent.

(2) En supposant que le facteur de forme soit le même pour le régime intermédiaire et le régime à faible courant.

CHAPITRE XV. — INFLUENCE DU FLUX RÉMANENT

Considérons dans le système de coordonnées i et φ , qui est celui de la courbe d'aimantation, les trois points de l'axe des flux O , A et B , qui représentent respectivement l'état magnétique initial de la bobine pour un flux rémanent nul, positif, ou négatif (fig. 91). Si le courant magnétisant augmente progressivement à partir de zéro, l'évolution de l'état magnétique sera représentée, suivant l'état initial, par trois branches de courbes issues de O , A , ou B , qui se confondent pratiquement dès que

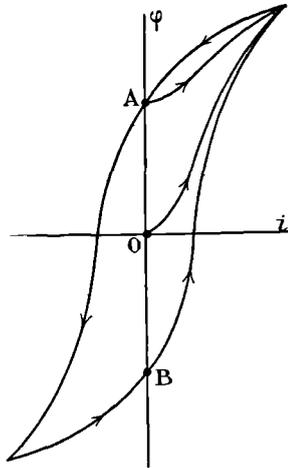


Fig. 91. — Aspect théorique des cycles d'hystérésis décrits dans les premières alternances pour diverses valeurs du flux rémanent ; O , origine des cycles pour $\varphi_r = 0$; A , origine des cycles pour $\varphi_r > 0$; B , origine des cycles pour $\varphi_r < 0$.

le circuit se sature. Si le courant décroît ensuite, la courbe décrite dans la partie descendante ne dépend guère que du maximum atteint, quelles que soient les conditions initiales.

Le flux rémanent doit donc avoir une influence très nette, sur la première alternance, du fait de la modification de l'inductance (coefficient angulaire de la tangente aux courbes ci-dessus) dans les premiers instants qui suivent l'enclenchement ; les modifications subies par les alternances suivantes ne doivent guère dépendre que de l'amplitude atteinte dans la première, selon les lois générales d'évolution des amplitudes et des formes observées plus haut. Cependant, si τ n'est que peu inférieur à $\frac{T}{2}$, la première alternance n'a qu'une courte durée et la seconde doit subir encore fortement l'influence directe du flux rémanent.

A. Modifications apportées à la forme et aux amplitudes des premières alternances. — 1. AMPLITUDES.

— Supposons d'abord la tension initiale u_0 positive, τ étant compris entre 0 et $\frac{T}{2}$; les variations de flux $\frac{u_0}{n} dt$ sont alors positives et le flux rémanent sera positif, si la valeur absolue du flux résultant augmente dans les premiers instants qui suivent l'enclenchement. Le sens de la modification initiale se déduit des courbes de la figure 91, par le fait qu'un flux rémanent positif réduit la self-inductance initiale et qu'un flux rémanent de sens contraire, l'augmente.

La tension u_s aux bornes de la bobine demeure encore très voisine de u aux premiers instants qui suivent l'enclenchement, en raison des équations établies plus haut (XIV-A-1). Le courant correspondant à l'instant t , assez voisin de zéro,

$$i = \left(\frac{u_s}{L} \right)_{\text{moy}} t,$$

sera donc, pour un même instant d'enclenchement, plus considérable si le flux rémanent est positif et il en sera, par suite, de même pour la tension v aux bornes, du condensateur.

La tension $u_s = u - v - Ri$ sera, par contre, d'autant plus faible et s'annulera d'autant plus tôt que le flux rémanent sera algébriquement plus élevé ; on pourra encore évaluer les amplitudes en admettant que cette tension reste sensiblement sinusoïdale.

Le premier maximum de flux pourra donc se mettre sous la forme :

$$\Phi_1 = \varphi_r + \frac{U_{s1}}{n \omega_1'} (1 + \cos \omega_1' \tau_1').$$

En raison de la réduction de U_{s1} et de l'augmentation de ω_1' , Φ_1 sera inférieur à la somme du flux rémanent et du premier maximum réalisé pour un flux rémanent nul ; cependant, v demeurant relativement très petit jusqu'au premier maximum du courant et la résistance étant, d'autre part, négligeable, Φ_1 variera bien dans le même sens que φ_r et il en sera de même de I_1 .

Le premier maximum de v variera aussi dans le même sens, mais dans une proportion moindre puisque la durée de charge diminue lorsque l'intensité du courant augmente.

2. FORME D'ONDE DU COURANT. — La forme elle-même de ces diverses grandeurs et principalement celle du courant est altérée, car la présence d'un flux rémanent modifie la position du premier maximum de i , par rapport aux deux zéros qui l'encadrent. Soit, en effet $\Phi_1 - \varphi_r''$, la baisse de flux observée, lorsque le courant

décroit de I_1 à zéro. De même qu'on avait, pendant la première alternance de u_s ,

$$\Phi_1 - \varphi_r = \int_0^{t_1} \frac{u_s}{n} dt,$$

on a, après le changement de signe de la force contre électromotrice :

$$\Phi_1 - \varphi''_1 = \int_{t_1}^{t''_1} \frac{u_s}{n} dt.$$

Or, d'après les propriétés connues du cycle d'hystérésis

$$\Phi_1 - \varphi''_1 < \Phi_1 - \varphi_r,$$

et d'autant plus que φ_r est plus faible algébriquement. Comme, d'autre part, nous l'avons vu, l'amplitude de

u_s est plus grande dans la deuxième alternance que dans la première, on a nécessairement,

$$t'''_1 - t''_1 < t''_1,$$

c'est-à-dire que la décroissance de i est plus rapide que sa croissance; le maximum I_1 est déphasé en arrière de l'ordonnée équidistante des zéros qui l'encadrent et d'autant plus que le flux rémanent est plus faible, ou que, à flux rémanent constant, U_{s2} dépasse davantage U_{s1} .

Si la tension u_0 était négative, τ étant compris entre $\frac{T}{2}$ et T , un flux rémanent négatif jouerait le même rôle que jouait le flux rémanent positif dans le cas précédent.

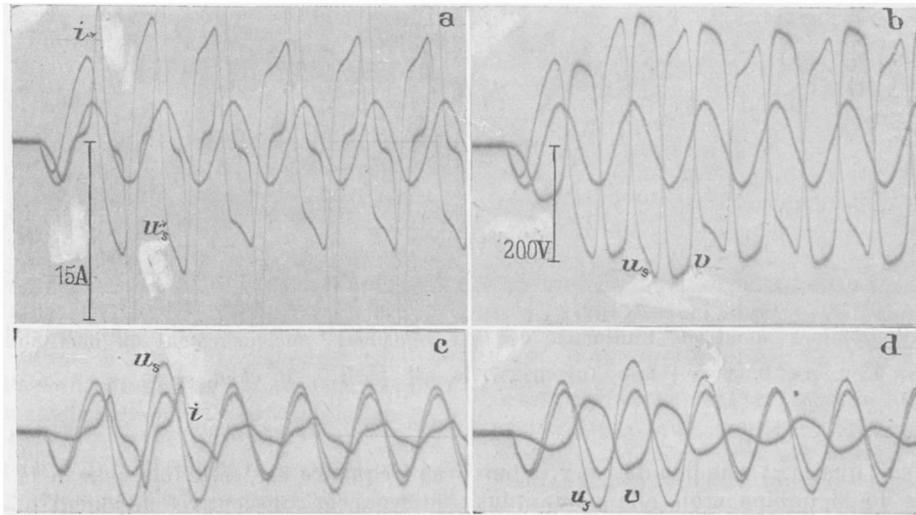


Fig. 92. — Oscillogrammes montrant l'influence du flux rémanent sur les amplitudes et les phases relatives, au cours des premières alternances; enclenchement au zéro de la tension ($\tau = \frac{T}{2}$), $U = 50$ v: a et b, $\varphi_r = -22 \times 10^4$ maxwells est négatif; c et d, $\varphi_r = +22 \times 10^4$ maxwells est positif.

3. CONTRÔLE EXPÉRIMENTAL. — 1° Cas de l'enclenchement au zéro de la tension. — Ces diverses prévisions se vérifient correctement sur les oscillogrammes des figures 92 a, 92 b, 92 c et 92 d, relatifs à une tension de 50 v, avec enclenchement au zéro ($\tau = \frac{T}{2}$). Pour les deux premiers, le flux rémanent est de même sens que le flux qui s'établit durant la première alternance (c'est-à-dire négatif dans le cas actuel); on y relève respectivement pour I_1 et pour V_1 des valeurs de 3,2 A et 96 v; cette dernière est déjà bien supérieure à U_m et plus encore à U_{s1} ; aussi le régime à fort courant est il pratiquement établi après la neuvième alternance. Pour les deux autres, le flux rémanent est de signe contraire; I_1 et V_1 n'atteignent plus que 0,56 A et 27 v; soit respectivement 5,7 fois et 3,5 fois moins que pour les précédents. Par contre, la tension aux bornes de la

bobine atteint comme nous l'avions prévu une amplitude plus grande, soit 66 v, au lieu de 55 v. C'est d'ailleurs seulement pour la première alternance que la tension u_s est ainsi modifiée en sens inverse de i et de v . Pour la seconde, on a, en effet, comme sans flux rémanent

$$U_{s2} = U_m + V_1 - \varepsilon$$

qui varie dans le même sens que V_1 .

2. Cas où la tension initiale n'est pas nulle. — Dans le cas où la tension instantanée au moment de l'enclenchement est différente de zéro, l'influence du flux rémanent sur le courant et les tensions durant la première alternance et jusqu'au second maximum de u_s obéit encore aux lois énoncées plus haut. Cependant, la répercussion de cette modification initiale sur les alternances suivantes peut varier, suivant que la

première alternance joue ou non le rôle prépondérant : c'est ce que montrent les oscillogrammes des figures 93 a, 93 b, 93 c et 93 d, relatifs au même circuit que ci-dessus, avec la même valeur du flux rémanent, la même valeur efficace de la tension appliquée, mais enclenchement au maximum de cette tension ($\tau = \frac{T}{4}$). Pour les deux premiers, où le flux rémanent est positif, on note $I_1 = 1,8 \text{ A}$, $V_1 = 44 \text{ v}$. Cependant, l'intensité du

courant et la durée de charge étant plus réduites que pour les oscillogrammes des figures 92 a et 92 b, cette dernière tension reste encore sensiblement inférieure à U_{s1} ; V_2 n'est déjà plus que de 39 v et l'on aboutit très rapidement au faible courant.

Pour les deux autres relevés, où le flux rémanent est négatif, I_1 et V_1 ne sont que de 0,37 A et 11,7 v mais I_2 et V_2 les dépassent considérablement, atteignant 3,1 A et 72 v contre 2,7 A et 39 v dans le cas précédent, et

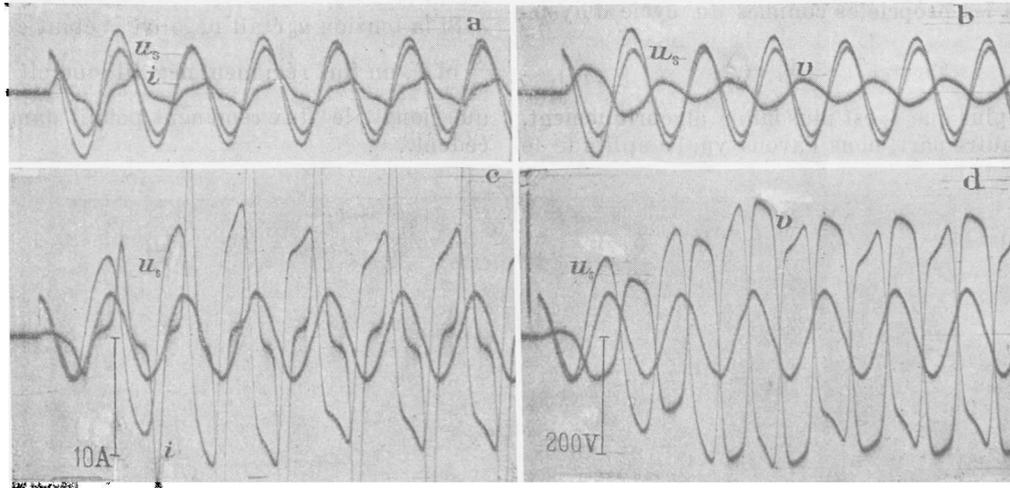


Fig. 93. — Oscillogrammes montrant l'influence du flux rémanent; enclenchement au maximum de la tension ($\tau = \frac{T}{4}$), $U = 50 \text{ v}$: a et b, $\varphi_r = + 22 \times 10^4$ maxwells est positif; c et d, $\varphi_r = - 22 \times 10^4$ maxwells est négatif.

bien que U_{s2} ne soit que de 74 v au lieu de 109 v, la tension aux bornes de la bobine croît elle-même plus rapidement à la troisième alternance et l'on aboutit au fort courant.

B. Variations de U_i en fonction de τ lorsque le flux rémanent n'est pas nul. — Je ne discuterai ces observations qu'après les avoir généralisées, comme plus haut, sous forme de courbes représentant les variations de la tension intermédiaire U_i en fonction de τ , pour une valeur constante du flux rémanent. J'ai réalisé l'expérience successivement avec des flux rémanents égaux et de signes contraires, le courant maximum utilisé pour leur établissement étant chaque fois de 7 A, comme pour le relevé des oscillogrammes ci-dessus⁽¹⁾. Les courbes correspondantes sont reproduites en 2 et 3 sur la figure 89, afin d'en permettre la comparaison avec les courbes 1 décrites plus haut, qui correspondent à un flux rémanent nul.

1. ALLURE DES COURBES $U_i(\tau)$. ORDRE DE GRANDEUR DES SURINTENSITÉS DE COURANT. — On voit immédiatement que l'existence de φ_r modifie essentiellement l'allure de la variation. Celle-ci reste sans doute périodique, mais

⁽¹⁾ Soit $\varphi_r = \pm 22 \times 10^4$ maxwells par spire.

sa fréquence est, cette fois, celle de la source, car deux alternances consécutives ne jouent plus le même rôle. En effet, si au cours de l'une d'elles, la variation de flux $\int \frac{u}{n} dt$ est du signe φ_r , elle est de signe contraire au cours de la suivante. La courbe 2 correspond à un flux rémanent positif. La variation est en général plus rapide, et, par suite, la détermination, moins précise, que pour la courbe 1. L'amplitude de la variation dépasse cette fois 35 pour 100 de l'ordonnée moyenne, laquelle est inférieure de 5 v environ à celle de la courbe 1. La modification réside principalement dans l'abaissement du minimum; cependant, le maximum, qui était déjà voisin de la tension critique supérieure, s'en approche davantage; il ne peut évidemment la dépasser mais n'en est plus qu'à 1 v environ, tandis que le minimum reste encore à 15 v au-dessus de la tension critique inférieure. Ce minimum correspond à l'enclenchement au zéro pour lequel la tension s'annule en croissant; au voisinage de l'autre zéro, la courbe présente, dans le cas actuel, une inflexion horizontale, mais pour des valeurs légèrement différentes de φ_r ou des autres paramètres, on y observe un maximum et un minimum peu accentués. Ceci se conçoit d'ailleurs aisément puisque la courbe 2 doit évoluer

progressivement vers la forme 1, lorsque φ_r tend vers zéro.

On voit que, à l'intérieur d'un intervalle qui débord légèrement, de part et d'autre de la zone où la tension appliquée croît, en valeur algébrique, au moment de l'enclenchement, le flux rémanent positif a pour effet d'abaisser notablement la tension U_1 , en dessous des valeurs qu'elle atteindrait sans flux rémanent; à l'extérieur de cet intervalle, il la relève au contraire, légèrement.

D'après la signification physique de U_1 , on peut conclure par un raisonnement analogue à celui développé au paragraphe XIV-B-3-2° que, pour des tensions voisines de 40 v, la surintensité de courant maximum oscille entre 1,7 I_m et 7,5 I_m lorsque τ varie de 0 à T , tandis que sans flux rémanents valeurs limites étaient 2,15 I_m et 3,9 I_m pour des tensions un peu supérieures.

Au cas où le flux rémanent est négatif, le rôle des deux alternances consécutives est inversé et la courbe 3, obtenue dans ces conditions, est identique à 2 mais décalée d'une demi-onde (1). Les deux courbes se courent au voisinage des points correspondants à $\tau - \frac{T}{4}$ et $\tau - \frac{3T}{4}$, dont l'ordonnée est légèrement supérieure à l'ordonnée moyenne.

2. DISCUSSION. — Les particularités de ces courbes ne peuvent plus se déduire du calcul relatif au circuit sans fer. Je me bornerai à justifier les principales, en prenant comme point de départ les résultats établis expérimentalement pour le circuit étudié, en l'absence de flux rémanent.

1° Renseignements déduits des oscillogrammes. — Les oscillogrammes déjà considérés fournissent un premier élément de comparaison, entre les enclenchements effectués avec ou sans flux rémanent pour diverses valeurs de τ ; leur confrontation permet déjà de prévoir comment, dans la figure 89, certains points de la courbe 2 doivent se déduire de la courbe 1.

Considérons, en effet, les six oscillogrammes relevés sous $U = 50$ v, avec enclenchement au zéro ou au maximum et, pour chacune de ces valeurs de τ , avec un flux rémanent positif, négatif ou nul. Les valeurs des amplitudes successivement atteintes dans les trois premières alternances sont indiquées dans les colonnes 4, 5 et 6 du tableau IV; la colonne 7 renferme la valeur de U_1 correspondante (2).

La figure 94 représente, d'après ce même tableau et l'étude statique de la bobine (voir figure 16) les cycles d'hystérésis successifs décrits pendant les deux

(1) Ici encore, il y a quelques différences; néanmoins, la courbe tracée comme je l'indique reste très voisine des quelques points expérimentaux relevés.

(2) En réalité, les oscillogrammes des figures 82 c, 92 a et 92 c sont relatifs à $\tau = \frac{T}{2}$; pour simplifier l'exposé ci-après, j'ai supposé qu'ils se rapportaient à $\tau = 0$, en changeant le signe du flux rémanent.

TABLEAU IV. — Résultats comparés enregistrés sur les oscillogrammes.

1 NUMÉRO DE L'OSCILLOGRAMME	2 τ	3 φ_r	4 I_1	5 I_2	6 I_3	7 U_1
		maxwells	A	A	A	V
82 c	0	0	1,3	4,4	5,6	49
92 a	0	$+ 22 \times 10^4$	3,2	12	19	39,6
92 c	0	$- 22 \times 10^4$	0,55	3,1	4,6	50,5
86 c	$\frac{T}{4}$	0	0,51	1,7	2,3	55,3
93 a	$\frac{T}{4}$	$+ 22 \times 10^4$	1,7	2,7	1,8	52
93 c	$\frac{T}{4}$	$- 22 \times 10^4$	0,33	3,2	7,7	46,6

ou trois premières alternances, dans les conditions des essais ci-dessus. L'origine de l'évolution est en O_1, O_2, O_3 , etc. suivant que le flux rémanent est nul, positif ou négatif; les A correspondent au premier maximum du courant, les B, au second, les C au troisième.

On voit que le flux rémanent utilisé (représenté par $O_1 O_2 = O_3 O_1 \dots$) est, en valeur absolue, voisin des $\frac{3}{4}$ de la variation $\Delta\varphi_1$ réalisée pour $\tau = 0, \varphi_r = 0$ (ordonnée de A₁) laquelle est double de celle qui correspond à $\tau = \frac{T}{4}, \varphi_r = 0$ (ordonnée de A'₁). Il en résulte que, pour l'enclenchement au zéro, le flux Φ_1 est toujours positif, tandis que, pour l'enclenchement au maximum et $\varphi_r < 0$, ce même flux est négatif; ceci n'empêche d'ailleurs pas I_1 d'être toujours positif, comme nous l'avons dit plus haut (XIV-A-1).

Les coordonnées de A₃ et A'₁ sont pratiquement égales; cependant B'₂ dépasse sensiblement B₁, car si dans les deux cas le courant a même maximum I_1 , dans le premier, il charge le condensateur pendant un temps à peu près double, ce qui, en raison de la relation $U_{s2} = U_m + V_1 - \epsilon$, accroît notablement le maximum suivant. On peut donc en déduire que pour $\tau = 0, \varphi_r < 0$, la valeur de U_1 doit être intermédiaire entre celles qu'on obtient respectivement pour

$$\tau = 0, \varphi_r = 0 \text{ et } \tau = \frac{T}{4}, \varphi_r = 0.$$

Les positions très voisines des points C₁ et C₃ montrent qu'on ne doit s'éloigner que très peu du premier cas. C'est bien ce qu'on observe en réalité septième colonne du tableau IV).

D'un autre côté, pour $\tau = \frac{T}{4}, \varphi_r < 0$, le maximum I_1 très faible et la durée minime de la première alternance réduisent à presque rien la charge du condensateur et le circuit s'engage dans l'alternance suivante, la première qui soit complète, à peu près comme pour l'enclenchement au zéro avec un flux

rémanent positif voisin (en valeur absolue) de l'ordonnée de A'_3 . La valeur de U_1 doit être comprise entre celles qu'on obtient pour $\tau = 0$ et $\varphi_r > 0$ ou $\varphi_r = 0$, mais plus près de cette dernière, car, d'une part, l'ordonnée de A'_3 est inférieure à $\frac{\varphi_r}{2}$, et, d'autre part, la première demi-alternance réduit la valeur du second maximum de flux par rapport au cas de l'enclenchement au zéro. Elle doit d'ailleurs se rapprocher encore

d'avantage de cette valeur lorsque τ diminue, car Φ_1 se rapproche de zéro et la durée plus longue de la première alternance réduit davantage encore Φ_2 .

Un raisonnement analogue montrerait que la valeur de U_1 correspondant à $\tau = \frac{T}{4}$ et $\varphi_r > 0$ doit être un peu supérieure à celle qu'on obtient pour $\tau = 0$, $\varphi_r < 0$.

Ces diverses remarques sont bien conformes à l'expérience et permettent de jalonner sans grosses erreurs

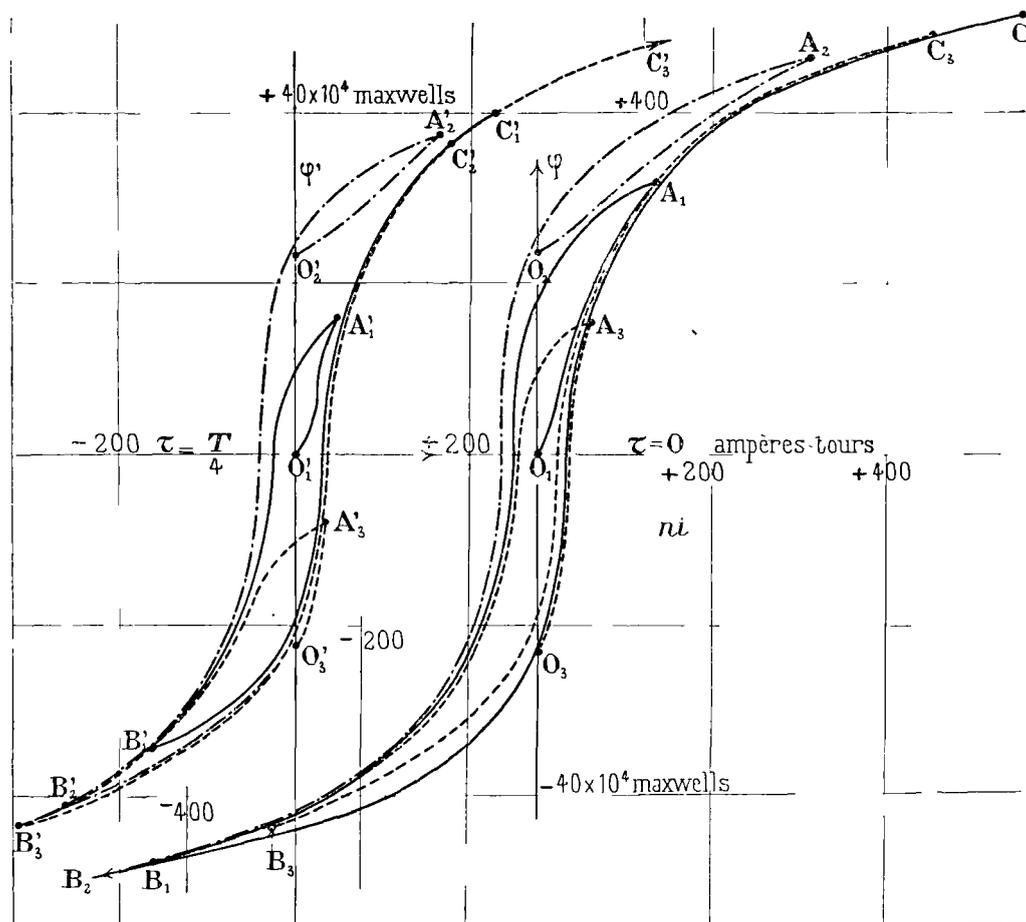


Fig. 94. — Cycles d'hystérésis décrits au cours des premières alternances, d'après les oscillogrammes 82 c, 86 c, 92 a et 92 c, 93 a et 93 c; (bobine S_1 , $U = 50$ v, $C = 150 \mu F$, $f = 50$ p/s).

le tracé de la courbe 2; on peut cependant préciser encore l'allure générale de celle-ci au moyen des considérations suivantes.

2° *Considérations sur les variations de flux au cours des deux premières alternances.* — a) Alternance prépondérante. — La courbe 1 de la figure 89 nous apprend qu'en l'absence de flux rémanent, la surintensité maximum du courant, qui varie en sens inverse de U_1 , est fonction décroissante de τ dans les intervalles 0 à $\frac{T}{4}$ et $\frac{T}{2}$ à $\frac{3T}{4}$; elle en est fonction croissante dans les intervalles restants. La variation de flux ré-

manente dans la première alternance de u_s ,

$$\Delta \varphi_1 = \int_0^{T/4} \frac{u_s}{n} dt,$$

est au contraire, en valeur absolue, fonction constamment décroissante de τ , sauf pour $\tau = 0, \frac{T}{2}, T$, etc., valeurs pour lesquelles elle présente une discontinuité.

La surintensité de courant varie donc dans le sens de $\Delta \varphi_1$ à l'intérieur des deux premiers intervalles ci-dessus; je traduirai ce fait en disant que, dans ces

intervalles, la variation de flux au cours de la première alternance est prépondérante, c'est-à-dire qu'elle a une action prépondérante, sur la suite de l'évolution.

Pour τ compris entre $\frac{3T}{4}$ et $\frac{T}{2}$ ou entre $\frac{3T}{4}$ et T , nous constatons que $\Delta\varphi_1$ devient trop faible pour commander le signe des variations de la surintensité maximum de courant; il nous faut admettre que la variation de flux $\Delta\varphi_2$ qui se produit dans la seconde alternance joue alors le rôle principal, c'est-à-dire que cette alternance devient, à son tour, prépondérante (1). Comme, par ailleurs, $\Delta\varphi_1$ et $\Delta\varphi_2$ sont de signes contraires et que la première n'est positive que pour $0 < \tau < \frac{T}{2}$, on peut dire que pour τ compris entre 0 et $\frac{T}{4}$ ou entre $\frac{3T}{4}$ et T , c'est-à-dire lorsque la tension appliquée croît, en valeur algébrique, au moment de l'enclenchement, la variation de flux, au cours de l'alternance prépondérante, est positive; elle est au contraire négative, pour τ compris entre $\frac{T}{4}$ et $\frac{3T}{4}$, c'est-à-dire lorsque la tension appliquée décroît au moment de l'enclenchement.

b) Action du flux rémanent. — Supposons que le circuit magnétique soit le siège d'un flux rémanent positif, sa présence entrainera nécessairement un accroissement de la surintensité de courant et, par suite, un abaissement de U_i , dans tous les intervalles où il est de même signe que la variation de flux pendant l'alternance prépondérante, c'est-à-dire lorsque la tension appliquée croît au moment de l'enclenchement; c'est bien ce que nous avons constaté expérimentalement.

Nous avons vu pourtant que cet abaissement de U_i porte sur un intervalle supérieur à une demi-période; c'est qu'en effet la prépondérance de l'alternance au cours de laquelle la variation de flux est de même sens que le flux rémanent, doit évidemment s'étendre sur un plus large intervalle qu'en l'absence de ce flux rémanent. Les nouvelles limites auxquelles s'opère le passage de la prépondérance, d'une alternance à la suivante, ne sont d'ailleurs pas les points d'intersection des courbes 1 et 2, points où φ_r est sans action sur U_i , mais, conformément au raisonnement développé en a) les points de cette dernière courbe, où le coefficient angulaire s'annule en changeant de signe. L'extension progressive de la zone de prépondérance des alternances positives, lorsque le flux rémanent positif croît de 0 à φ_r , se traduit donc sur le graphique, par un rapprochement des deux maxima dont les abscisses primitives étaient $\frac{T}{4}$ et $\frac{3T}{4}$. Il s'y ajoute une augmentation de l'ordonnée du premier et une réduction de

(1) Notons que ce passage de la prépondérance de la première à la seconde alternance n'est pas lié à une inversion des ordres de grandeurs relatifs des flux Φ_1 et Φ_2 ; nous avons vu plus haut (XIV-A-3-2°) que le second est toujours supérieur au premier.

celle du second, à tel point que, pour la valeur de φ_r employée dans mes expériences, ce second maximum a pratiquement disparu et l'arc de courbe qui le relie au minimum d'abscisse $\frac{T}{2}$ est remplacé par une longue inflexion horizontale. Ce flux rémanent étant d'ailleurs voisin du maximum réalisable, il n'est guère possible d'accentuer davantage la transformation.

C. Comparaison avec l'enclenchement de la bobine seule. — J'ai cru intéressant de comparer brièvement les résultats ci-dessus avec ceux qu'on obtient pour la bobine seule, cas limite vers lequel tend le circuit oscillant lorsque la capacité augmente indéfiniment.

Ce cas limite (1) est caractérisé par la durée considérable de la période transitoire et la forte dyssymétrie de la courbe de courant, dont les élongations sont beaucoup plus grandes dans un sens que dans l'autre. La surintensité maximum de courant, qu'on peut évaluer par approximations successives avec une



Fig. 95. — Oscillogramme de l'enclenchement de la bobine S_1 , seule, sous tension sinusoïdale, $U = 40$ v, $\tau = \frac{T}{2}$, $\varphi_r = -22 \times 10^4$ maxwells, $f = 50$ p. s.

précision satisfaisante, est réalisée dans la première ou la seconde alternance, suivant l'instant d'enclenchement et le signe du flux rémanent; sa plus forte valeur croît constamment avec la tension appliquée et correspond, pour U donné, à $\tau = 0$ et $\varphi_r > 0$ (ou $\tau = \frac{T}{2}$ et $\varphi_r < 0$); on peut l'annuler rigoureusement par un choix convenable des conditions initiales (2).

L'oscillogramme de la figure 95 montre qu'avec la bobine S_1 , pour $\tau = \frac{T}{2}$

$$\varphi_r = -22 \times 10^4 \text{ maxwells, } U = 40 \text{ v,}$$

l'intensité du courant atteint 8,5 A, dans la première alternance et le régime n'est pas encore établi à la fin de la douzième période.

(1) JOHANN. *Loc. cit.*

(2) A ce sujet, M. JOHANN dit que le régime permanent s'établirait « immédiatement » si le flux rémanent avait la même valeur que le flux correspondant, en régime normal, à la tension du moment de la fermeture. En toute rigueur, le régime permanent ne serait établi dans ces conditions qu'à partir du premier maximum du courant (ce qui est presque immédiat); pour qu'il le soit dès la fermeture, il faudrait adopter une valeur de τ correspondant au déphasage, en régime normal, du courant sur la tension et un flux rémanent négatif égal à celui qu'on aurait dans ce même régime, au zéro du courant.

On a vu que, pour le circuit ferro-résonnant, la période transitoire est toujours plus courte; elle n'est marquée par aucune dyssymétrie systématique entre les demi-ondes positives et négatives. La valeur relative de la surintensité maximum du courant, exprimée comme je le fais par le quotient $\frac{I_m}{I_m}$, ne croît pas constamment avec U ; elle est au plus égale au rapport de l'amplitude du courant intermédiaire instable à celle du faible courant. Cette valeur limite n'est atteinte que si $U = U_1 - \varepsilon$; elle peut l'être sous U donné pour plusieurs combinaisons de τ et de φ_r et est réalisée vers la troisième ou quatrième alternance. Par

contre, la plus grande valeur absolue de la surintensité du courant croît toujours avec U ; si l'on s'en tient aux tensions faibles ou moyennes, elle correspond sensiblement aux mêmes valeurs de τ et φ_r que pour la bobine seule, mais le rang de l'alternance où elle est réalisée est fort variable; sa grandeur peut être très supérieure à celle qu'on obtient sans condensateur, puisque pour $C = 150 \mu F$ et $U = 40$ v l'amplitude du régime permanent à fort courant est déjà de 19 a environ.

Notons enfin que pour le circuit oscillant, il est impossible d'annuler complètement le régime transitoire sans régler la tension initiale du condensateur; le problème sera traité au chapitre suivant.

CHAPITRE XVI. — INFLUENCE DE LA CHARGE INITIALE DU CONDENSATEUR

Les possibilités de variation indéfinie du paramètre v_0 lui permettent de modifier considérablement les surintensités de courant et surtensions, tandis que τ , variable seulement de 0 à T et φ_r , lui-même borné à des valeurs relativement faibles, ne peuvent avoir que des influences limitées. Il en résulte aussi, même si on borne l'étude au domaine des tensions pour lesquelles plusieurs régimes permanents sont possibles, une infinité d'aspects de la période transitoire, qu'une étude expérimentale ne peut prétendre épuiser. J'étudierai seulement les plus remarquables

A. Généralités. — Nous savons que, pour le circuit sans fer, la solution générale de l'équation :

$$u = Ri + L \frac{di}{dt} + v$$

aura la même expression algébrique qu'en l'absence de v_0 ; la seule différence résidera dans les valeurs numériques des constantes, qui caractérisent le terme oscillatoire amorti. Pour la bobine à noyau de fer, sans flux rémanent, l'aspect de la période transitoire doit être analogue, comme nous l'avons déjà vu en l'absence de v_0 (XII-C-1 et XII-C-2) tant que l'induction maximum atteinte varie peu en fonction de l'amplitude du courant. En pratique, cette condition est réalisée si la tension U est très basse ou très élevée et v_0 , relativement faible.

L'essai sous des tensions supérieures à la tension de chavirement ne présente pas d'intérêt particulier; les expériences du chapitre XII nous ont suffisamment montré que, dans ces conditions, on observe à l'enclenchement des battements analogues à ceux qui prennent naissance dans un circuit sans fer accordé au voisinage de la résonance; la charge initiale ne peut supprimer ces caractères généraux. Je m'en tiendrai donc aux vérifications effectuées sous basses et moyennes tensions, en m'arrêtant plus longuement à ces dernières.

B. Enclenchement sous basse tension. — 1. ALLURE DU COURANT ET DES TENSIONS DURANT LA PREMIÈRE ALTERNANCE. — Le courant est toujours nul au temps $t = 0$, mais, contrairement à ce qu'on observe sans charge initiale, il n'est pas toujours de même sens que u , dans les premiers instants qui suivent l'enclenchement. On a, en effet

$$u_0 = v_0 + L_0 \left(\frac{di}{dt} \right)_0, \quad \text{soit} \quad \left(\frac{di}{dt} \right)_0 = \frac{u_0 - v_0}{L_0}.$$

Le courant est donc de signe contraire à celui de u , dans sa première alternance, dès que $\frac{v_0}{u_0} > 1$.

La tension aux bornes de la bobine, pratiquement confondue dans les premiers instants avec la courbe $u - v_0$, quoique toujours inférieure en valeur absolue⁽¹⁾ doit s'en écarter d'autant plus vite que la décharge est plus rapide, c'est-à-dire v_0 plus élevé.

2. CONTRÔLE EXPÉRIMENTAL. — Le contrôle de cette propriété est très net sur les quatre oscillogrammes : 96 a, 96 b, 96 c et 96 d; on y remarque également la présence d'un terme oscillatoire rapidement amorti dont la période est à peu près double de celle de la source. Les deux premiers ont trait à une bobine sans fer de 0,25 π et 15 ohms avec $C = 150 \mu F$; les deux autres se rapportent au circuit habituel à noyau de fer. La tension appliquée $U = 25$ v est la même pour tous, avec enclenchement au zéro ($\tau = \frac{T}{2}$); la tension

initiale aux bornes du condensateur est égale en valeur absolue à 60 v en 96 a et 96 c et à 120 v en 96 b et 96 d; son signe est celui de u dans la première alternance, c'est-à-dire négatif⁽²⁾.

Pour $v_0 = -60$ v, l'aspect de u_s et v est à peu près le même avec et sans fer, au cours de leur première alternance. La tension aux bornes de la bobine demeure assez faible pendant la première alternance de u ; le courant reste donc voisin de zéro pendant ce même temps et le condensateur ne se décharge que lentement. En conséquence, u_s est très voisin de $u - v_0$ et ne s'annule qu'après plus d'une période de la source.

La variation totale de flux pendant la première alternance

$$\Delta \varphi_1 = \int_0^{t_1} \frac{u_s}{n} dt$$

se trouve donc, en définitive, notablement accrue, comparativement à l'enclenchement sans charge ini-

⁽¹⁾ On peut poser, en effet;

$$v = v_0 + \int dv = v_0 + \int \frac{i}{C} dt;$$

$$u_s = u - (ri + v)$$

et pour $r = 0$

$$u_s = u - v = (u - v_0) - \int \frac{i}{C} dt.$$

Au début, i est du signe de $u - v_0$ et, par conséquent,

$$|u_s| < |u - v_0|.$$

⁽²⁾ L'équipage qui enregistre la courbe v est connecté « en amont » de l'interrupteur J; avant l'enclenchement, il enregistre donc la tension u et permet de repérer la valeur exacte de τ .

tiale et le premier maximum de courant est important surtout dans le circuit ferro-résonnant

$$\left(\frac{I_1}{I_m} = 6,4\right)$$

car on dépasse franchement le maximum de perméabilité.

Le fait de doubler v_0 accroît beaucoup la vitesse de décharge du condensateur; sans fer, v s'annule à peu près dans le même temps que pour $v_0 = -60$ v; avec

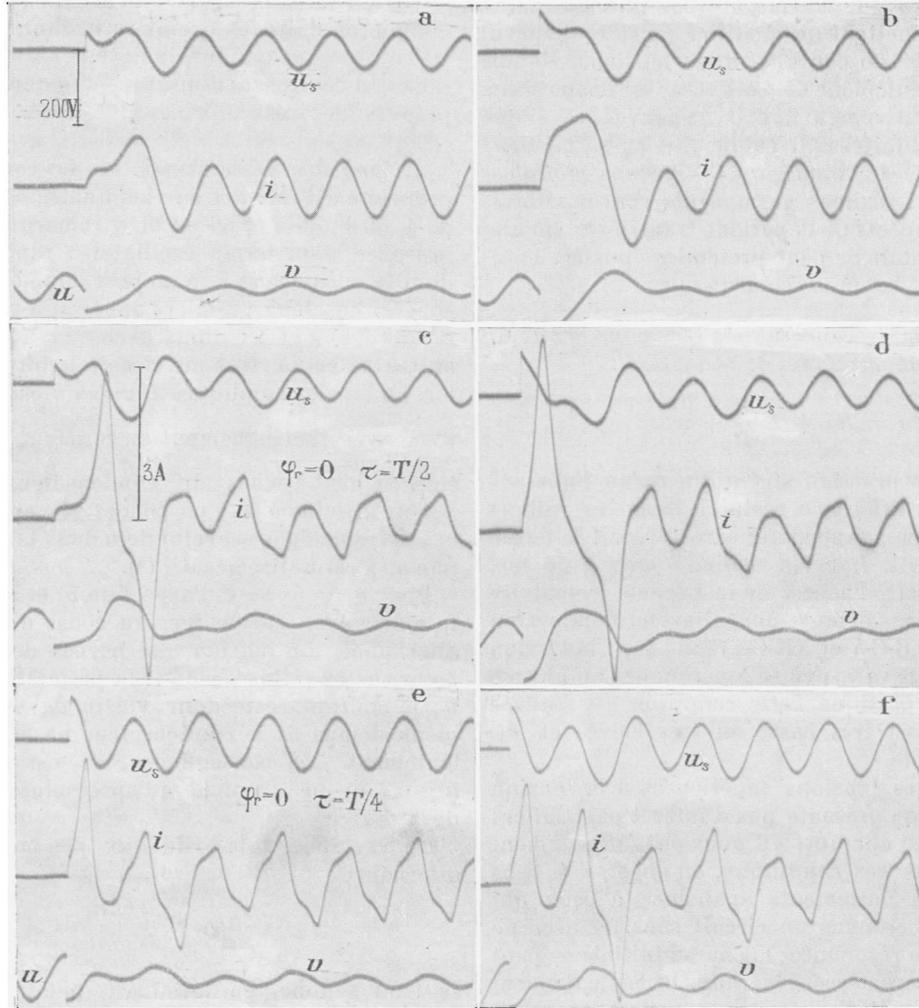


Fig. 96. — Oscillogrammes montrant l'influence de la charge initiale du condensateur sur l'allure des premières alternances, enclenchements sous faibles tensions : a et b, bobine sans fer, $L = 0,25$ H, $R = 15$ ohms, $V = 25$ v, $v_0 = -60$ v pour a et -120 v pour b; c et d, bobine S_1 , $V = 25$ v, $v_0 = -60$ v pour c et -120 v pour d; e et f, bobine S_1 , $U = 40$ v, $v_0 = -60$ v.

fer, la rapidité est bien plus grande encore. Le premier zéro de u_s s'en trouve lui-même avancé, surtout avec fer, de telle sorte que, malgré une valeur double de u_{s0} , le premier maximum de courant est relativement peu augmenté,

$$\left(\frac{I_1}{I_m} = 8,25\right);$$

le second est même un peu moindre

$$\left(\frac{I_2}{I_m} = 6,5 \text{ au lieu de } 6,7\right),$$

le reste de la période transitoire est inchangé, à partir de la sixième alternance.

L'évolution se poursuivrait dans le même sens si l'on augmentait davantage v_0 ; nous en aurons la confirmation lors des essais effectués sous des valeurs plus fortes de la tension appliquée.

Remarques. — 1. Lorsqu'on enclenche au maximum de u , avec v_0 de signe contraire à u_0 , la valeur initiale de $u_s = u - v$ est particulièrement élevée et l'intégrale de flux

$$\Delta \varphi = \int_0^t \frac{u_s}{n} dt$$

varie très rapidement en fonction de l'instant d'enclenchement.

Les oscillogrammes relevés dans des conditions apparemment identiques peuvent alors révéler des formes d'onde et des surintensités de courant très différentes. C'est ce que l'on observe sur les oscillogrammes 96 e et 96 f, tous deux relatifs à $\tau = \frac{T}{4}$, $U = 40 \text{ v}$, $v_0 = -60 \text{ v}$ et qui présentent des aspects nettement différents, bien qu'aucune variation accidentelle de τ ou v_0 ne puisse être discernée.

Ces variations rapides de l'intensité maximum de courant se traduisent naturellement par des variations analogues de la « tension intermédiaire » comme nous le verrons plus loin (paragraphe B. 1-4°).

2. Les oscillogrammes de la figure 96 suffisent à montrer que, dès que v_0 n'est pas nul, toute hypothèse sur la forme et la fréquence de u_s devient illu-

soire; il n'est plus possible d'évaluer à priori les amplitudes des diverses grandeurs au cours des premières alternances comme nous l'avons fait plus haut (XIV-A). Je me bornerai donc désormais à l'étude expérimentale.

C. Enclenchement sous moyenne tension. — On ferait, sur les formes d'onde et amplitudes, au cours de la première alternance, les mêmes considérations qu'au paragraphe précédent; tous les oscillogrammes dont il est question plus loin en fournissent implicitement le contrôle; j'analyserai quelques cas particuliers à propos de l'étude des variations de la « tension intermédiaire ». Je considérerai plus spécialement, pour commencer, la loi de variation des amplitudes successives, qui présente dans le cas actuel un intérêt primordial, puisqu'il dépend d'elle que le régime permanent soit à faible courant ou à fort courant.

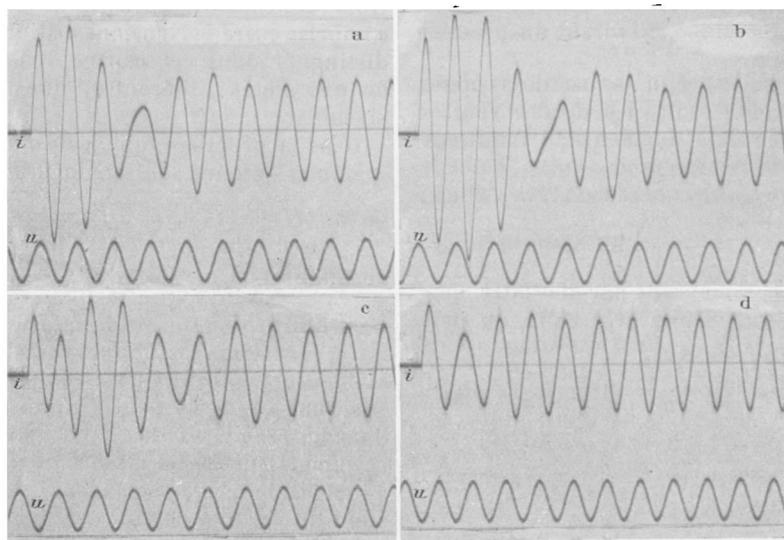


Fig. 97. — Oscillogrammes montrant l'influence de l'instant d'enclenchement sur le sens de la variation de l'amplitude au cours des premières alternances, lorsque v_0 n'est pas nulle; circuit oscillant dont la bobine ne contient pas de fer; amplitude du courant permanent supérieure à l'amplitude initiale du courant transitoire amorti; $U = 80 \text{ v}$, $v_0 = -400 \text{ v}$: a, $\tau = 0$; b, $\tau = \frac{T}{4}$; c, $\tau = \frac{T}{2}$; d, $\tau = 3 \frac{T}{4}$.

Bien que, dans le domaine des tensions considérées ici, il ne puisse y avoir d'analogie complète entre les circuits oscillants avec ou sans fer, un certain nombre de caractères fondamentaux de la période transitoire leur sont communs; leur étude préalable, effectuée dans le cas le plus simple, servira de guide à l'interprétation des observations faites dans le cas le plus compliqué.

1. CAS DU CIRCUIT SANS FER, ACCORDÉ PRÈS DE LA RÉSONANCE. — 1° Sens de la variation d'amplitude dans les premières alternances. — Nous savons que, pour un accord voisin de la résonance, l'amplitude de chaque

grandeur, tension ou courant, oscille autour de sa valeur de régime de telle sorte qu'on observe une succession de ventres et de nœuds, qui s'estompent à mesure que le terme transitoire s'amortit. En l'absence de charge initiale du condensateur, l'amplitude est très petite dans la première alternance et croît au cours des suivantes, selon une loi exponentielle (1).

Lorsqu'on charge au préalable le condensateur, l'amplitude de la première alternance croît avec v_0 , mais le sens de la variation de l'amplitude, au cours des alternances suivantes, dépend essentiellement de

(1) Voir, par exemple : MERCIER, *loc. cit*

l'instant d'enclenchement. Pour le circuit sans fer on peut le déterminer par le calcul; il suffit, pour l'usage que je me propose, de constater le fait expérimentalement sur les oscillogrammes des figures 97 a, 97 b, 97 c et 97 d. Ceux-ci représentent les variations du courant dans les conditions suivantes : $L = 0,08$ H; $C = 75$ μ F; $R = 3$ ohms; $U = 80$ v; $v_0 = -400$ v. La valeur de τ , γ est respectivement égale à $0, \frac{T}{4}, \frac{T}{2}, \frac{3T}{4}$. Pour les deux premiers, l'amplitude résultante croît durant les premières alternances; l'inverse a lieu pour les deux derniers.

Les mêmes aspects se retrouvent pour des valeurs différentes de U ou v_0 ; mais les limites des intervalles de τ , à l'intérieur desquels on observe chacun d'eux, varient lentement lorsqu'on modifie ces tensions.

2° *Amplitudes des nœuds et ventres successifs.* — Notons enfin que les amplitudes des nœuds et ventres successifs évoluent dans des sens différents, suivant que l'amplitude du terme permanent dépasse ou non celle du terme amorti résultant, à l'instant du premier nœud.

Dans le premier cas, qui est celui des oscillogrammes 97, l'amplitude des nœuds croît et celle des ventres décroît à mesure que le temps augmente; l'amplitude ne s'annule jamais. Dans le second cas, qui est celui de l'oscillogramme 98 ($L = 0,08$ H, $C = 65$ μ F, $R = 2$ ohms;

$U = 32$ v, $v_0 = -520$ v, $\tau = \frac{T}{4}$) les amplitudes des ventres et des nœuds commencent par décroître, jusqu'à un nœud d'amplitude à peu près nulle, au delà

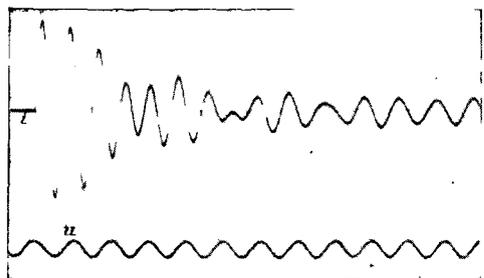


Fig. 98. — Oscillogramme illustrant le cas où l'amplitude initiale du courant transitoire amorti est très supérieure à celle du courant permanent; $U = 32$ v; $v_0 = -520$ v, $\tau = \frac{T}{4}$; $L = 0,08$ H; $R = 2$ ohms; $C = 65$ μ F.

duquel le terme permanent reprend la prépondérance et l'évolution se poursuit comme pour le cas précédent.

2. CAS DU CIRCUIT A NOYAU DE FER. — Les différents phénomènes que je viens d'analyser se retrouvent avec le circuit ferro-résonnant, mais il devient alors très difficile, hors de certains cas particuliers que je préciserai plus loin, de déterminer les conditions dans

lesquelles doit se produire chacun d'eux. L'existence d'un double régime permanent, avec courant soit en retard, soit en avance sur la tension, s'oppose déjà à ce que l'on puisse raisonner d'une façon certaine sur les valeurs relatives des phases et amplitudes du terme amorti et du terme permanent; les difficultés s'accroissent encore en présence d'un flux rémanent. J'ai organisé le contrôle expérimental de manière à y passer en revue les principaux cas possibles, par ordre de complexité croissante.

1° *Organisation du contrôle expérimental.* — Pour limiter le nombre des paramètres intervenant dans la discussion, je considère d'abord le cas d'un circuit déterminé, alimenté sous une tension de valeur efficace et de fréquence données; les seules variables sont alors les trois paramètres τ , φ_r et v_0 . Les valeurs particulières imposées à ces trois grandeurs au cours d'une expérience, définissent les coordonnées d'un point représentatif des conditions initiales dans un espace à trois dimensions. Lorsque la tension appliquée est comprise entre les tensions critiques U_1 et U_2 , on peut distinguer dans cet espace diverses zones jouissant de propriétés différentes, que je décrirai successivement.

Dans la première, que je désigne par Z_I , les oscillogrammes obtenus sont analogues à celui de la figure 99 a, ($U = 50$ v, $\varphi_r = 0$, $\tau = \frac{3T}{8}$, $v_0 = -240$ v) et

de la figure 99 b : ($U = 50$ v, $\varphi_r = 0$, $\tau = \frac{T}{8}$, $v_0 = -60$ v)

c'est-à-dire que, durant la totalité de la période transitoire, le système oscille autour des conditions de régime stable à fort courant. On voit, d'après les exemples ci-dessus, que l'amplitude peut être croissante ou décroissante dans les premières alternances; l'évolution des ventres et nœuds successifs montre que, dans les conditions adoptées, le terme permanent est prépondérant à l'instant du premier nœud.

Dans la seconde zone, désignée par Z_{II} , c'est autour du régime à faible courant que se fait en permanence l'oscillation, conformément à l'oscillogramme 99 c, les conditions étant les mêmes que pour l'oscillogramme 99 a, sauf pour $v_0 = -180$ v. Dès que v_0 n'est pas très petit, cette évolution n'est observée que lorsque l'amplitude commence par décroître, sans quoi on aboutit toujours au fort courant.

On conçoit qu'en dehors des zones Z_I et Z_{II} il peut en exister deux autres, que je désigne par $Z_{I'}$ et $Z_{II'}$, dans lesquelles l'oscillation commencée autour d'un des régimes permanents s'achève autour de l'autre. Ces diverses zones ne peuvent être délimitées a priori; je me propose d'étudier au moins quelques points particuliers dans chacune d'elles et spécialement, de montrer comment on passe de l'une à l'autre par modification de la charge initiale du condensateur. Après avoir ainsi illustré les principaux types d'évolution des amplitudes, je reprendrai l'étude quantitative de l'action des diverses paramètres, en considérant les va-

riations de la « tension intermédiaire » comme je l'ai fait aux chapitres précédents.

2° *Loi d'évolution des amplitudes.* — a) Zones d'oscillation transitoire autour d'un seul régime permanent — Les conditions initiales pour lesquelles l'oscillation s'effectue sans cesse autour du même régime permanent englobent, comme cas particulier remarquable, celui

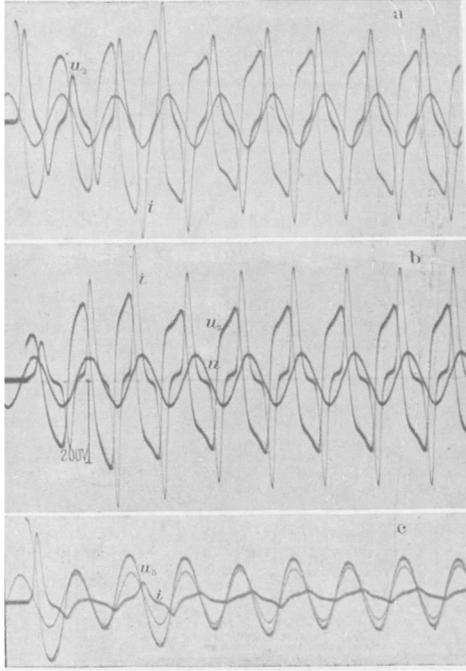


Fig. 99. — Oscillogrammes d'enclenchements avec la bobine S_1 et $C = 150 \mu F$, à la suite desquels l'oscillation transitoire se fait constamment autour du même régime permanent ; a et b, oscillations autour du régime à forte intensité de courant ($U = 50 \text{ v}$, $\varphi_r = 0$, $v_0 = -240 \text{ v}$ pour a et -60 v pour b, $\tau = \frac{3T}{8}$ pour a et $\frac{T}{8}$ pour b) ; c, oscillation autour du régime à faible intensité de courant, $U = 50 \text{ v}$, $v_0 = -180 \text{ v}$, $\varphi_r = 0$, $\tau = \frac{3T}{8}$.

où le régime considéré est établi dès l'instant d'enclenchement : c'est d'abord autour des deux points remarquables ainsi définis que se sont étendus mes investigations.

a) Détermination des conditions d'établissement immédiat des deux régimes permanents. — Le courant étant nul à l'instant d'enclenchement, un régime permanent ne peut être établi immédiatement que si l'on donne à u , v et φ_r les valeurs qu'ils auraient dans le régime considéré à l'instant où le courant s'annule soit en croissant, soit en décroissant.

Considérons le cas où le courant passe par zéro en croissant; le flux rémanent est alors négatif, ainsi que la tension aux bornes du condensateur (1); la tension

(1) Chaque fois que dans l'exposé qui suit, je n'indique pas le signe de v_0 , c'est de sa valeur absolue qu'il s'agit, car je n'ai employé que des valeurs négatives.

appliquée est positive ou négative, suivant qu'ils s'agit du régime à faible courant ou à fort courant (le premier étant en retard et le second en avance sur la tension). Les conditions initiales à utiliser pour annuler le terme transitoire, sous une valeur donnée de la tension appliquée, se tirent des oscillogrammes de u , i , v , relevés en régime permanent. En limitant la recherche à l'intérieur des tensions critiques U_1 et U_2 , on voit que ces conditions initiales varient de façon continue entre les limites suivantes ; (pour simplifier l'écriture, je désigne par I_r le courant continu qui sert à établir le flux rémanent φ_r).

Faible courant :

$$U = 27 \text{ v}, \quad \tau = +\frac{T}{9,65}, \quad v_0 = -10 \text{ v}, \quad I_r = -0,45 \text{ A};$$

$$U = 58 \text{ v}, \quad \tau = +\frac{T}{7,72}, \quad v_0 = -19,5 \text{ v}, \quad I_r = -2,3 \text{ A};$$

Fort courant :

$$U = 27 \text{ v}, \quad \tau = -\frac{T}{10,8}, \quad v_0 = -165 \text{ v}, \quad I_r = -15,6 \text{ A};$$

$$U = 58 \text{ v}, \quad \tau = -\frac{T}{4,15}, \quad v_0 = -230 \text{ v}, \quad I_r = -23,6 \text{ A}.$$

Le contrôle expérimental a été tenté dans les conditions intermédiaires suivantes :

Faible courant :

$$U = 37 \text{ v}; \text{ trou } 5 \text{ soit } \tau = +\frac{T}{8};$$

$$v_0 = -13,5 \text{ v}; \quad I_r = -0,65 \text{ A},$$

Fort courant :

$$U = 37 \text{ v}; \text{ trou } 34 \text{ soit } \tau = -\frac{3T}{20};$$

$$v_0 = -185 \text{ v}; \quad I_r = -18,5 \text{ A}.$$

Les oscillogrammes des figures 100 a et 100 b montrent que le résultat cherché est parfaitement atteint (1).

β) Remarques sur les transitions au voisinage des conditions d'établissement immédiat. — Il suffit qu'un seul des paramètres u_0 , v_0 , φ_r , s'écarte des valeurs déterminées ci-dessus, pour que réapparaissent les battements qui décèlent la présence d'un terme transitoire amorti. Le sens et la grandeur de l'écart entre l'amplitude de la première alternance de i , v , ou u_s et celle du régime permanent peuvent être évalués aisément tant que la modification reste petite. Il n'en

(1) En dehors de là, il existe encore des conditions d'établissement « presque immédiat » comme je l'ai dit à propos du travail de M. Johann; l'oscillogramme 100 c en fournit un exemple : il est relatif à $\tau = \frac{3T}{20}$, $I_r = -7 \text{ A}$ valeurs voisines de celles qui correspondent à l'établissement immédiat du fort courant sous la tension appliquée ($U = 37 \text{ v}$), mais la charge initiale du condensateur est nulle et le faible courant est pratiquement établi à la fin de la première alternance de très courte durée.

serait pas de même si, laissant constants les trois paramètres ci-dessus, on modifiait légèrement la valeur efficace de la tension appliquée, car cela équivaut à changer simultanément τ , v_0 et φ_r et, de plus, l'amplitude du régime permanent est elle-même influencée. Ainsi, après une augmentation de U de 10 v, fort

siblement comme cette différence; la pseudo-période et l'amortissement de la décharge se déduisent des valeurs de L_c et R_c en régime permanent.

b) Zone d'oscillation autour du fort courant. — D'après les oscillogrammes des figures 101 a et 101 b, un accroissement de 10 pour 100 de v_0 (en valeur absolue)

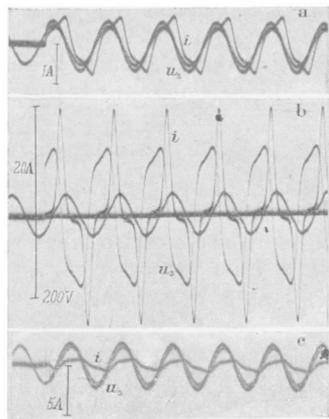


Fig. 100. — Oscillogrammes de l'établissement: a, immédiat du régime permanent à faible intensité de courant, $U = 37$ v, $v_0 = -13,5$ v, $I_r = -0,65$ A, $\tau = +\frac{T}{8}$; b, immédiat du régime permanent à forte intensité de courant $U = 37$ v, $v_0 = -185$ v, $I_r = 18,5$ A, $\tau = -\frac{3T}{20}$; c, « presque immédiat » du régime à faible intensité du courant, $U = 32$ v, $v_0 = 0$, $I_r = -7$ A, $\tau = -\frac{3T}{20}$.

courant) ou 3 v (faible courant), on obtient, par exemple, une amplitude I_1 inférieure de 10 pour 100 (fort courant) ou 20 pour 100 (faible courant) à la nouvelle amplitude I_m en régime permanent, mais supérieure à celle qu'on avait avant la modification.

Dans tous les cas, l'écart maximum a lieu dans la première alternance et les variations d'amplitude et de phase au cours des alternances suivantes tendent à annuler cet écart initial, comme il sied au voisinage d'un régime stable.

γ) Influence des variations de v_0 . — Supposons qu'à partir des conditions d'établissement immédiat, et sans changer les autres paramètres, on fasse passer la tension initiale du condensateur de v_0 à v_0' : on imagine aisément l'aspect d'ensemble du régime transitoire qui doit prendre naissance, en considérant qu'il résulte de la superposition du régime permanent et d'un terme amorti correspondant à la décharge du condensateur à travers la bobine, après une charge préalable sous la tension $(v_0' - v_0)$ (¹). L'amplitude initiale varie donc sen-

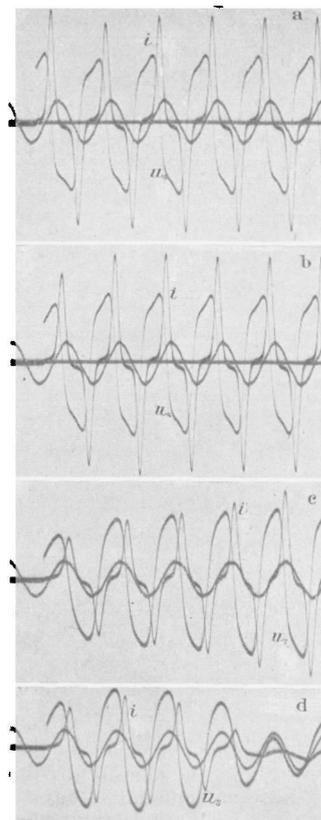


Fig. 101. — Oscillogrammes montrant les influences d'une faible augmentation et d'une réduction de v_0 , à partir des conditions d'établissement immédiat du fort courant, $U = 37$ v, $I_r = -18,5$ A, $\tau = -\frac{3T}{20}$: a, $v_0 = -205$ v; b, $v_0 = -165$ v; c, $v_0 = -96$ v; d, $v_0 = -92$ v.

augmente I_1 de 8 pour 100; une réduction égale la diminue de 15 pour 100.

Dans le premier cas, l'amplitude décroît au cours des alternances suivantes; elle croît au contraire dans

finitions et pour la valeur de τ adoptée aux conditions initiales

$$(v_p)_{t=0} = v_0; \quad \left(\frac{dv_p}{dt}\right)_{t=0} = 0;$$

$$(v_t)_{t=0} = v_0' - v_0; \quad \left(\frac{dv_t}{dt}\right)_{t=0} = 0.$$

Leur somme satisfait donc bien aux conditions imposées

$$(v)_{t=0} = v_0'; \quad \left(\frac{dv}{dt}\right)_{t=0} = 0.$$

(¹) Ceci n'est rigoureux que pour la bobine sans noyau de fer; pour celle-ci, on vérifie aisément que la décomposition indiquée est correcte. Soit en effet $v = v_p + v_t$ la tension aux bornes du condensateur, somme du terme permanent et du terme transitoire; ceux-ci satisfont, d'après leurs dé-

le second, l'oscillation se faisant toujours autour du régime stable à fort courant. Toutefois, si l'écart initial augmente progressivement par valeurs positives ou négatives, l'expérience met en évidence deux valeurs remarquables de v_0 au delà desquelles l'enclenchement provoque l'établissement du faible courant.

Si l'on diminue v_0 , à mesure que l'amplitude initiale décroît, la période du battement s'allonge comme dans un circuit qui s'approche de la résonance; le premier ventre, atteint vers la quatrième alternance pour $v_0 = 165$ v (fig. 101 b), ne l'est qu'à la onzième pour $v_0 = 96$ v (fig. 101 c). Pour $v_0 = 92$ v (fig. 101 d), l'aspect change brusquement; l'amplitude du ventre, atteint

vers la quatrième alternance, ne dépasse plus celle du régime intermédiaire instable et le système oscille en permanence autour du régime à faible courant.

Pour une modification inverse de v_0 , I_1 croît constamment mais, comme au début le terme permanent est prépondérant sur le terme amorti, l'amplitude du premier nœud diminue. Le facteur d'amortissement augmentant à mesure qu'on approche du maximum de perméabilité, il est à présumer que si l'amplitude du nœud tombe en dessous d'une certaine valeur, l'oscillation transitoire pourra se trouver trop amortie pour ramener ensuite le circuit jusqu'au régime à fort courant. C'est bien ce que confirme l'expérience; toute-

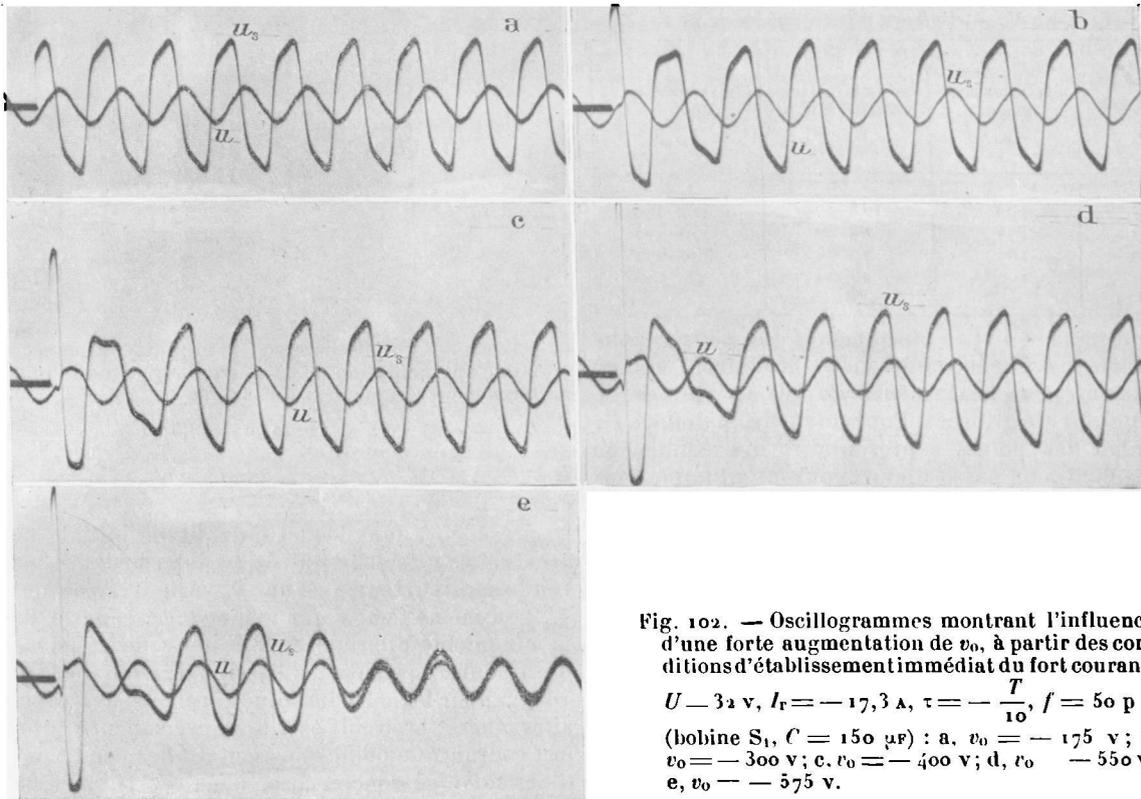


Fig. 102. — Oscillogrammes montrant l'influence d'une forte augmentation de v_0 , à partir des conditions d'établissement immédiat du fort courant, $U = 32$ v, $I_r = -17,3$ A, $\tau = -\frac{T}{10}$, $f = 50$ p : s, (bobine S_1 , $C = 150$ μ F) : a, $v_0 = -175$ v; b, $v_0 = -300$ v; c, $v_0 = -400$ v; d, $v_0 = -550$ v; e, $v_0 = -575$ v.

fois, si l'on part des conditions précédentes, il faut élever v_0 jusqu'à 675 v, pour obtenir ce résultat.

Les oscillogrammes de la figure 102 ont été relevés dans des conditions telles que cette limite soit un peu moins élevée ($U = 32$ v; $\tau = -\frac{T}{10}$; $I_r = -17,3$ A).

La tension initiale aux bornes du condensateur y est portée respectivement à -175 ; -300 ; -400 ; -550 et -575 volts. Le premier correspond à l'établissement immédiat du fort courant (courbes u et u_s seulement). Les amplitudes U_{s1} et U_{s2} croissent progressivement d'un relevé au suivant tandis que U_{s3} et U_{s4} décroissent simultanément. La durée de chaque alternance varie en sens inverse de son amplitude et les formes d'onde

évoluent, en raison des variations du déphasage, conformément à l'analyse faite plus haut. (XIII-B-2-2°). Plus la charge initiale est considérable, et plus le retard, dû à l'allongement des troisième et quatrième alternances devient prépondérant, vis-à-vis de l'avance qu'engendre l'abréviation des deux premières, de sorte que dans la cinquième, où l'amplitude recommence à croître, on s'écarte de plus en plus des conditions de régime permanent.

Pour $v_0 = 550$ v, l'écart devient tel qu'il suffit d'une nouvelle élévation de 5 pour 100 pour que le ventre, atteint en U_{s6} ou U_{s7} , ne dépasse plus le régime intermédiaire instable, et que la fin de l'oscillation se fasse autour du régime à faible courant.

On conçoit que l'amplitude du premier nœud sera ramenée en dessous de la limite nécessaire à la production de ce changement de régime, pour une charge initiale d'autant moins élevée que le courant de régime sera moins intense, c'est-à-dire la tension appliquée plus faible. C'est bien ce qui ressort du tableau V où j'ai inscrit les valeurs remarquables de v_0 ramenant le système au faible courant, soit par insuffisance, soit par excès de charge initiale, à partir des conditions d'établissement immédiat du régime à fort courant; chaque limite est repérée par deux valeurs de v_0 , l'une conduisant toujours au faible, l'autre toujours au fort courant; entre les deux, on obtient tantôt l'un, tantôt l'autre, en raison des erreurs d'expérience.

TABLEAU V. — Valeurs remarquables de v_0 .

TENSION APPLIQUÉE U	CONDITION D'ÉTABLISSEMENT IMMÉDIAT v_0	LIMITE INFÉRIEURE v_0	LIMITE SUPÉRIEURE v_0
v	v	v	v
27	165	115-120	415-440
32	175	88-92	550-575
37	185	70-75	650-675
42	195	58-62	> 750

Remarques. — 1. Les phénomènes que nous venons de mettre en évidence ci-dessus se produiront encore évidemment pour des valeurs de τ et φ_r voisines de celles qui ont été utilisées. Pour une tension donnée U , l'ensemble des points représentatifs des conditions pour lesquelles on passe du fort courant au faible courant, se groupe donc sur deux éléments de surface séparant, d'une part les deux zones Z_I et Z_i définies ci-dessus (A-3-2°-a-1°); d'autre part, les zones Z_I et Z_{ii} .

2. Le fait qu'aux valeurs très élevées de v_0 , le faible courant s'établit en régime permanent, malgré la valeur formidable de la surintensité maximum de courant, montre que celle-ci ne joue plus le rôle prépondérant que nous avons fait ressortir, lorsque le condensateur n'était pas chargé avant l'enclenchement. Nous avons établi, en effet, qu'il suffisait que cette surintensité de courant dépassât l'amplitude du régime intermédiaire instable, correspondant à la valeur efficace de la tension appliquée, pour que s'établisse le régime à fort courant. La loi exprimée sous cette forme n'était donc pas générale et lorsque l'amplitude décroît au cours des premières alternances, le fort courant ne s'établit que si l'amplitude du régime intermédiaire instable est inférieure à celle du ventre suivant.

c) Zone d'oscillation autour du faible courant. — La valeur de v_0 nécessaire à l'établissement immédiat de ce courant est très faible et l'expérience montre que, comme il est à prévoir, sa réduction jusqu'à zéro n'introduit aucun phénomène nouveau. Vient on au contraire à l'augmenter, l'amplitude de la première alternance augmente avec elle et, puisque l'amplitude décroît au cours des alternances suivantes, nous observons comme au paragraphe précédent, un nœud qui

suit de peu l'enclenchement et dont l'amplitude s'abaisse progressivement.

Ainsi en est-il déjà pour l'oscillogramme de la figure 103 a, où une élévation de v_0 de 13,5 v à 18,5 v augmente I_1 de 10 à 12 pour 100; le phénomène s'accroît jusqu'à $v_0 = 95$ v, comme on peut l'observer sur l'oscillogramme de la figure 105 b (sensibilité moindre que

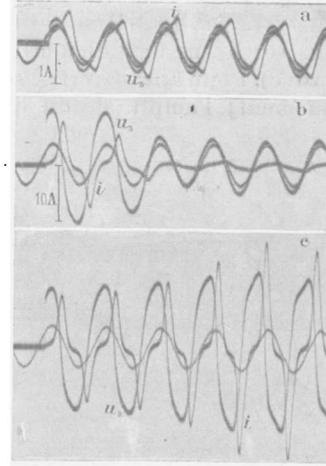


Fig. 103. — Oscillogrammes montrant l'influence d'une faible augmentation de v_0 , à partir des conditions d'établissement immédiat du faible courant, $U = 37$ v, $I_r = 0,65$ A, $\tau = \frac{T}{8}$: a, $v_0 = 18,5$ v; b, $v_0 = 95$ v; c, $v_0 = 101$ v.

le précédent) dans lequel l'amplitude initiale devient très voisine de celle du régime intermédiaire instable (on le sent surtout à ce que u_s varie très peu de U_{s1} à U_{s3}) en même temps que le nœud est reporté jusqu'à la cinquième alternance. Une nouvelle augmentation de 5 pour 100 conduit à l'oscillogramme de la figure 103 c, pour lequel l'amplitude croît dès les premières alternances; le circuit oscille en permanence autour du fort courant. Le point représentatif des conditions initiales traverse donc encore, dans ces parages, la surface de séparation des zones Z_i et Z_I . On voit que, malgré les valeurs assez différentes de τ et φ_r , la coordonnée v_0 du nouvel élément de surface que nous décelons ainsi reste voisine de celle à laquelle nous aboutissions, à partir des conditions d'établissement immédiat du fort courant. En poursuivant l'accroissement de v_0 , nous devons maintenant observer une évolution analogue à celle qui a été décrite au paragraphe précédent; cependant, pour une même valeur de v_0 , l'amplitude initiale $u_{s0} = u_0 - v_0$ doit être ici plus forte, car u_0 et v_0 sont de signes contraires, tandis qu'ils étaient de même signe auparavant. C'est bien ce que montrent les oscillogrammes des figures 104 a; 104 b et 104 c pour lesquels v_0 était respectivement égal à 300-500 et 700 v.

En supprimant la première alternance de chacun

des deux premiers, il reste deux courbes tout à fait analogues à celles des oscillogrammes des figures 102 b et 102 c, avec cependant un retard un peu moindre de u_s sur u , après la quatrième alternance subsistante. Ce retard augmente même assez peu lorsqu'on passe au troisième oscillogramme, de telle sorte qu'il faudrait sans doute porter v_0 sensiblement au delà de 700 v

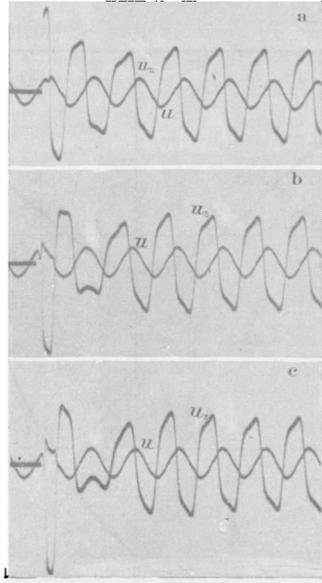


Fig. 104. — Oscillogrammes montrant l'influence d'une forte élévation de v_0 , à partir des conditions d'établissement immédiat du faible courant, ($U = 37$ v, $I_r = -0,65$ A $f = 50$ p.s. bobine S_1 , $C = 150$ μ F) : a, $v_0 = 300$ v; b, $v_0 = 500$ v; c, $v_0 = 700$ v; en b et c le premier maximum de u_s est hors des limites de la figure.

pour retrouver le faible courant. (Je n'ai pas tenté l'expérience par crainte de compromettre l'isolement de divers éléments du circuit, qui n'étaient pas prévus pour de pareilles tensions) (1).

Remarque. — Dans les conditions des expériences décrites ci-dessus, il ne paraît pas douteux qu'on passe, sans transition, de la zone Z_i à la zone Z_r . Nous n'avons donc pas encore mis en évidence expérimentalement la quatrième zone Z_{i1} , où l'oscillation commence autour du faible courant et s'achève autour du fort courant; je ne chercherai pas, pour l'instant, à en démontrer l'existence, elle se manifestera d'elle-même au cours des expériences dont je rends compte aux paragraphes suivants.

d) Conditions d'établissement immédiat du régime intermédiaire instable. — On peut faire sur le régime

(1) On observe sur ces oscillogrammes, comme sur les précédents, combien, malgré l'emploi d'un transformateur abaisseur de tension, l'onde de tension appliquée est déformée, pendant la demi-période qui suit l'enclenchement, en raison de la chute de tension qu'entraînent les surintensités de courant formidables réalisées dans les deux premières alternances.

intermédiaire des considérations analogues à celles du paragraphe (a-2), qui concernent le faible et le fort courant et se proposer d'en obtenir l'établissement immédiat; la réalisation ne présente pas plus de difficultés que pour les deux autres.

Les amplitudes et les phases du courant et des tensions, au cours de ce régime, ne peuvent être déterminées expérimentalement avec une grande précision, puisqu'il ne peut se maintenir en permanence; j'ai montré au début de la présente étude qu'on pouvait néanmoins en obtenir, par tâtonnements, une approximation assez correcte. On possède encore un moyen de contrôle au voisinage des tensions critiques, puisque pour U_1 le régime intermédiaire tend à se confondre avec le faible courant, et pour U_2 avec le fort courant. Entre ces deux limites les conditions à réaliser pour l'établissement immédiat varient d'une façon continue; elles tendent respectivement vers des valeurs voisines des suivantes :

$$U = 58 \text{ v}, \quad \tau = + \frac{T}{7,72}, \quad v_0 = -19,5 \text{ v}, \quad I_r = -2,3 \text{ A},$$

$$U = 27 \text{ v}, \quad \tau = - \frac{T}{10,8}, \quad v_0 = -164 \text{ v}, \quad I_r = -15,6 \text{ A}.$$

Sur les oscillogrammes des figures 105 a et 105 b ($U = 36,6$ V, $\tau = + \frac{3T}{40}$, $v_0 = -105$ v, $I_r = -9$ A), on reconnaît l'existence du régime intermédiaire et son établissement immédiat à la très faible variation d'am-

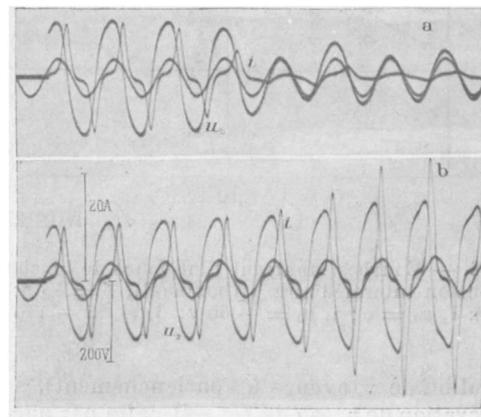


Fig. 105. — Oscillogrammes de l'établissement immédiat du régime intermédiaire instable, $U = 36,6$ v, $v_0 = -105$ v; $I_r = -9$ A, $f = 50$ p.s, $\tau = \frac{3T}{40}$.

plitude ou de forme au cours des premières périodes et dès l'instant d'enclenchement. On remarque également que, comme nous l'avons déjà vu (XIII-A-1), la fin de l'évolution ne dépend plus seulement des con-

ditions initiales, puisque après quelques alternances, qui sont identiques sur les deux oscillogrammes, la période transitoire aboutit d'un côté au faible courant et de l'autre, au fort courant.

En raison de l'instabilité de ce régime intermédiaire, nous n'observerons plus d'oscillation autour de lui comme autour des régimes permanents; dès qu'une des conditions initiales s'éloigne de la valeur néces-

saire à l'établissement immédiat, l'écart de phase et d'amplitude, au lieu de s'atténuer, comme nous l'avons vu dans les paragraphes précédents, s'accroît au contraire au cours des alternances suivantes, de telle sorte que si la variation d'un paramètre dans un sens déterminé conduit au faible courant, une variation de sens inverse conduit au fort courant.

Le passage au fort courant est provoqué soit par une

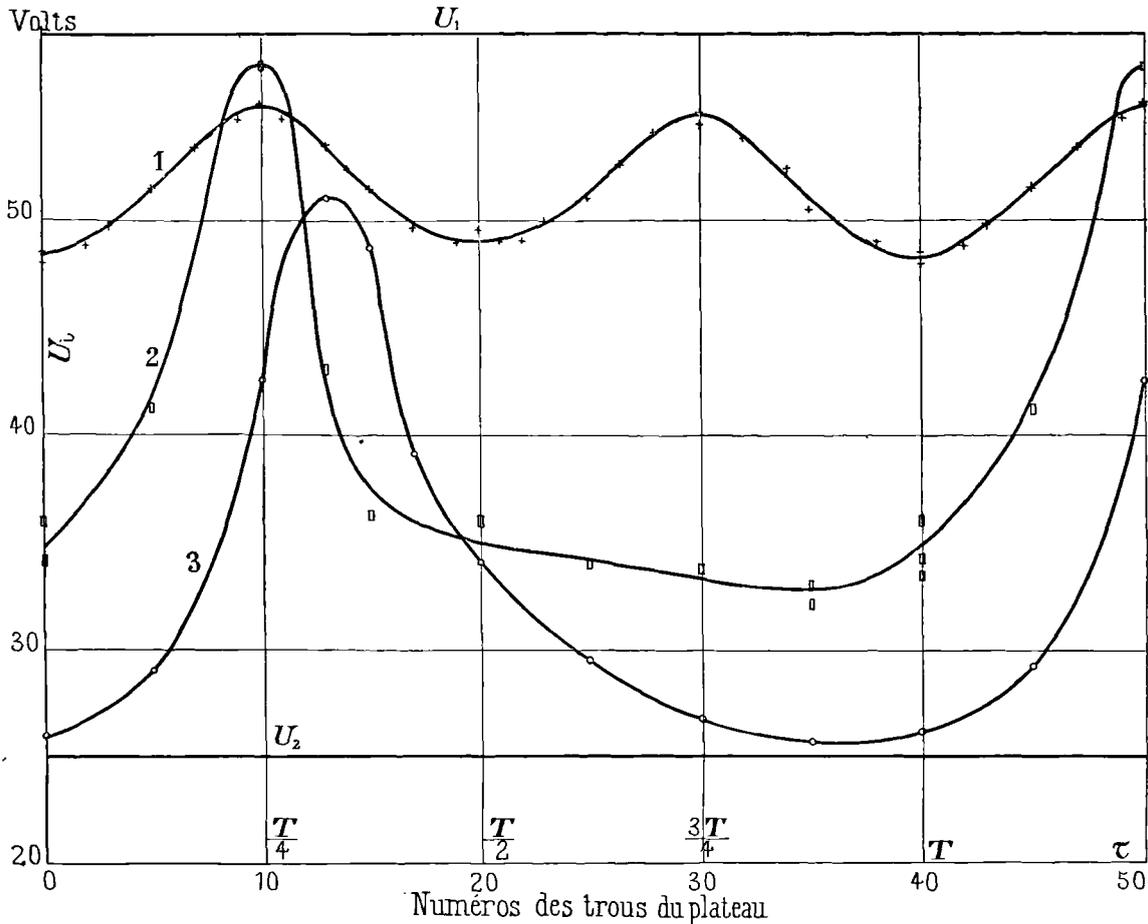


Fig. 106. — Courbes montrant l'influence de la charge initiale du condensateur ($C = 150 \mu F$) sur les variations de la « tension intermédiaire » (bobine S_1 , $f = 50 p/s$) en fonction de l'instant d'enclenchement. (Le flux rémanent est nul): 1, $v_0 = 0$; 2, $v_0 = -60 v$; 3, $v_0 = -120 v$.

diminution de τ (avance à l'enclenchement), soit par une élévation de v_0 , ou de U , soit enfin par une réduction de φ_r (en valeur absolue).

Remarque. — Lorsque, suivant une parallèle à l'axe des v_0 , le point figuratif des conditions initiales franchit la position remarquable pour laquelle le régime instable s'établit immédiatement, le système passe encore, sans transition, de l'oscillation autour du faible courant à l'oscillation autour du fort courant, comme nous l'avons déjà observé à partir des conditions d'établissement immédiat des deux régimes permanents. Nous avons donc décelé trois régions différentes,

à l'intérieur desquelles les deux zones Z_i et Z_1 viennent au contact immédiat. Ces trois régions correspondent à des valeurs assez voisines de v_0 (75 à 105 v) qui paraît jouer dans ces parages un rôle plus important que τ et φ_r ; l'action de ces derniers n'est pourtant pas négligeable: je m'efforcerai de la préciser dans les paragraphes suivants.

3° Influence de v_0 sur les variations de la « tension intermédiaire » U_i . — a) Aspect des courbes $U_i(\tau)$ lorsque v_0 n'est pas nulle. — Les renseignements recueillis sans charge initiale du condensateur (fig. 89) ont été complétés par une série d'essais relatifs à

diverses combinaisons des valeurs de φ_r et v_0 . La figure 106 reproduit en 1, 2, 3, les résultats obtenus, sans flux rémanent, pour des tensions v_0 respectivement égales à 0 v, 60 v et 120 v. Les mêmes tensions conduisent aux courbes 1, 2, et 3 de la figure 107 si le flux rémanent est positif ($I_r = 7$ A, comme plus haut) et 1, 2 et 3 de la figure 108 si le flux rémanent est négatif. En changeant simultanément le signe de la charge initiale et celui du flux rémanent, on obtiendrait des courbes identiques, mais décalées d'une demi-période, qui n'ont pas été tracées.

Toutes les courbes correspondant à une charge initiale différente de zéro, ont, comme il est aisé de la prévoir, une périodicité égale à celle de la source ; chacune d'elles présente dans l'étendue d'une période, un large palier sensiblement horizontal et un maximum très aigu, qui correspond à un enclenchement voisin du maximum positif de la tension appliquée (τ voisin de $\frac{T}{4}$ et d'autant plus élevé que φ_r est plus grand, algébriquement). De part et d'autre de ce point, les mesures ne peuvent être faites avec précision, en raison

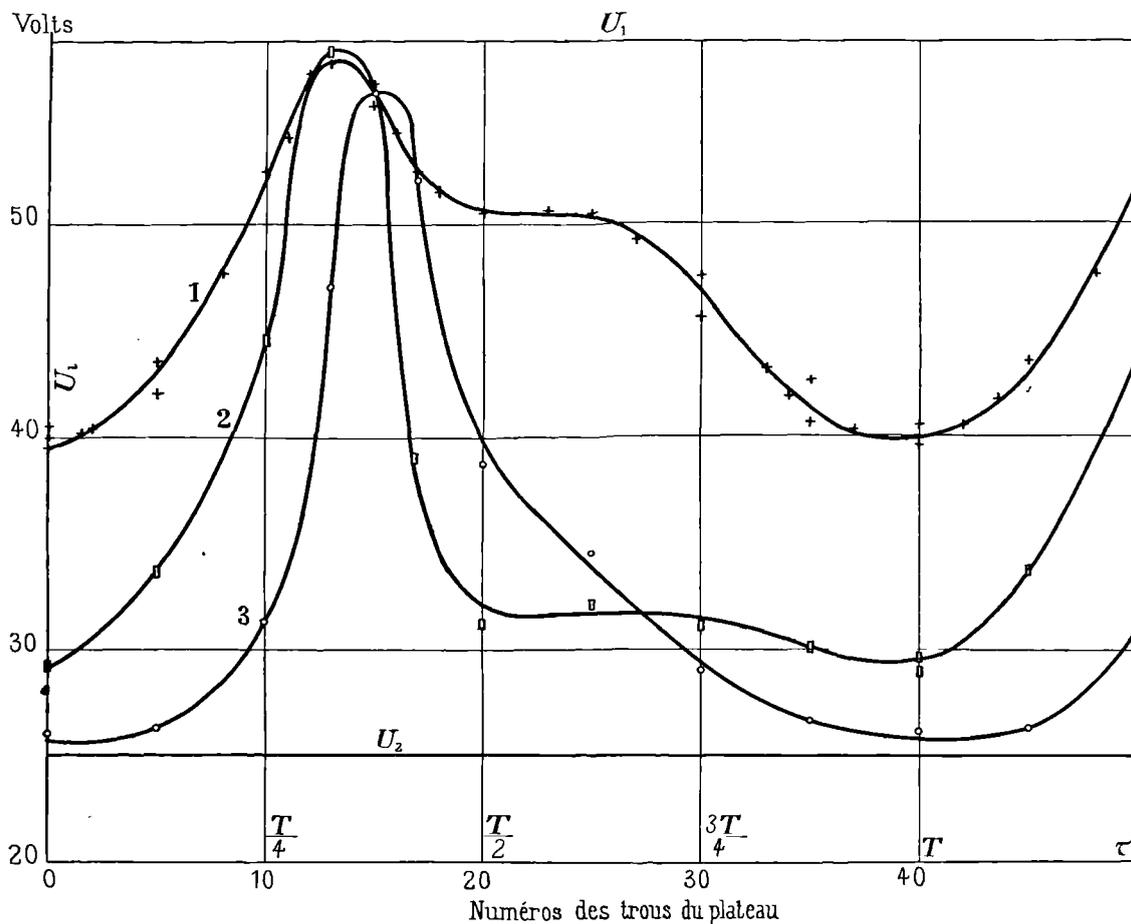


Fig. 107. — Courbes montrant l'influence de la charge initiale du condensateur ($C = 150 \mu F$) sur les variations de la « tension intermédiaire » (bobine S_1 , $f = 50$ p. s.) en fonction de l'instant d'enclenchement ; (le flux rémanent est positif et égal à 22×10^4 maxwells) : 1, $v_0 = 0$; 2, $v_0 = -60$ v ; 3, $v_0 = -120$ v.

de la pente très rapide ⁽¹⁾, mais l'essentiel est la connaissance des valeurs extrêmes, qui sont déterminées avec une exactitude suffisante.

Dans l'ensemble, les ordonnées de ces courbes sont moindres qu'en l'absence de charge initiale, comme il doit résulter de surintensités plus fortes de courant ;

⁽¹⁾ Nous avons déjà signalé (A-2-2°) que les surintensités transitoires de courant variaient très rapidement dans cette région.

il n'y a d'exception qu'au voisinage immédiat de leur maximum, et encore, le phénomène n'est-il bien marqué qu'avec le flux rémanent négatif. L'action de ce dernier, qui abaissait U_i pour τ voisin de $\frac{T}{4}$, en donnant la prépondérance à la seconde alternance (XV-B-2-2°) se trouve nettement contre-balançée par l'influence de v_0 , qui augmente le premier maximum de u_s et, par suite, la variation de flux $\Delta\varphi_1$, mais réduit

d'autant le flux Φ_2 auquel on parvient à la fin de la seconde alternance ⁽¹⁾.

A 60 v, l'ordonnée du maximum est pratiquement indépendante du flux rémanent et très voisine de la tension critique supérieure (entre 57 et 58 v) ; celle du minimum est d'autant moindre que le flux rémanent est algébriquement plus grand. Cependant, l'abaisse-

ment de ce minimum par rapport au cas de charge nulle atteint sa plus grande valeur en l'absence de flux rémanent, puisqu'il est alors de 15 v contre 10 v avec un flux rémanent positif et moins de 1 v avec un flux rémanent négatif. Quel que soit ce flux rémanent, un accroissement de v_0 de 60 à 120 v entraîne un abaissement du minimum et du maximum, en même temps qu'un glis-

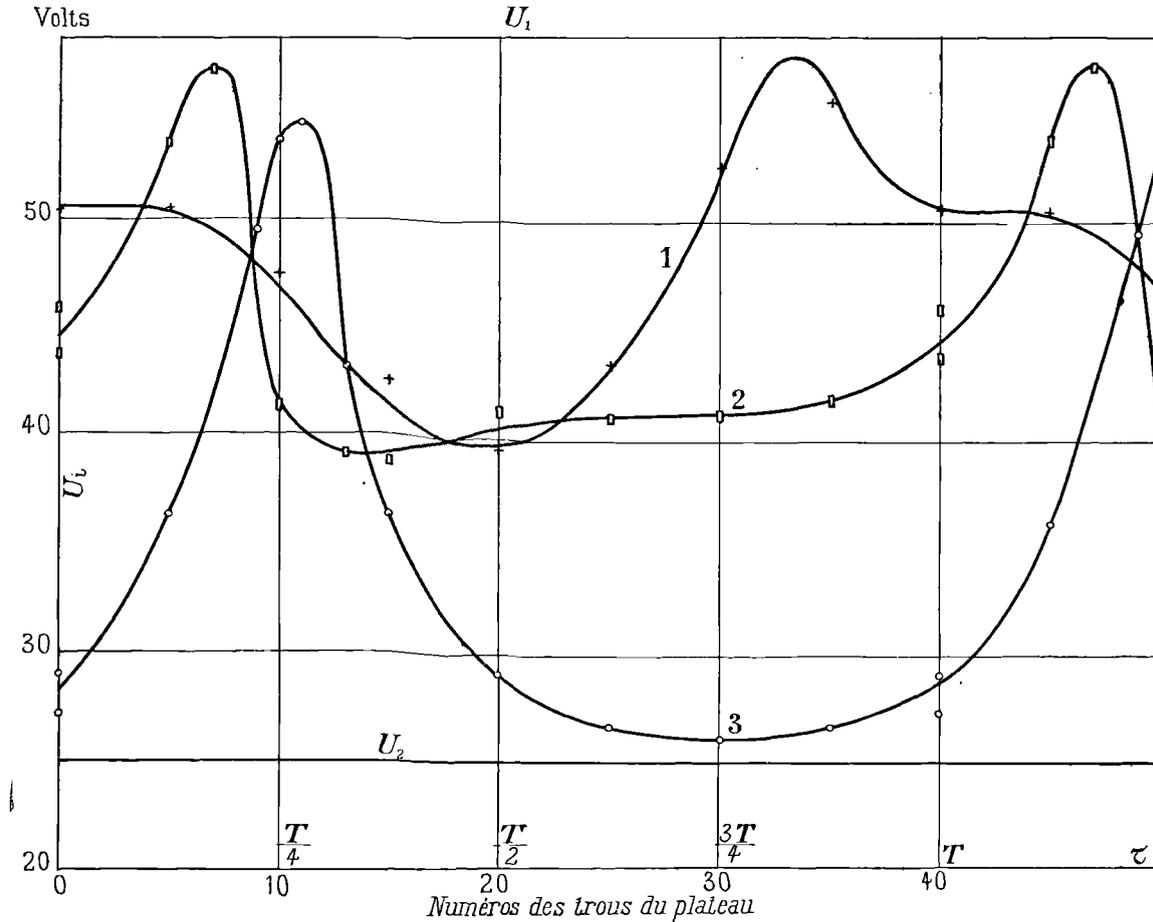


Fig. 108. — Courbes montrant l'influence de la charge initiale du condensateur ($C = 150 \mu F$) sur les variations de la « tension intermédiaire » (bobine S_1 et $f = 50 p : s$) en fonction de l'instant d'enclenchement. (Le flux rémanent est négatif et égal à 22×10^4 maxwells) : 1, $v_0 = 0$; 2, $v_0 = -60$ v ; 3, $v_0 = -120$ v.

sement de la courbe vers la droite, c'est-à-dire vers les τ positifs. Ces deux effets sont d'autant moins importants que le flux rémanent est plus grand en valeur algébrique. A 120 v, le minimum atteint déjà sa valeur limite, puisque dans tous les cas, il ne dépasse

que de 1 v la tension critique inférieure. Le maximum reste, par contre, toujours supérieur à 50 v, de telle sorte que l'amplitude de variation de U_i en fonction de l'instant d'enclenchement, est comprise entre 68 pour 100 et 73 pour 100 de sa valeur moyenne ⁽¹⁾.

⁽¹⁾ L'étude des conditions d'établissement immédiat des régimes permanents nous a déjà montré que pour φ_r et v_0 faiblement négatifs et τ voisin de $\frac{T}{8}$, on pouvait obtenir l'établissement du faible courant sous des tensions très voisines de U_1 ; nous constatons ici que le même résultat peut encore être obtenu à partir de conditions initiales différentes, mais cette fois l'établissement ne se fait pas sans fluctuations.

⁽¹⁾ Le fait qu'on peut, pour toute valeur de U comprise entre U_1 et U_2 , réaliser dès l'instant d'enclenchement le régime intermédiaire instable, suffit à établir qu'on peut, avec une charge initiale convenable du condensateur, faire varier U_i à volonté de l'une à l'autre de ces tensions critiques. Nous constatons, en outre ici que, si le condensateur est chargé au préalable sous une tension d'une centaine de volts, la seule modification de l'instant d'enclenchement fait subir à U_i des variations presque aussi étendues. Les courbes $U_i = f(\tau)$ nous montrent enfin que chaque valeur

b) Justification des variations de U_1 par l'analyse des formes d'onde et amplitudes des premières alternances. — L'explication, à priori, de toutes les particularités des courbes $U_1=f(\tau)$ est assez malaisée ; je me bornerai à les commenter à l'aide de quelques oscillogrammes relevés aux points les plus remarquables.

α) Influence de τ en l'absence de flux rémanent. — Tous les oscillogrammes ont été relevés sous une même

tension, afin que leur comparaison fasse ressortir seulement l'influence de τ . Cependant, comme U_1 oscille entre des limites très étendues, ses variations peuvent ne pas suivre exactement celles des surintensités de courant observées sous tension constante. Nous nous attacherons donc surtout au point de vue qualitatif, les mêmes phénomènes étant appelés à se produire quelle que soit la valeur de U , mais pour des valeurs de τ différentes. Avec $U = 50$ v et $v_0 = 60$ v, on obtient les

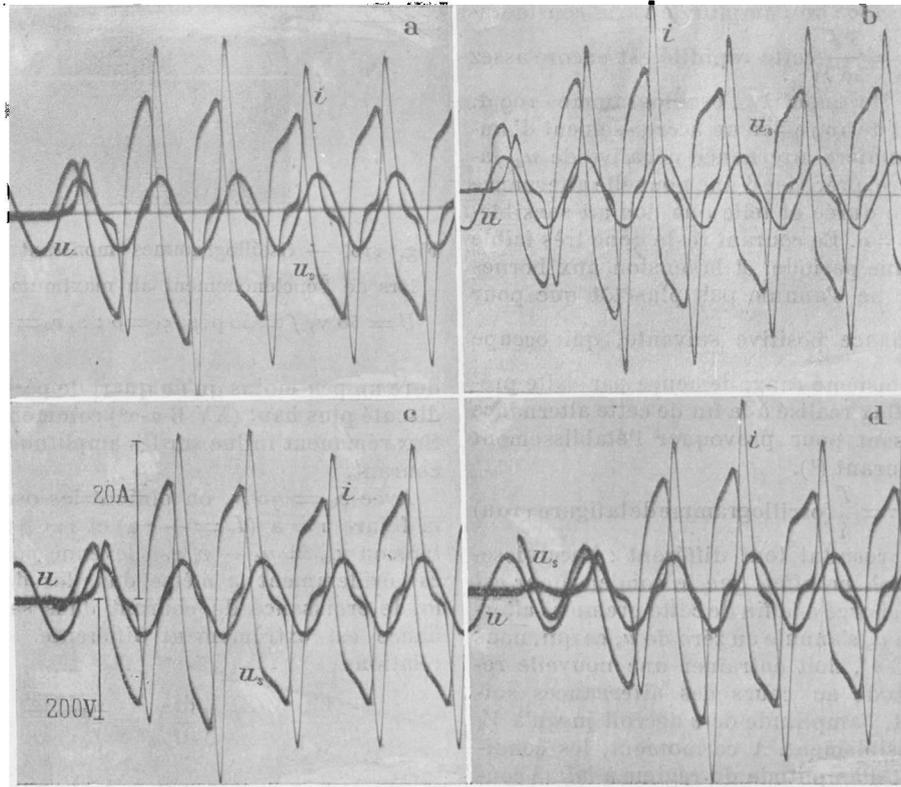


Fig. 109. — Oscillogrammes montrant l'influence de l'instant d'enclenchement sur l'allure des premières alternances lorsque v_0 n'est pas nulle ; $U = 50$ v. $v_0 = -60$ v, $\varphi_r = 0$, $f = 50$ p : s : a, $\tau = \frac{7T}{8}$; b, $\tau = \frac{T}{8}$; c, $\tau = \frac{5T}{8}$; d, $\tau = \frac{3T}{8}$.

oscillogrammes des figures 109 a, 109 b, 109 c, pour lesquels τ égale respectivement $\frac{7T}{8}$, $\frac{T}{8}$ et $\frac{5T}{8}$.

Pour le premier, v_0 est exactement égal à u_0 , de sorte que $u_{s0} = 0$; la durée Θ_1 de la première alternance est donc maximum ; I_1 , bien supérieur à ce qu'on obtient pour $\tau = 0$, $v_0 = 0$ et $U = 50$ v (6,7 A au lieu de 1,3 A), entraîne un établissement rapide du fort courant et une valeur de U_1 notablement inférieure à 40 v (valeur

de U peut être « tension intermédiaire » pour diverses combinaisons de τ , φ_r et v_0 et c'est seulement pour une sélection de combinaisons particulières que le régime intermédiaire est établi dès l'enclenchement.

réalisée pour $\tau = 0$, $v_0 = 0$). Celle-ci doit demeurer sensiblement constante dans un intervalle étendu car en figure 109 b et 109 c, l'amplitude reste croissante au cours des premières alternances et avec une rapidité pratiquement identique à celle du premier cas.

Lorsque τ augmente de $\frac{7T}{8}$ (ou $-\frac{T}{8}$) à $\frac{T}{8}$, l'accroissement de U_s qui en résulte est, en effet, compensé par une réduction simultanée de Θ_1 , de telle sorte que $\Delta\varphi_1$ n'est pas modifiée, non plus que I_1 . Réduit-on au contraire τ jusqu'à $\frac{5T}{8}$, u_{s0} est encore pratiquement nul, et la courte alternance négative qui suit immé-

diatement l'enclenchement n'entraîne qu'une variation de flux négligeable; l'alternance positive, qui lui succède bientôt, reste très prépondérante et le flux atteint à la fin de cette alternance prépondérante demeure encore pratiquement égal à ce qu'il était au cas précédent.

Par contre, si l'on enclenche entre $\frac{T}{4}$ et $\frac{T}{2}$, l'amplitude décroît au lieu de croître au cours des premières alternances et, pour de faibles modifications de τ , la rapidité de croissance de l'amplitude varie considérablement. Pour $\tau = \frac{3T}{8}$ cette rapidité est encore assez grande, comme le montre l'oscillogramme 109 d. Celui-ci se déduit de 109 c par un accroissement d'amplitude de la première alternance négative de u_s , laquelle est, en outre, précédée d'une nouvelle alternance positive de faible durée et telle que l'on ait sensiblement $\Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 = 0$. Le courant reste donc très faible pendant près d'une période, et la tension aux bornes du condensateur ne s'annule pas plus tôt que pour $\tau = \frac{5T}{8}$; l'alternance positive suivante, qui occupe maintenant le troisième rang, demeure par suite prépondérante et le flux réalisé à la fin de cette alternance est encore suffisant pour provoquer l'établissement rapide du fort courant (1).

Il suffit de faire $\tau = \frac{T}{4}$ (oscillogramme de la figure 110 a) pour obtenir un résultat tout différent : l'accroissement de $\Delta\varphi_1$ est tel, en effet, que le condensateur est complètement déchargé à la fin de cette première alternance. La tension u_s s'annule au zéro de u , ce qui, nous l'avons vu (XIII-C-1), doit entraîner une nouvelle réduction d'amplitude au cours des alternances suivantes, et, de fait, l'amplitude de v décroît jusqu'à V_3 qui s'annule sensiblement. A ce moment, les conditions de phase et d'amplitude du régime à faible courant se trouvent presque réalisées et ce régime s'établit après une courte fluctuation. Au ventre, atteint en I_5 , l'amplitude du courant n'est que $1,72 I_m$, alors qu'elle atteint $2,17 I_m$ en I_3 pour $v_0 = 0$ (oscillogramme de la figure 110 b) ce qui entraîne une tension U_1 plus élevée qu'en l'absence de charge initiale, comme nous l'avons bien constaté.

β) Influence du flux rémanent. — Choisissons nos exemples dans la région où cette influence se fait le mieux sentir, c'est-à-dire pour τ voisin de $\frac{3T}{4}$; la tension appliquée, invariable d'un essai à l'autre, sera fixée à 32 v.

Dans ces conditions, l'enclenchement sans charge initiale du condensateur, donne, quel que soit φ_r , une

(1) Pour une tension moindre, l'alternance négative serait plus réduite et, par suite, I_3 serait plus considérable, ce qui explique que la tension intermédiaire est plutôt moins élevée pour $\tau = \frac{3T}{8}$ que pour $\tau = \frac{T}{8}$.

surintensité de courant fort réduite, car U est très inférieur à la « tension intermédiaire »; la surintensité minimum de courant est atteinte avec flux rémanent négatif car on est alors très près des conditions d'établissement « presque immédiat » du régime à faible courant (oscillogramme de la figure 100 c). La tension $u_{s_0} = u_0$ est négative; sa première alternance

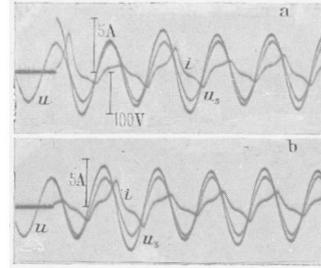


Fig. 110. — Oscillogrammes montrant l'influence de v_0 lors de l'enclenchement au maximum de u , ($\tau = \frac{T}{4}$). $U = 50$ v, $f = 50$ p : s, $\varphi_r = 0$: a, $v_0 = -60$ v ; b, $v_0 = 0$,

dure un peu moins qu'un quart de période; nous avons discuté plus haut (XV-B-2-2°) comment la présence du flux rémanent influe sur les amplitudes successives du courant.

Avec $v_0 = 70$ v, on obtient les oscillogrammes de la figure 111 a ($I_r = +7$ A) et 111 b ($I_r = -7$ A). La tension $u_{s_0} = u_0 - v_0$ est devenue positive; sa valeur est évidemment la même dans les deux cas, mais la loi de croissance du courant dans sa première alternance est extrêmement différente en raison de la relation

$$\left(\frac{di}{dt}\right)_0 = \frac{u_{s_0}}{L_0}.$$

Un flux rémanent positif, qui réduit L_0 , entraîne une augmentation rapide de i dès les premiers instants, d'où décharge du condensateur en un quart de période et faible variation de flux $\Delta\varphi_1$.

Avec un flux rémanent négatif, au contraire, le courant ne croît d'abord que lentement; la décharge du condensateur dure plus d'une demi-période et $\Delta\varphi_1$ est assez considérable pour compenser la différence de flux rémanent : le premier maximum de courant I_1 est le même que dans le cas précédent. Ce maximum se produit toutefois un peu plus tard et cela suffit pour que le rapport $\frac{V_3}{V_1}$ soit beaucoup plus faible (XIII-C-1), de sorte qu'on aboutit au faible courant, tandis que le flux rémanent positif conduit au fort courant (1).

Cette influence du rémanent sur la première alternance de u_s continue à se faire sentir dans le même

(1) La tension v ne figure pas sur l'oscillogramme mais elle est, à chaque instant, égale à la différence des ordonnées des courbes u et u_s , puisque $R \approx 0$.

sens, pour de plus fortes valeurs de v_0 ; l'accroissement de $\Delta\varphi_1$, dû au rémanent négatif s'accroît même de plus en plus, à tel point que c'est dans ces conditions qu'on obtient alors la plus forte valeur de I_1 .

Le phénomène se produit sûrement déjà pour $v_0 = 120$ v, puisque la tension U_1 y est moindre avec rémanent négatif, contrairement à ce qui se produisait pour $v_0 = 60$ v. Les oscillogrammes des figures 111 c et 111 d montrent quelle en est l'importance pour

$v_0 = 140$ v. La courbe de i y est relevée avec moindre sensibilité que pour les précédents et les suivants. On y constate en outre que la réduction de Θ'_1 consécutive à l'élévation de v_0 , accroît le rapport $\frac{V_2}{V_1}$ et, par suite, $\frac{I_2}{I_1}$ dans le cas du flux rémanent négatif, car le maximum du courant, primitivement en retard, se rapproche de celui de la tension : le phénomène inverse

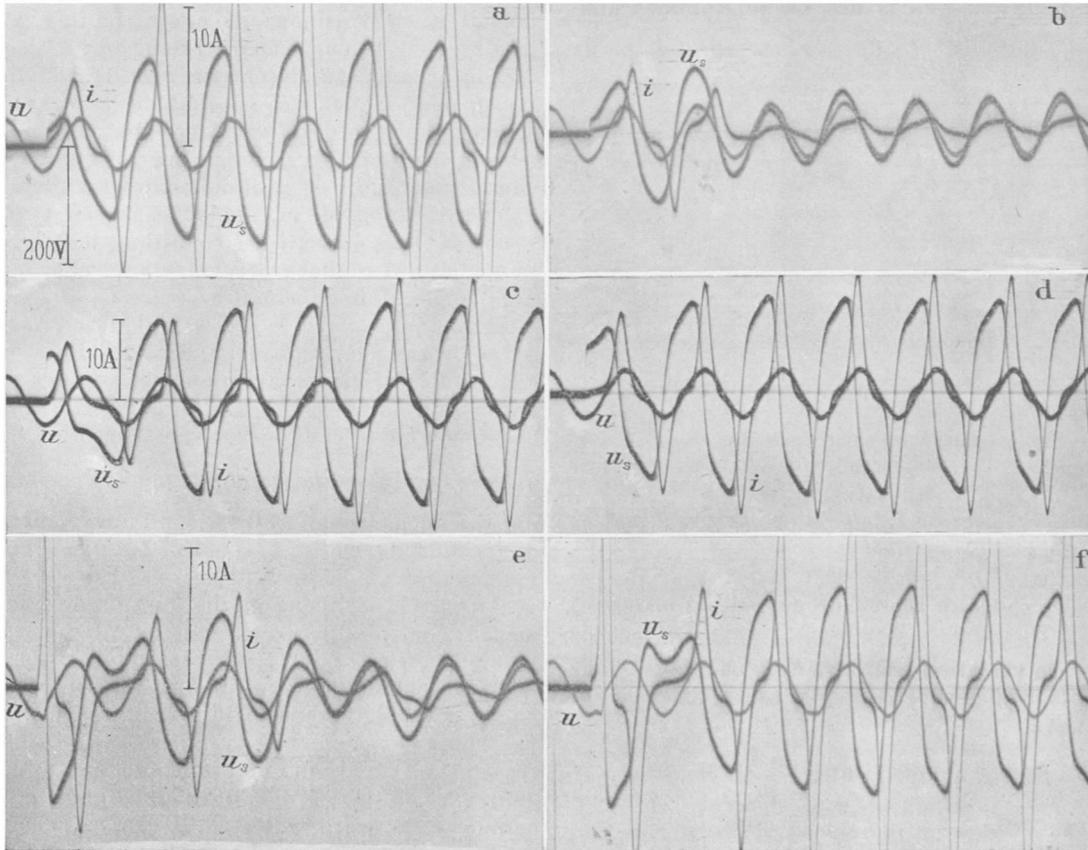


Fig. 111. — Oscillogrammes montrant les actions simultanées de la charge initiale du condensateur et du flux rémanent, bobine S_1 , $C = 150 \mu F$, $f = 50$ p:s, $\tau = \frac{3T}{4}$, $U = 32$ v, $I_r = +7$ A pour a, c, e et -7 A pour b, d, f : a et b, $v_0 = -70$ v ; c et d, $v_0 = -140$ v ; e et f, $v_0 = -400$ v. En e et f, le premier maximum de i et celui de u_s sont hors des limites de la figure.

se produit avec un flux rémanent positif, car le courant était déjà en avance et le régime à fort courant s'établit moins rapidement.

Les amplitudes successives du courant atteignent en effet $0,49 I_m$; $0,51 I_m$; $0,69 I_m$... dans le dernier cas, contre $0,68 I_m$; $0,81 I_m$; $0,92 I_m$ dans le premier. On sent nettement que, pour celui-ci, on approche des conditions d'établissement immédiat du fort courant. L'étude faite plus haut nous a appris qu'une nouvelle augmentation de v_0 doit donc pouvoir rendre l'amplitude décroissante au cours des premières alternances

ou même, si l'amplitude au premier nœud est assez réduite, provoquer l'établissement du faible courant.

Le changement de signe du flux rémanent, qui ralentit la croissance de l'amplitude aux valeurs moyennes de v_0 , en accélère, pour la même raison, la décroissance aux valeurs élevées et abaisse par conséquent la limite pour laquelle on retourne au faible courant. Effectivement celle-ci est déjà dépassée pour $v_0 = 400$ v (fig. 111 e) alors qu'avec un flux rémanent négatif (fig. 111 f) on obtient encore le fort courant.

c) Courbes $U_i = f(v_0)$. — Les quelques observations ci-dessus nous fournissent déjà un exemple de la manière dont agit un accroissement progressif de v_0 pour diverses valeurs du flux rémanent. On en obtient une illustration plus facile à généraliser par le tracé des courbes de $U_i = f(v_0)$ pour différentes valeurs de τ et φ_r . L'intersection des réseaux de courbes $U_i = f(\tau)$ des figures 106 à 108 par une série de droites verticales fournit trois points de chacune de ces courbes nouvelles; elle permet par exemple de constater que si pour $\tau = \frac{3T}{4}$ (cas des oscillogrammes analysés en dernier lieu) U_i décroît lorsque v_0 passe de

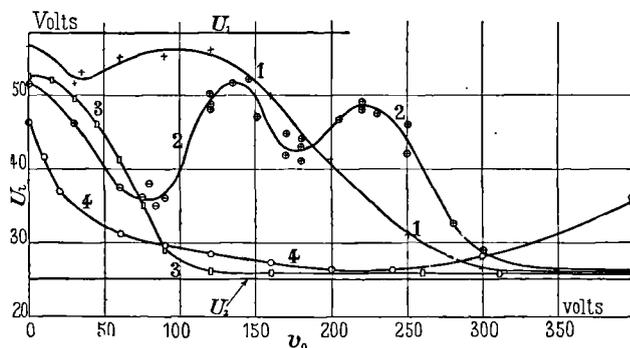


Fig. 112. — Courbes des variations de la « tension intermédiaire » (bobine S_1 , $f = 50$ p/s), en fonction de la charge initiale du condensateur ($C = 150 \mu F$), pour diverses combinaisons des autres conditions initiales: 1, $\tau = \frac{3T}{8}$, $\varphi_r > 0$; 2, $\tau = \frac{3T}{8}$, $\varphi_r = 0$; 3, $\tau = \frac{3T}{4}$, $\varphi_r < 0$; 4, $\tau = \frac{3T}{4}$, $\varphi_r > 0$. (L'échelle des abscisses représente des valeurs absolues.)

60 à 120 v, sa variation peut être de sens inverse pour des instants d'enclenchement différents. C'est ce qui se produit avec

$$\varphi_r = 0 \quad \text{pour } \tau \text{ compris entre } \frac{12T}{40} \text{ et } \frac{19T}{40},$$

$$\varphi_r < 0 \quad \text{et} \quad \frac{9T}{40} < \tau < \frac{14T}{40},$$

ou enfin $\varphi_r > 0 \quad \text{et} \quad \frac{15T}{40} < \tau < \frac{27T}{40}.$

Le nombre de points ainsi obtenu est toutefois insuffisant pour déterminer l'allure générale des courbes et j'ai effectué quelques nouvelles expériences à $\tau = \text{constante}$ et v_0 variable, pour fixer les résultats les plus intéressants.

La figure 112 montre les principaux modes de variation que l'on peut observer, pour v_0 compris entre 0 et 400 v. La courbe 1 est déterminée avec assez peu de précision entre les abscisses 0 et 200 v et de même la courbe 2, entre les abscisses 100 v et 250 v (1) et il faut

(1) Dans ces deux régions, en effet, U_i varie très rapidement en fonction de l'instant d'enclenchement et la moindre erreur accidentelle sur τ a une répercussion considérable, comme nous l'avons déjà fait observer à diverses reprises.

surtout voir dans ces régions leur allure générale. On constate que, dans ces deux premiers cas, il faut élever v_0 jusqu'à 300 v pour abaisser U_i en dessous de 28 v; dans les deux autres, le même résultat est réalisé avec une charge initiale de 100 v seulement. Ceux-ci correspondent aux conditions dans lesquelles ont été relevés les oscillogrammes de la figure 111. La courbe 3 qui correspond à $\varphi_r < 0$ paraît ici rester voisine de 26 v pour toute valeur de v_0 supérieure à 120 v; nous savons toutefois, d'après le paragraphe (A-3-2°-b), que cette courbe se relèverait au-dessus de 37 v si l'on portait v_0 au voisinage de 700 v. Le flux rémanent positif conduit pour la même valeur de τ à la courbe 4, dont les ordonnées croissent encore au delà de $v_0 = 400$ v, valeur pour laquelle U_i est déjà de 36 v environ. Ce relèvement se produit vraisemblablement aussi pour les courbes 1 et 2; il nous fait prévoir que, pour toute combinaison de τ et φ_r , il doit exister au moins deux valeurs critiques de v_0 , analogues à celles que nous avons décelées à partir des conditions d'établissement immédiat des régimes permanents, et pour lesquelles une tension donnée, comprise entre U_1 et U_2 , devient « tension intermédiaire ». Ces valeurs critiques sont telles qu'une élévation de v_0 à partir de la première conduit à l'établissement du fort courant et à partir de l'autre, au faible courant. Les courbes 1 et 2 nous apprennent d'ailleurs que ces valeurs critiques peuvent

exister en plus grand nombre : pour $\tau = \frac{3T}{8}$ et $\varphi_r = 0$ par exemple, on peut, à l'intérieur d'un certain domaine de U , en trouver 5 au-dessous de 400 v et vraisemblablement une au-dessus.

d) Contrôle oscillographique. — J'ai entrepris seulement le contrôle de la courbe 2 dont les ondulations plus nombreuses pourraient faire croire à des irrégularités accidentelles de τ ou de v_0 . Il est de fait, et je l'ai déjà signalé, que la région la plus tourmentée n'est pas connue avec une très grande précision; des mesures répétées un grand nombre de fois montrent cependant, sans doute possible, que l'allure générale est bien conforme au tracé ci-dessus. L'examen des oscillogrammes de la figure 113 révèle une grande variété d'aspects de la période transitoire lorsque v_0 croît de façon continue, sans que τ varie de façon sensible. Toutes leurs particularités peuvent se justifier sans qu'on incrimine l'expérimentation.

α) Evolution des amplitudes. Limites de la zone Z_{if} . — La tension appliquée est maintenue constamment égale à 50 v; la charge initiale du condensateur réglée successivement à 80 v, 140 v, 180 v, 220 v et 280 v, provoque, à tour de rôle, l'établissement du fort courant et du faible courant (1). Pour ces cinq oscillogrammes, l'amplitude est décroissante au cours des

(1) On a déjà vu que, sans charge initiale du condensateur, on aboutit au régime à faible courant. La consommation d'énergie des équipages oscillographiques a pour effet de relever de quelques volts la courbe $U_i = f(v_0)$; ceci explique que l'horizontale de cote 50 rencontre ici la courbe en 5 points, ce qui, d'après la figure 112, ne devrait être obtenu qu'entre 48 v et 42 v environ.

premières alternances, mais la rapidité de décroissance varie beaucoup de l'un à l'autre, et il est difficile d'en analyser toutes les évolutions. On voit toutefois, en comparant les oscillogrammes 113 d et 113 e qu'un accroissement de v_0 réduit la durée des alternances de u_s , ce qui rapproche les zéros de cette tension des maxima de u et réduit fortement la décroissance des amplitudes successives.

C'est seulement pour le dernier oscillogramme que le point représentatif des conditions initiales est situé

dans la zone Z_b , telle que l'oscillation se produise en permanence autour du fort courant. On voit, par cet exemple et par ceux des courbes 3 et 4, commentées plus haut, qu'il faut parvenir à ce domaine pour que la tension U_1 s'abaisse et se maintienne au voisinage de la tension critique inférieure. On constate également que les ondulations de la courbe $U = f(v_0)$ sont d'autant moins nombreuses que cette zone est atteinte pour une moindre valeur de v_0 . Ces ondulations sont dues, en effet, à ce que, pour des valeurs de U comprises

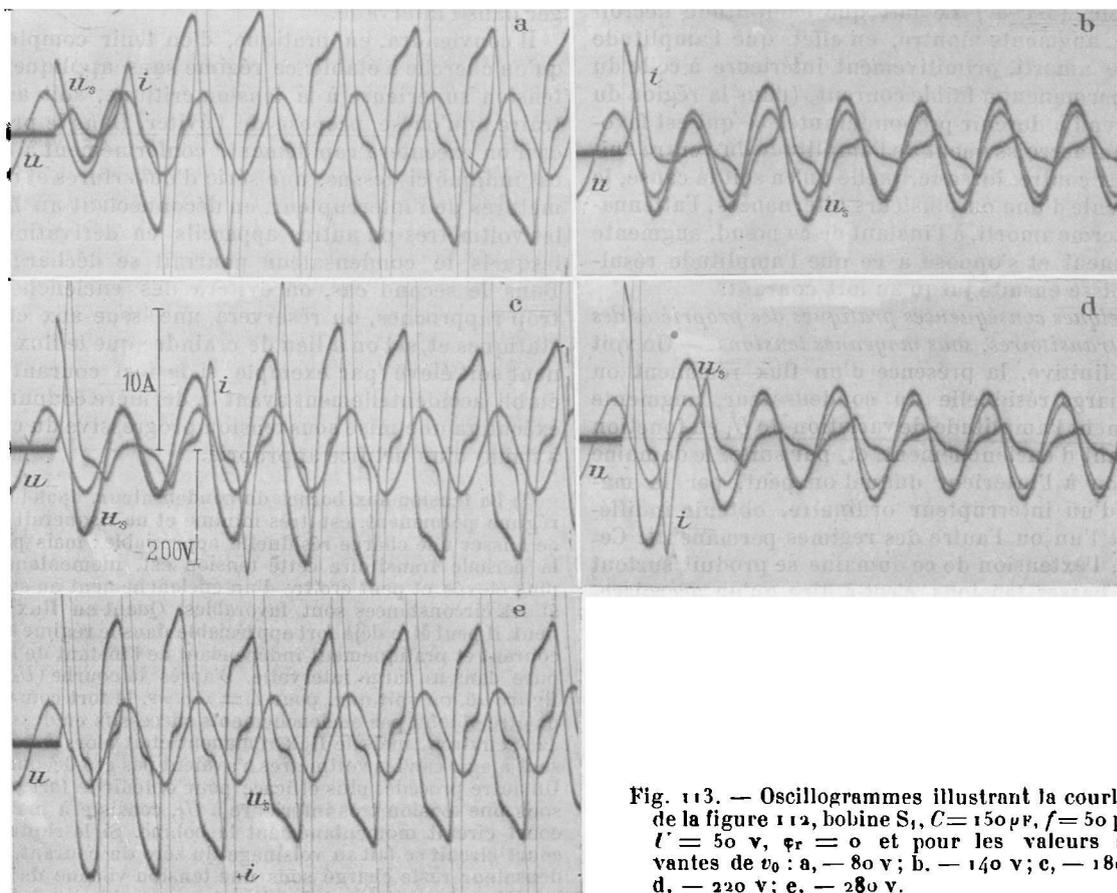


Fig. 113. — Oscillogrammes illustrant la courbe 2 de la figure 112, bobine S_1 , $C = 150 \mu F$, $f = 50$ p. s., $U = 50$ v, $\varphi_r = 0$ et pour les valeurs suivantes de v_0 : a, — 80 v ; b, — 140 v ; c, — 180 v ; d, — 220 v ; e, — 280 v.

entre 36 et 52 v, l'oscillation amorcée autour du faible courant s'achève, suivant la valeur de v_0 , soit par l'établissement stable de celui-ci, soit par une oscillation finale autour du fort courant. Le point représentatif passe donc alternativement de la zone Z_i à la zone Z_b , que nous décelons ainsi pour la première fois, c'est-à-dire que pour les diverses valeurs considérées de τ et φ_r , la surface de séparation de ces deux zones doit être sensiblement parallèle à l'axe des v_0 .

β) Explication physique des ondulations de la courbe $U_1 = f(v_0)$. — On peut comprendre le mécanisme du phénomène en examinant les modifications que subit le premier nœud de courant au cours de l'élévation progressive de v_0 . Ces modifications sont de deux sortes;

la première et la plus apparente est son recul progressif de la seconde jusqu'à la cinquième alternance lorsque v_0 passe de 80 à 220 v. Ce déplacement est imputable à un ensemble de causes complexes (réduction de la pseudo-période à mesure que croît l'induction, modification de la phase initiale du terme amorti, réactions mutuelles du terme transitoire et du terme permanent); la discussion en est difficile ; il ne semble pas d'ailleurs influencer directement l'issue de l'évolution.

Celle-ci est liée plus intimement aux variations d'amplitude de ce nœud, variations assez minimes, mais qu'on peut discuter avec une certaine garantie, car elles intéressent une région de la caractéristique magnétique où n'intervient pas la saturation.

L'évolution est la suivante : tant que le nœud se produit à la même alternance, son amplitude décroît progressivement à mesure que v_0 augmente ; elle croît ensuite brusquement au moment où le nœud passe à l'alternance suivante (1) ; c'est seulement lorsque cette amplitude est très voisine de zéro que s'établit le fort courant. Ceci se justifie du fait que, dans ces conditions, le circuit subit deux variations de flux successives de même sens, de sorte que l'alternance qui suit le nœud atteint un maximum plus important. On peut l'expliquer encore en faisant intervenir les considérations du paragraphe (3-1^o-a.) Le fait que l'amplitude décroît quand v_0 augmente montre, en effet, que l'amplitude du terme amorti, primitivement inférieure à celle du régime permanent à faible courant, (dans la région du nœud), tend à devenir prépondérante, ce qui est favorable à un accroissement de l'amplitude du ventre suivant. Par contre, lorsque, quelle qu'en soit la cause, le nœud recule d'une ou plusieurs alternances, l'atténuation du terme amorti, à l'instant de ce nœud, augmente brusquement et s'oppose à ce que l'amplitude résultante croisse ensuite jusqu'au fort courant.

4^o *Quelques conséquences pratiques des propriétés des régimes transitoires, sous moyennes tensions.* — On voit qu'en définitive, la présence d'un flux rémanent ou d'une charge résiduelle du condensateur, augmente notablement l'amplitude de variation de U_1 en fonction de l'instant d'enclenchement, et, par suite, le domaine de tension à l'intérieur duquel on peut, par la manœuvre d'un interrupteur ordinaire, obtenir indifféremment l'un ou l'autre des régimes permanents. Cependant, l'extension de ce domaine se produit surtout vers les basses tensions, c'est-à-dire qu'un accroissement de φ_r et v_0 (en valeur absolue) favorise l'établissement du régime à fort courant, sans qu'on ait à recourir à une augmentation permanente de la tension appliquée. D'ailleurs, le maximum très aigu, observé en cas de charge résiduelle importante, montre qu'alors la probabilité d'établissement du régime à faible courant est très réduite dans presque toute la zone où le

(1) Cette description donne les grandes lignes du phénomène, abstraction faite de modalités secondaires qui peuvent le compliquer ; on ne peut, par exemple, affirmer que lorsque le nœud se déplace il le fait toujours par bonds d'une seule alternance, car la courbe $U_1 = f(v_0)$ présenterait dans ce cas plus d'ondulations encore que je n'en ai observé.

double régime est possible. Ces observations sont bien en accord avec le fait, facile à observer, que si la tension appliquée est assez en dessous de la tension critique supérieure, on obtient plus aisément le régime fort courant à la suite d'une série d'enclenchements, se succédant rapidement, que par un enclenchement isolé.

L'influence d'un flux rémanent élevé explique également que, dans les mêmes conditions, la probabilité d'établissement du régime à fort courant soit plus grande, lorsqu'il a déjà été obtenu avant la coupure précédente, même si le condensateur a pu se décharger dans l'intervalle.

Il conviendra, en pratique, d'en tenir compte, soit qu'on cherche à établir ce régime sans appliquer une tension supérieure à la tension critique, soit au contraire, qu'on se propose de l'éviter. Dans le premier cas, on exécutera rapidement, conformément à ce qui est indiqué ci-dessus, une série d'ouvertures et de fermetures de l'interrupteur, en déconnectant au besoin les voltmètres ou autres appareils en dérivation, sur lesquels le condensateur pourrait se décharger (1). Dans le second cas, on évitera des enclenchements trop rapprochés, on réservera une issue aux charges statiques et, si l'on a lieu de craindre que le flux rémanent soit élevé (par exemple si le fort courant a été établi accidentellement avant la dernière coupure), on exécutera une mise sous tension progressive du circuit, à l'aide d'un artifice approprié.

(1) La tension aux bornes du condensateur, dans le faible régime permanent, est très minime et ne risquerait guère de laisser une charge résiduelle appréciable ; mais pendant la période transitoire cette tension est, momentanément, plus élevée et peut croître d'un enclenchement au suivant, si les circonstances sont favorables. Quant au flux rémanent, il peut être déjà fort appréciable dans le régime à faible courant et pratiquement indépendant de l'instant de la coupure dans un large intervalle. D'après la courbe (U_3) de la figure 26, on voit que, pour $C = 150 \mu F$, le fort courant n'a pu être obtenu par enclenchements successifs en dessous de 42 v environ, mais le flux rémanent était alors à peu près seul à agir car les voltmètres n'avaient pas été déconnectés. Un autre procédé, plus efficace pour obtenir le fort courant sous une tension très inférieure à U_1 , consiste à mettre en court-circuit momentanément la bobine. Si la rupture du court-circuit se fait au voisinage du zéro du courant, le condensateur reste chargé sous une tension voisine de U_m et le régime transitoire qui suit est comparable à celui qu'on aurait lors de l'enclenchement avec même charge initiale du condensateur.

CHAPITRE XVII. — FONCTIONNEMENT EN DÉMULTIPLICATEUR DE FRÉQUENCE

J'ai fait observer au paragraphe IX que, lorsque la fréquence propre du circuit est assez élevée, on observe dans le domaine du fort courant ($U > U_1$) l'autoamorçage de régimes, permanents, riches en harmoniques pairs ou impairs, qui seront étudiés à propos du fonctionnement en multiplicateur de fréquence. Un phénomène inverse se produit dans le domaine du faible courant ($U < U_1$) lorsque la pseudo-période est très longue, mais cette fois l'amorçage n'est plus spontané. Si l'on provoque l'oscillation libre du circuit, par un artifice quelconque, cette oscillation peut être entretenue indéfiniment, à une fréquence sous-multiple de celle de la source, si les conditions nécessaires sont réalisées. Le circuit fonctionne alors en démultiplicateur de fréquence; le sous-multiple obtenu peut être pair ou impair comme l'était le multiple dans le cas précédent.

L'oscillation transitoire qui prend naissance à l'enclenchement est souvent suffisante pour provoquer l'amorçage et, lors de l'étude des régimes transitoires, j'ai observé à plusieurs reprises ce phénomène, déjà enregistré, dans des circuits divers, en France et à l'étranger (1).

Si l'on se borne à mesurer, pour un point isolé, les valeurs efficaces de la tension et du courant, le phénomène revêt apparemment l'aspect de la ferro-résonance normale, dans la région où deux régimes de courant sont possibles: on obtient à la fermeture de l'interrupteur, tantôt une faible intensité de courant, tantôt une plus forte, qui correspond au fonctionnement en démultiplicateur.

On constate, toutefois, que cette intensité de courant est très différente de celle que fournissent les diverses méthodes de prédétermination indiquées dans la première partie. Les tensions U_s et V s'éloignent elles-mêmes, notablement, de celles qu'on devrait avoir sous l'intensité observée, étant donnée la fréquence de la source. De nouvelles particularités apparaissent, si l'on étudie les variations de I en fonction des paramètres dont dépend le système et notamment on ne trouve aucune condition expérimentale dans laquelle le régime à forte intensité de courant subsiste seul.

L'étude oscillographique permet seule d'identifier de façon certaine l'ordre de démultiplication réalisé.

Les oscillogrammes des figures 114 a et 114 b sont relatifs à l'amorçage en démultiplieur de fréquence $\left(\frac{50}{3}\right)$ d'un circuit constitué par deux bobines de 100 spires

(1) Je ne ferai pas pour l'instant la bibliographie complète des travaux antérieurs; les principaux documents sont les suivants: Kurt HEBNER, *Loc. cit.* Jean FALLOU et A. MAUDUIT; Entretien d'une oscillation libre non sinusoïdale par résonance de l'un de ses harmoniques. *Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences*, 1^{er} février 1926, t. CLXXXII, p. 312-313, reproduit dans la *Revue générale de l'Electricité*, 27 février 1926, t. XIX, p. 339.

identiques à la bobine S_1 , en série avec une capacité de $150 \mu F$. La tension d'alimentation était égale à 85 v. Les oscillogrammes des figures 114 c et 114 d montrent que, sous des tensions de 50 v ou 100 v, l'entretien n'avait pas lieu. J'ai entrepris une étude complète, portant sur les conditions limites d'entretien de ces

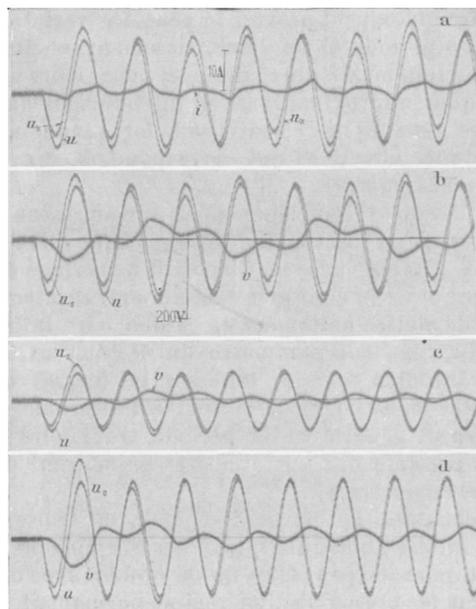


Fig. 114. — Oscillogrammes de l'amorçage en démultiplicateur de fréquence, lors de l'enclenchement: deux bobines du type S_1 en série, $C = 150 \mu F$, $f = 50$ p. s., $\epsilon_r = 0$. $\tau = \frac{T}{2}$ et $v_0 = 0$; a et b, $U = 85$ v; la période fondamentale du régime permanent est triple de celle de la source; c et d, pour des valeurs un peu différentes de U , égal à 50 v pour c et à 100 v pour d, l'amorçage en démultiplicateur n'a plus lieu.

démultiplicateurs de fréquence, sur leur application à l'entretien des oscillations polyphasées au moyen d'une source monophasée, ainsi que sur les phénomènes d'autoamorçage qu'on peut obtenir dans des circuits plus compliqués (1),

(1) E. ROUELLE; Sur le démultiplicateur de fréquence ferromagnétique. *Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences*, 19 décembre 1929, t. CLXXXV, p. 1450-1452, reproduit dans la *Revue générale de l'Electricité*, 14 janvier 1928, t. XXIII, p. 18. — Sur quelques propriétés du démultiplicateur de fréquence. *Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences*, 23 janvier 1928, t. CLXXXVI, p. 224-226, reproduit dans la *Revue générale de l'Electricité*, 17 mars 1928, t. XXIII, p. 498. — Sur l'emploi du démultiplicateur de fréquence ferromagnétique comme multiplicateur de phases. *Comptes rendus des Séances de l'Académie des sciences*, 11 juin 1928, t. CLXXXVI, p. 1603-1605, reproduit dans la *Revue générale de l'Electricité*, 28 juillet 1928, t. XXIV, p. 151-152.

CHAPITRE XVIII. — CONCLUSIONS DE L'ÉTUDE DES RÉGIMES TRANSITOIRES

Cette seconde partie de mon travail, réservée à l'étude des régimes transitoires, débute par l'étude expérimentale de la décharge oscillante d'un condensateur à travers une bobine à noyau de fer. J'y ai montré qu'on peut prévoir le sens des variations de la pseudo-période et de l'amortissement, en fonction de l'induction maximum réalisée, et même leurs valeurs numériques approximatives, en introduisant dans les formules usuelles des circuits sans fer, l'inductance et la résistance effectives qui correspondent aux conditions de l'expérience.

Dans l'étude de l'enclenchement sur un réseau à courant alternatif, l'interrupteur automatique que j'ai mis au point, combiné avec un dispositif de réglage du flux rémanent et de la charge initiale du condensateur, m'a permis de mettre nettement en évidence les influences respectives des trois paramètres qui définissent les conditions initiales, τ , v_0 , φ_r , tant sur les formes d'onde et amplitudes au cours des premières alternances, que sur l'aspect général de la période transitoire et les valeurs maxima des surintensités de courant et surtensions engendrées.

J'ai constaté, en particulier, que, en l'absence de charge initiale du condensateur, les surtensions ne dépassent qu'assez peu celles qu'on obtient avec une bobine sans fer présentant, en régime permanent, même résistance effective et même inductance effective que la bobine utilisée. Il en est de même des surintensités dans tous les cas où le régime permanent est à forte intensité de courants, mais, dans le cas contraire, la surintensité relative de courant est beaucoup plus considérable que sans fer, dès que le maximum de perméabilité est dépassé.

J'ai établi au cours de l'étude précédente que, pour chaque groupe de valeurs, τ , φ_r , et v_0 , il existe une valeur particulière de la tension appliquée sous laquelle le régime intermédiaire instable peut être observé pendant quelques instants. J'ai appelé « tension intermédiaire » cette valeur remarquable, dont les variations m'ont servi par la suite à caractériser quantitativement l'influence des paramètres ci-dessus, dans la zone d'existence du double régime permanent. Les résultats de ces dernières recherches peuvent être résumés comme il suit :

En l'absence de flux rémanent, ou de charge initiale du condensateur, l'instant d'enclenchement a une influence relativement minime sur la surintensité maximum du courant et, par suite, sur les variations de la tension intermédiaire U_i . La plus forte surintensité de courant est atteinte pour l'enclenchement au voisinage

du zéro ; j'ai montré que ceci est conforme aux calculs effectués sur une bobine sans fer équivalente à la bobine utilisée, en régime à faible courant. La tension intermédiaire demeure, dans ces conditions, voisine de la tension « de chavirement » et ne varie que de 12 pour 100 de la valeur moyenne lorsque τ varie de 0 à $\frac{T}{4}$ et les surintensités de courant de 3,9 à 2,75

fois l'amplitude dans le régime à faible courant. La présence d'un flux rémanent augmente considérablement l'influence de τ , car son action s'ajoute à la précédente dans un certain domaine de τ et s'en retranche dans le domaine restant. Il en résulte un maximum de U_i un peu plus élevé et un minimum franchement moindre, puisque la variation atteint cette fois 35 pour 100 et décale des surintensités de courant comprises entre 1,7 et 7,5 fois l'amplitude en régime permanent.

Cette même tension intermédiaire U_i varie en fonction de τ d'une tension critique à l'autre (environ 70 pour 100 de sa valeur moyenne) dès que v_0 atteint une centaine de volts. Pour des charges initiales supérieures, le minimum reste voisin de U_2 et le maximum ne décroît qu'assez lentement, qu'il y ait ou non flux rémanent ; on ne peut plus en déduire l'ordre de grandeur de la surintensité maximum de courant comme dans les cas précédents.

Après avoir vérifié qu'un choix judicieux des conditions initiales permettait d'obtenir l'établissement immédiat d'un des trois régimes théoriques possibles, j'ai montré que, contrairement à ce qu'on pourrait croire, pour une combinaison déterminée de U , τ et φ_r , le régime à fort courant ne s'établit pas toujours d'autant plus aisément que v_0 est plus considérable. J'ai précisé l'influence de ce paramètre en traçant les courbes $U_i = f(v_0)$ pour diverses valeurs de τ et φ_r et montré que, dans certaines conditions, on peut mettre en évidence jusqu'à cinq valeurs critiques de v_0 (inférieures à 400 v) de part et d'autre desquelles on obtient l'établissement du faible courant ou du fort courant.

En terminant, j'ai donné un exemple de démultiplication de fréquence, obtenu à l'enclenchement d'un circuit de fréquence propre assez notablement inférieure à celle de la source ; ce phénomène était déjà connu de quelques auteurs qui le provoquaient par un artifice différent. L'étude systématique que j'en ai faite sera reproduite ultérieurement.

E. ROUELLE,
Maître de conférences
à la Faculté des Sciences de Lille,

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION	9
HISTORIQUE	9
PREMIÈRE PARTIE	
Etude des régimes permanents.	
I. Généralités	14
A. Définitions et conventions	14
B. Organisation des recherches	15
II. Montage et appareils	16
A. Sources de courant	16
B. Appareils de mesures électriques	17
C. Circuit oscillant principal	18
III. Etude des caractéristiques de U en fonction de I	21
A. Prédétermination sommaire	21
1. Equation approchée et forme-types	21
2. Réseaux de caractéristiques de U en fonction de I pour diverses capacités	22
B. Résultats expérimentaux	22
1. Réseaux de caractéristiques de U en fonction de I pour diverses capacités	22
2. Réseaux de caractéristiques de U en fonction de I pour diverses fréquences	24
3. Réseaux de caractéristiques de U en fonction de I pour diverses résistances	25
4. Interprétation et généralisation des résultats précédents	27
IV. Courbes de résonance	31
A. Prédétermination sommaire	31
B. Résultats expérimentaux	31
1. Réseaux de caractéristiques de I en fonction de C pour diverses tensions	31
2. Influence de la résistance sur l'allure des courbes de I en fonction de C	32
3. Réseaux de caractéristiques de I en fonction de f pour diverses tensions	33
V. Caractéristiques de I en fonction de R	35
A. Prédétermination sommaire	35
B. Résultats expérimentaux	35
VI. Influence de l'impédance de la source. Stabilité des divers régimes	37
A. Influence de l'impédance de la source sur les limites de stabilité des régimes permanents ..	37
1. Source d'impédance négligeable	37
2. Source dont l'impédance n'est pas négligeable	37
B. Remarque sur l'instabilité du régime intermédiaire. Criterium de stabilité des régimes théoriquement possibles	39
VII. Prédétermination des caractéristiques	41
A. Nature et causes des divergences observées entre les courbes expérimentales et celles qu'on détermine par un calcul approché	41
B. Amélioration de la méthode de prédétermination	43
VIII. Etude oscillographique et analyse harmonique des régimes permanents	45
A. Introduction et rappel des travaux antérieurs	45
B. Résultats de mes expériences	45
1. Etude oscillographique et analyse graphique	45
2. Analyse harmonique expérimentale par la méthode de résonance	50
IX. Autoentretien d'oscillations à des fréquences multiples de celles de la source	54
X. Conclusions de l'étude des régimes permanents	57

DEUXIÈME PARTIE

Etude des régimes transitoires.

	Pages
INTRODUCTION.....	58
XI. Dispositif expérimental et méthode de recherche.....	59
A. Constitution et usage des circuits électriques.....	59
B. Programme général des recherches.....	60
C. Symboles et notations utilisés.....	61
XII. Caractères généraux des régimes transitoires dans les circuits oscillants à noyaux de fer.....	62
A. Considérations théoriques.....	62
B. Etude expérimentale du régime libre.....	62
C. Etablissement du courant alternatif dans un circuit ferrorésonnant, sans charge initiale du condensateur ni flux rémanent.....	65
XIII. Particularités remarquables du régime transitoire lors du changement de régime permanent....	68
A. Manifestation du régime intermédiaire instable.....	68
B. Evolution des amplitudes, des formes d'onde et des déphasages au cours de la période transitoire.....	70
C. Remarques complémentaires sur la loi de croissance des amplitudes et la dyssymétrie du courant.....	72
XIV. Influence de l'instant d'enclenchement.....	74
A. Modification des formes d'onde et des amplitudes.....	74
B. Influence des variations de τ sur la surintensité maximum de courant.....	76
XV. Influence du flux rémanent.....	80
A. Modifications apportées à la forme et aux amplitudes des premières alternances.....	80
B. Variations de U_i , en fonction de τ lorsque le flux rémanent n'est pas nul.....	82
C. Comparaison avec l'enclenchement de la bobine seule.....	85
XVI. Influence de la charge initiale du condensateur... ..	87
A. Généralités.....	87
B. Enclenchement sous basse tension.....	87
C. Enclenchement sous moyenne tension.....	89
1. Cas du circuit sans fer, accordé près de la résonance.....	89
2. Cas du circuit à noyau de fer.....	90
1° Organisation du contrôle expérimental.....	90
2° Loi d'évolution des amplitudes.....	91
3° Influence de v_0 sur les variations de la « tension intermédiaire » U_i	96
4° Quelques conséquences pratiques des propriétés des régimes transitoires, sous moyennes tensions.....	104
XVII. Fonctionnement en démultiplicateur de fréquence.....	105
XVIII. Conclusions de l'étude des régimes transitoires.....	106

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTE

Magnétisme et constitution chimique

VU ET APPROUVÉ :
Lille, le 16 Juillet 1934.
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Signé : A. MAIGRE.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :
Lille, le 16 Juillet 1934.
Le Recteur de l'Académie de Lille,
Signé : CHATELET.

PARIS

SOCIÉTÉ GÉNÉRALE D'IMPRIMERIE ET D'ÉDITION,

17, RUE CASSETTE, 17.

