

La ferrorésonance : un phénomène fortement non linéaire et sa modélisation mono et triphasée

Luc Lasne, Stéphane Ygorra, Jean-Claude Gianduzzo Mai 2011

Université de Bordeaux 1, Centre de Ressources en EEA
351, Cours de la Libération 33405 Talence cedex, France.

Contact e-mail : lasne@creea.u-bordeaux1.fr

Résumé : La ferrorésonance est un phénomène fortement non linéaire dont l'origine réside dans la saturation d'une bobine à noyau de fer en association avec un condensateur. La manifestation du phénomène conduit à de brusques, et très importantes, évolutions des tensions et des courants du circuit, et se révèle particulièrement redoutable lors de mises sous tension de transformateurs industriels sous haute tension. Si un précédent article [1] exposait la modélisation et le principe de simulation du phénomène en régime monophasé, cette étude reprend en un premier temps l'approche du circuit ferro-résonant monophasé, puis l'étend à la simulation de plusieurs expériences portant sur des cas triphasés. Parallèlement à une approche expérimentale systématique, des modélisations et des simulations sont menées de manière à valider la mise en oeuvre des méthodes et de l'impact des grandeurs critiques du système. L'intégralité des résultats est obtenue à partir d'acquisition de signaux réels en régime de ferrorésonance et de l'utilisation du logiciel libre Scilab 5.3 pour l'extraction des données et les simulations temporelles des équations des circuits.

1. Généralités

La ferrorésonance est une forme de résonance électrique très différente des phénomènes classiques liés aux associations d'inductances et de condensateurs. Il s'agit plutôt d'un phénomène brutal « d'emballement » du courant circulant en régime alternatif dans un circuit L-C, lié à la saturation magnétique du noyau ferromagnétique de la bobine (d'où le nom du phénomène) associée à la réaction du condensateur. Ce qui est intéressant dans ce phénomène est qu'il se déclenche de façon très soudaine à l'occasion de spectaculaires « sauts de mode » au cours desquels les grandeurs électriques atteignent des amplitudes jusqu'à 10 à 20 fois supérieures à celles du mode normal. Pour cette raison, la ferrorésonance est absolument à éviter dans le fonctionnement des réseaux électriques, où ses manifestations les plus complexes et les plus destructrices apparaissent au sein de circuits triphasés, essentiellement lors de la remise en service de transformateurs faiblement chargés (après délestage ou black-out par exemple). Si la « littérature » en la matière est principalement associée aux problématiques techniques des réseaux électriques, la ferrorésonance reste un phénomène non linéaire passionnant pour le physicien, dont l'étude et la modélisation nécessitent une importante panoplie de compétences.

2. Ferrorésonance série monophasée

2.1. Approche expérimentale

L'apparition de la ferrorésonance est assez facile à obtenir dès lors qu'on dispose d'un alternostat (transformateur à prise variable fournissant une tension sinusoïdale dont l'amplitude est réglable),

d'une bobine saturable (comme par exemple un primaire de transformateur) et d'un condensateur non polarisé de capacité adaptée (quelques dizaines de micro Farad dans les cas exposés dans cet article).

La *figure 1* représente le schéma électrique associé au « montage série » des divers éléments ainsi qu'une photographie d'une première expérience dans laquelle un rhéostat de faible résistance a été ajouté en série, par sécurité, de manière à pouvoir limiter les évolutions du courant.

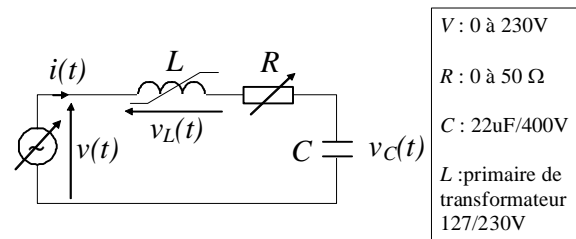


Figure 1 : Circuit RLC série à inductance saturable

La manipulation consiste simplement à élever progressivement la valeur efficace V de la tension d'entrée en observant les formes d'ondes du courant et de la tension aux bornes du condensateur.

La *figure 2* représente les chronogrammes du courant $i(t)$ et de la tension $v_C(t)$ relevés sur un oscilloscope, et ce pour plusieurs valeurs de la tension d'entrée.

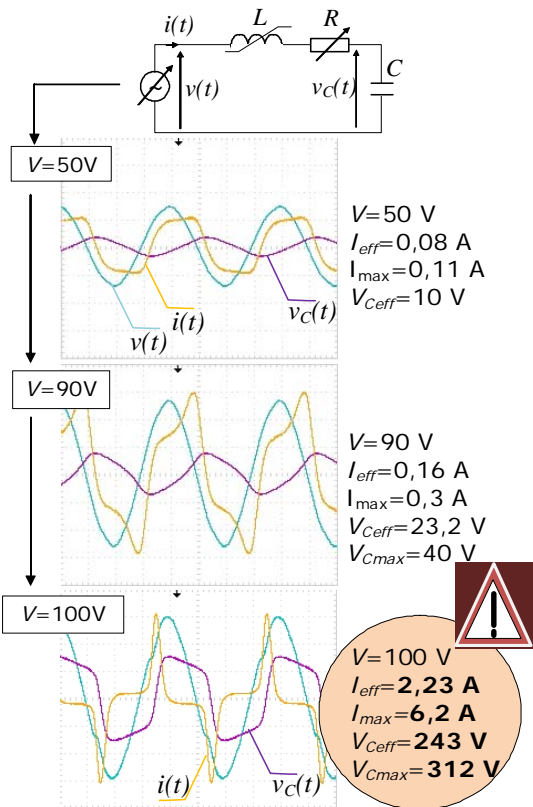


Figure 2 : Oscillogrammes de $i(t)$ et de $v_C(t)$ ($R=0$)

Les amplitudes des grandeurs sont notées de manière à s'affranchir des calibres utilisés et la figure 3 représente, de façon synthétique, un graphe relevant les valeurs efficace et maximale de la tension V_C en fonction de V .

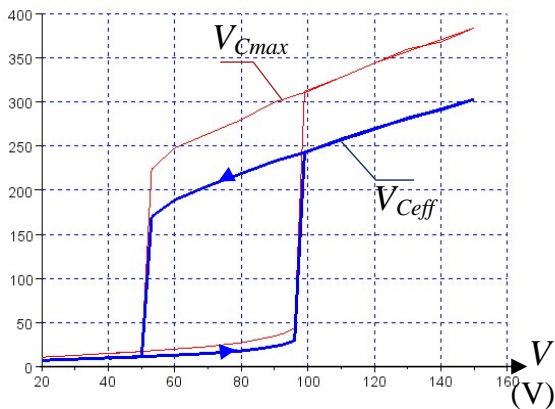


Figure 3 : v_{Ceff} et v_{Cmax} en fonction de V

Observations :

➤ Pour une valeur bien précise de V , les amplitudes et les allures de ces grandeurs augmentent très brutalement. La tension maximale sur le condensateur atteint presque 400V avec une tension d'entrée qui ne dépasse pas 150V.

- Ces grandeurs restent très fortes jusqu'à ce que la tension ait été ramenée à une valeur bien inférieure à la valeur de déclenchement.
- Il apparaît ainsi l'existence de « sauts de mode » ainsi qu'une sorte « d'hystérésis global » dans le fonctionnement du circuit.

2.2. Approche théorique simplifiée limitée au premier harmonique

Il est possible d'expliquer théoriquement ce qui se passe lors de ce phénomène et de comprendre l'origine du saut de mode qui le caractérise. Pour cela, une étude limitée au fondamental des grandeurs suffit et se révèle assez « parlante ». La figure 4 représente pour cela le circuit associé aux diverses grandeurs complexes qui le caractérisent en régime harmonique (sinusoïdal limité au fondamental).

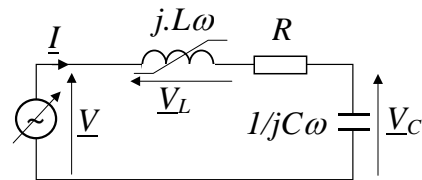


Figure 4 : Circuit en régime harmonique

La loi de maille qui régit les grandeurs s'écrit :

$$\underline{V} = R\underline{I} + j.L.\omega\underline{I} + \frac{1}{j.C.\omega}\underline{I}$$

Ou encore : $\underline{V} = (R + j(L\omega - \frac{1}{C\omega}))\underline{I}$

Dans cette expression, le terme $L\omega$ représente la réactance de la bobine qui, à cause de la saturation magnétique du noyau, dépend de la valeur du courant qui la traverse à cause. Dans le cadre de l'étude simplifiée, il est ainsi possible de supposer que cette réactance présente, en fonction du courant efficace du circuit, l'allure $L(I).\omega$ reportée sur la figure 5.

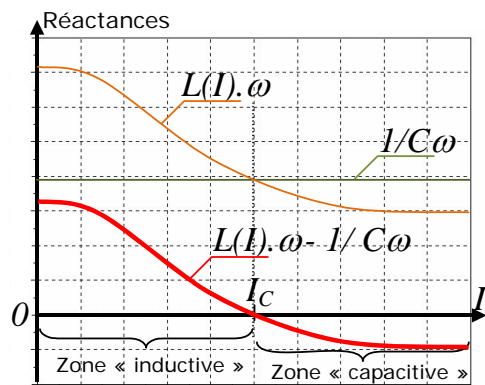


Figure 5 : Réactances du circuit en saturation

Le terme $-1/C\omega$ représente la réactance du condensateur et ne dépend pas de la valeur du courant. Il est alors facile de déduire l'allure de la réactance globale du circuit : $L(I).\omega - \frac{1}{C\omega}$, représentée également sur la *figure 5*.

Ce graphe fait ainsi apparaître une valeur de courant « critique », notée I_c , qui correspond à la nullité de la réactance globale du circuit. Lorsque cette valeur de courant est atteinte, le circuit n'est plus équivalent qu'à sa seule résistance : R . Deux cas de figure bien différents peuvent alors se produire :

- Si $R \gg \frac{V_{max}}{I_c}$ (V_{max} représentant la valeur efficace maximale de la tension présentée au circuit), le courant critique n'est en fait jamais atteint et la ferrorésonance ne se déclenche pas.
- Si $R \ll \frac{V_{max}}{I_c}$, il existe une valeur de la tension V qui correspond au passage du courant critique dans le circuit. La réactance s'annule alors et le courant est projeté vers une valeur proche de $\frac{V_{max}}{R} \gg I_c$. Il se produit donc un saut de la valeur du courant, à partir d'un état stable à faible courant vers un second état stable dont le courant est beaucoup plus élevé. On comprendra qu'en réalité il n'est pas nécessaire d'atteindre exactement le courant le courant critique pour que le système s'emballe. En effet, comme la croissance du courant fait chuter la valeur de la réactance, et que cela impose une nouvelle croissance du courant, il semble inévitable qu'un phénomène instable se déclenche bien en deçà de la valeur I_c .

Par ailleurs, la réactance du condensateur met aussi en évidence une condition à l'apparition de la ferrorésonance :

- Si $\frac{1}{C\omega} > (L(I).\omega)_{max}$ ou si $\frac{1}{C\omega} < (L(I).\omega)_{min}$, il n'existe plus de point critique et la ferrorésonance ne se déclenche pas. Le phénomène ne peut donc apparaître que si le condensateur appartient à une plage assez restreinte de valeurs.

Enfin, on remarquera qu'avant le déclenchement et le passage au point critique, la réactance du circuit est positive, ce qui revient à dire que le circuit est

inductif. Après le déclenchement, la réactance devient négative et le circuit s'avère capacitif.

Si cette explication a le mérite d'être assez simple, et de mettre en évidence des conditions globales d'apparition du phénomène, il faut en revanche reconnaître qu'elle s'avère insuffisante à cause des points suivants :

- L'amorçage du phénomène semble difficile à cerner et à chiffrer à cause de l'instabilité de l'équation.
- La restriction du raisonnement au premier harmonique semble difficile à soutenir étant donné les allures très déformées des signaux réels.
- La caractéristique réelle de la courbe $L(I).\omega$ semble également très hasardeuse à utiliser étant donné que l'inductance de la bobine dépend en réalité des valeurs instantanées du courant, dont les maximales peuvent propulser le circuit en état de ferrorésonance alors que la valeur efficace reste inférieure à I_c .

Pour toutes ces raisons, il apparaît nécessaire d'envisager une modélisation en valeurs instantanées des éléments du circuit et tout particulièrement de l'inductance de la bobine.

2.3. Modélisation de l'inductance

Pour arriver à comprendre et surtout à savoir simuler de phénomène, il est nécessaire de procéder à une modélisation rigoureuse de l'inductance saturable. Ce type de modélisation est assez classique en électrotechnique et conduit au schéma électrique équivalent de la *figure 6*.

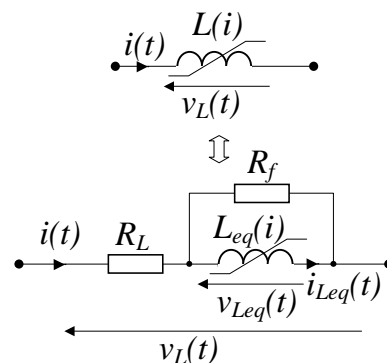


Figure 6 : Schéma équivalent de la bobine

Pour cerner les différents éléments de ce schéma, il est important de noter les points suivants :

- Le bobinage de l'inductance présente, de par la longueur des fils qui le constitue, une

résistance équivalente : R_L à dissocier de l'inductance elle même.

➤ La loi de Lenz, qui régit l'auto-induction de la bobine s'écrit, ϕ étant le flux total induit :

$$v_{Leq}(t) = \frac{d\phi}{dt} = \frac{d}{dt}(L(i_{Leq}) \cdot i_{Leq}(t)).$$

C'est à dire :

$$v_{Leq}(t) = \frac{dL(i_{Leq}(t))}{dt} \cdot i_{Leq}(t) + L(i_{Leq}(t)) \cdot \frac{di_{Leq}(t)}{dt}$$

➤ Il est possible de regrouper les termes de cette expression en écrivant :

$$v_{Leq}(t) = \frac{dL(i_{Leq})}{di_{Leq}} \cdot \frac{di_{Leq}}{dt} \cdot i_{Leq}(t) + L(i_{Leq}(t)) \cdot \frac{di_{Leq}(t)}{dt},$$

ou encore :

$$v_{Leq}(t) = \left(\frac{dL(i_{Leq})}{di} \cdot i_{Leq}(t) + L(i_{Leq}(t)) \right) \cdot \frac{di_{Leq}(t)}{dt}.$$

➤ L'équation courant/tension de l'inductance peut ainsi s'écrire $v_{Leq}(t) = L_{eq}(i) \times \frac{di_{Leq}(t)}{dt}$,

avec : $L_{eq}(i) = \frac{dL(i(t))}{di} \cdot i(t) + L(i(t))$ une fonction du courant à identifier pour caractériser l'inductance.

➤ Parallèlement, les magnétisations et démagnétisations périodiques du circuit magnétique causent des pertes par courants de Foucault et des pertes dues à l'hystérésis. Ces phénomènes sont classiquement modélisés par la présence d'une résistance équivalente en parallèle avec l'inductance : R_f dont la puissance dissipée correspond à celle perdue par l'échauffement du matériau magnétique. Les équations qui régissent ce modèle sont ainsi les suivantes :

$$\begin{cases} v_L(t) = R_L \cdot i(t) + v_{Leq}(t) \\ v_{Leq}(t) = L_{eq}(i) \cdot \frac{di_{Leq}(t)}{dt} \\ i(t) = i_{Leq}(t) + v_{Leq}(t) / R_f \end{cases}$$

Caractériser complètement cette inductance reviendra donc à préciser les valeurs des résistances R_L et R_f et surtout l'intégralité des valeurs de la fonction $L_{eq}(i)$.

2.4. Expérience, mesures et caractérisation des grandeurs du modèle

L'expérience réalisée dans la partie 2.1 suffit en réalité, à travers l'utilisation du logiciel Scilab, à l'extraction de la fonction $L_{eq}(i)$. En effet :

➤ Des mesures additionnelles (mesures à l'Ohmmètre et mesures de puissances) permettent, pour l'inductance de l'expérience, de chiffrer : $R_L = 1,32 \Omega$ et $R_f = 1249 \Omega$.

➤ Ensuite, l'utilisation d'un oscilloscope numérique permet l'acquisition des grandeurs $v_L(t)$ et $i(t)$ conformément à la saisie d'écran représentée sur la figure 7.

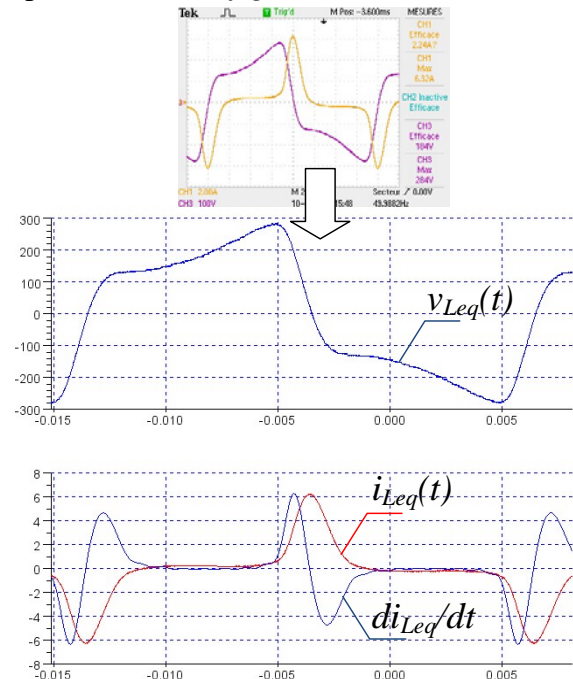


Figure 7 : Saisie d'écran et reconstitution de v_{Leq} et i_{Leq}

La sortie « fichiers » de l'oscilloscope permet de récupérer les données sous Scilab sous la forme de tableaux de valeurs, ou encore sous la forme de matrices uni-colonne : $[t]$, $[v_L]$ et $[i]$.

➤ Il devient alors possible de calculer les évolutions de $[v_{Leq}] = [v_L] - R_L \cdot [i]$ et $[i_{Leq}] = [i] - (1/R_f) \cdot [v_{Leq}]$, dont les graphes sont représentés également sur la figure 7.

➤ A ce stade, il est nécessaire de calculer les valeurs de la dérivée : $\frac{di_{Leq}(t)}{dt}$ pour pouvoir remonter à la fonction $L_{eq}(i_{Leq})$. Pour ce faire, des méthodes de dérivation directe sur de tels signaux échantillonnés donnent des résultats

très bruités et presque inutilisables. En revanche, l'identification des coefficients de la décomposition en série de Fourier de $[i_{Leq}]$ permet le calcul analytique de la dérivée, avec très peu d'introduction de bruit de calcul.

Il suffit alors de former les matrices :

$$[i_{Leq}] = \begin{bmatrix} i_{Leq}(t_1) \\ i_{Leq}(t_2) \\ \dots \\ i_{Leq}(t_N) \end{bmatrix} = M \cdot \begin{bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ b_1 \\ a_2 \\ b_2 \\ \dots \\ \dots \end{bmatrix} = M \cdot [a, b]$$

avec :

$$M = \begin{bmatrix} 1 & \cos(\omega t_1) & \sin(\omega t_1) & \cos(2\omega t_1) & \sin(2\omega t_1) & \dots & \dots \\ 1 & \cos(\omega t_2) & \sin(\omega t_2) & \cos(2\omega t_2) & \sin(2\omega t_2) & \dots & \dots \\ 1 & \cos(\omega t_3) & \sin(\omega t_3) & \cos(2\omega t_3) & \sin(2\omega t_3) & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}$$

Pour obtenir les valeurs des coefficients de la série de Fourier par inversion :

$$[a, b] = M^{-1} \cdot [i_{Leq}] = Pinv(M) \cdot [i_{Leq}].$$

Ceci étant fait, la dérivée i_{Leq_dot} est calculable analytiquement : $[i_{Leq_dot}] = \frac{dM}{dt} \cdot [a, b]$, avec :

$$\frac{dM}{dt} = \begin{bmatrix} 0 & -\omega \cdot \sin(\omega t_1) & \omega \cdot \cos(\omega t_1) & -2\omega \cdot \sin(2\omega t_1) & 2\omega \cdot \cos(2\omega t_1) & \dots & \dots \\ 0 & -\omega \cdot \sin(\omega t_2) & \omega \cdot \cos(\omega t_2) & -2\omega \cdot \sin(2\omega t_2) & 2\omega \cdot \cos(2\omega t_2) & \dots & \dots \\ 0 & -\omega \cdot \sin(\omega t_3) & \omega \cdot \cos(\omega t_3) & -2\omega \cdot \sin(2\omega t_3) & 2\omega \cdot \cos(2\omega t_3) & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}$$

Il ne reste plus qu'à calculer le quotient terme à terme : $[Leq] = [v_{Leq}] / [i_{Leq_dot}]$ pour obtenir, le tracé de $L_{eq}(i)$ représenté sur la *figure 8*.

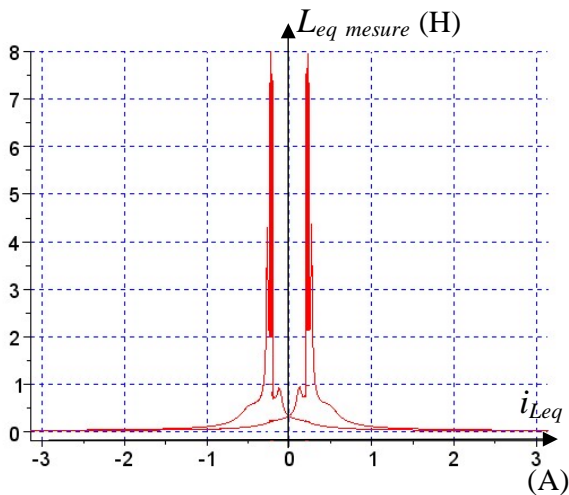


Figure 8 : Fonction $Leq(i_{Leq})$ mesurée et modélisée

Il apparaît sur la courbe mesurée un trajet différent suivi par l'inductance $L_{eq}(i_{Leq})$ lors de la croissance du courant et lors de sa décroissance. Ceci est évidemment le reflet de l'hystérésis magnétique et on comprend donc que la modélisation fine du circuit passera par la saisie d'un modèle à deux courbes. La *figure 8* représente ainsi les deux courbes retenues pour la construction du modèle, dont la valeur maximale est notée $L_{eq\ max}$.

En réalité cette valeur est soumise à interprétation et, on le verra plus tard, sera critique dans le seuil de déclenchement du phénomène. Quoi qu'il en soit, la fonction retenue pour $L_{eq}(i_{Leq})$ reviendra à un tableau de valeurs utilisable dans les simulations (en tant que « look up table » en somme).

2.5. Simulation sous Scilab Xcos et confrontation du modèle

Disposant de la fonction $L_{eq}(i_{Leq})$, il semble possible de simuler les équations électriques temporelles du circuit avec plusieurs types d'outils mathématiques.

L'outil Scilab Xcos (qui s'apparente à Matlab Simulink®) permet de retranscrire les équations à travers des schémas blocs et permet la visualisation et l'exploitations des résultats avec les outils classiques de Scilab.

La *figure 9* représente le schéma bloc global utilisé afin de simuler le circuit monophasé.

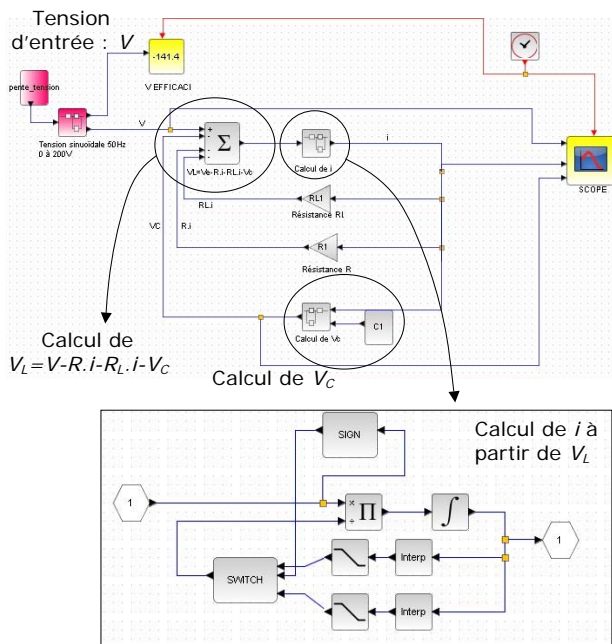


Figure 9 : Schéma bloc xcoss (Scilab) du circuit

Le plus intéressant dans ce schéma est le bloc permettant de calculer le courant i (pour des raisons pratiques, la présence de la résistance R_f est négligée, ainsi $i_{Leq} = i$). Ce bloc fait apparaître l'intégration de $\frac{di}{dt} = \frac{v_{Leq}}{L_{eq}(i)}$, $L_{eq}(i)$ étant obtenu par le tableau de valeurs sélectionné par le signe de la dérivée, c'est-à-dire par la croissance ou la décroissance du courant.

La figure 10 présente ainsi les relevés des simulations (tension d'entrée $v(t)$, courant $i(t)$ et tension $v_C(t)$) effectuées pour une tension d'entrée dont l'amplitude initiale de 150 V est progressivement ramenée à zéro puis élevée à 150V à nouveau, et ce en 30 secondes (donc en régime périodique quasiment établi pour chaque valeur de tension).

La comparaison avec les oscillogrammes de la figure 2 est spectaculaire. Les formes d'ondes obtenues sont identiques et les amplitudes des grandeurs conformes aux mesures.

Parallèlement, la figure 10 présente un relevé des valeurs maximales de la tension v_C simulée, en fonction de la tension d'entrée efficace V , superposé à celui de l'expérience (voir figure 3).

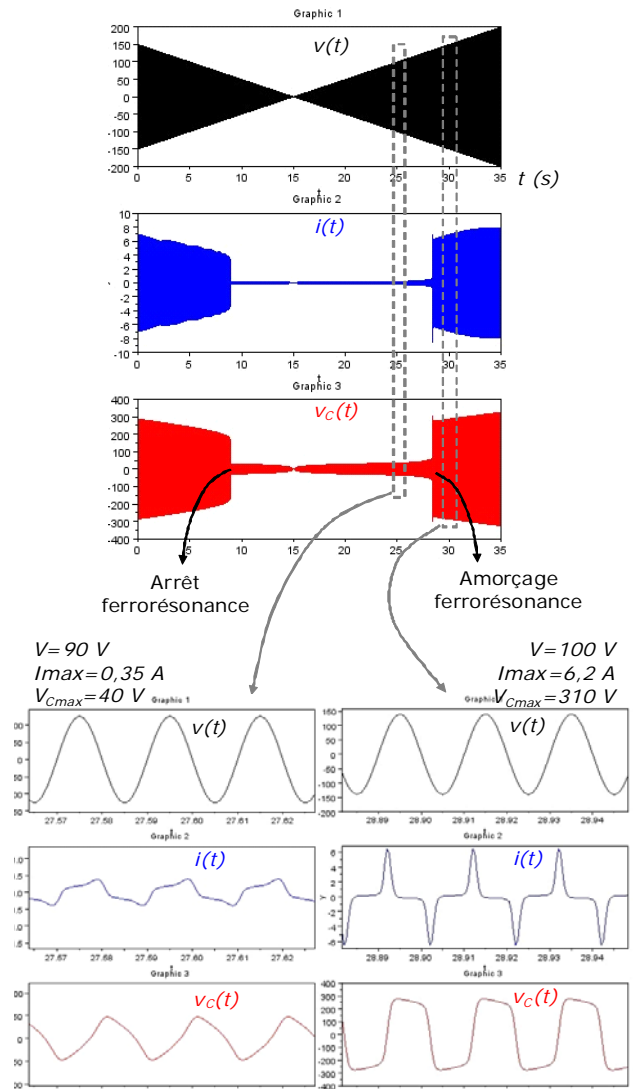


Figure 9 : Simulation monophasée sous Scilab xcoss

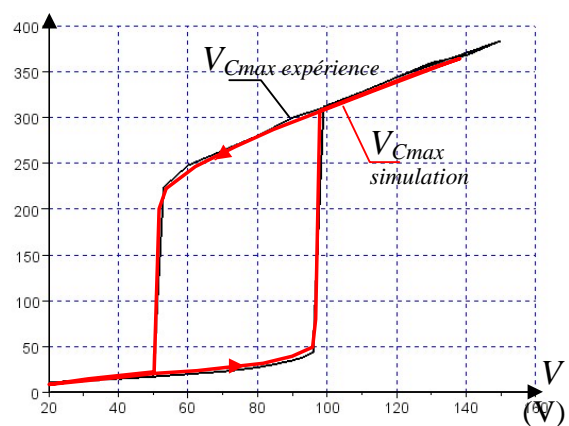


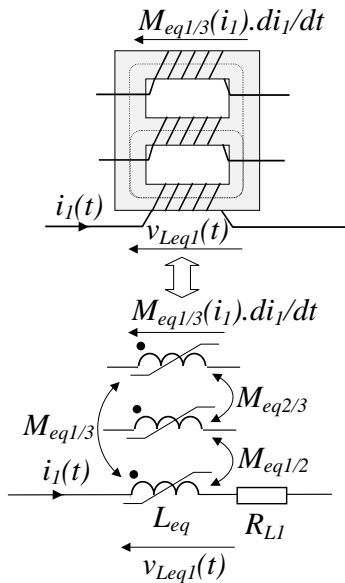
Figure 10 : Tension v_{Cmax} en fonction de V

2.6. Identification d'inductances mutuelles

En réalité, l'inductance faisant l'objet de l'identification précédente fait partie de l'ensemble de trois bobinages d'un transformateur triphasé. Ces trois enroulements (notés de 1 à 3) étant

réalisés sur un noyau commun (voir *figure 11*), il existe entre eux des inductances mutuelles représentant le partage des flux.

Il est possible d'identifier ces inductances mutuelles en réalisant la même opération que précédemment, mais en utilisant la tension induite sur un bobinage (V_{Leq2} par exemple) par le courant circulant dans une autre (i_1 par exemple). Les combinaisons des flux créés par chacun des courants reviennent alors aux équations présentées sur la *figure 11*, sur laquelle figure aussi les relevés des différentes grandeurs mises en jeu (après mesures et identification sur chaque phase).



De façon générale :

$$v_{Leq1}(t) = L_{eq}(i_1) \cdot \frac{di_1(t)}{dt} + M_{eq2/1}(i_2) \cdot \frac{di_2(t)}{dt} + M_{eq3/1}(i_3) \cdot \frac{di_3(t)}{dt}$$

Mais si $i_2=i_3=0$:

$$\begin{cases} v_{Leq1}(t) = L_{eq}(i_1) \cdot \frac{di_1(t)}{dt} \\ v_{Leq2}(t) = M_{eq1/2}(i_1) \cdot \frac{di_1(t)}{dt} \\ v_{Leq3}(t) = M_{eq1/3}(i_1) \cdot \frac{di_1(t)}{dt} \end{cases}$$

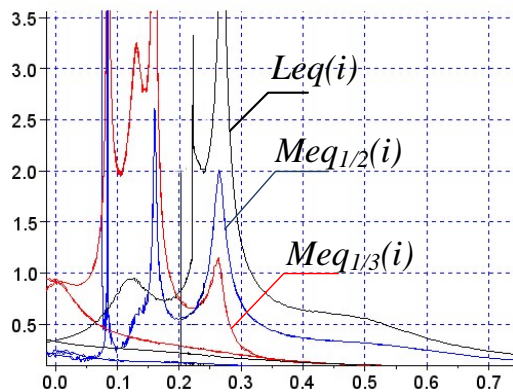


Figure 11 : Inductances mutuelles

2.7. Conclusions sur le modèle monophasé

Le schéma bloc permettant de relier la tension appliquée à la bobine à son courant à chaque instant semble fonctionner de façon très convenable. Mis à part une légère différence d'amplitude de tension du condensateur en régime de ferrorésonance (voir *figure 10*), l'ensemble des grandeurs présentent les mêmes formes et les mêmes valeurs que dans l'expérience. Par ailleurs, l'identification des inductances mutuelles dans les structures triphasées ouvre la voie à la modélisation complète de tels circuits vis-à-vis de ce phénomène.

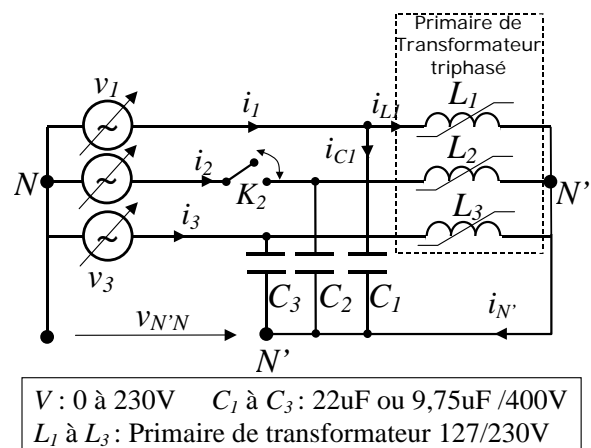
2. Ferrorésonance triphasée

2.1. Approche expérimentale

Dans la pratique, la ferrorésonance apparaît le plus souvent dans le cadre de transformateurs triphasés associés à des condensateurs parallèles, comme peuvent l'être les capacités équivalentes des lignes et des câbles placés en amont. La configuration classique d'apparition intempestive du phénomène est une remise sous tension du transformateur (à vide, c'est à dire sans charge au secondaire) avec une commutation pas tout à fait simultanée des trois phases.

La *figure 12* représente un schéma électrique faisant apparaître un tel transformateur en association avec une batterie de trois condensateurs identiques (ou presque étant donnés les tolérances de ce type de matériel).

NB : le transformateur utilisé est précisément celui de l'approche monophasée. Il sera ainsi inutile de recommencer l'identification des fonctions $L_{eq}(i)$ et des mutuelles $M_{eq}(i)$.



V : 0 à 230V C_1 à C_3 : 22uF ou 9,75uF /400V
 L_1 à L_3 : Primaire de transformateur 127/230V

Figure 12 : Circuit triphasé, phase 2 ouverte

Dans ce circuit, il est possible de débrancher la phase 2 (grâce à l'interrupteur K_2 , mais il est possible de faire ça sur n'importe quelle phase) car

ce type de configuration conduit a priori facilement au déclenchement de la ferrorésonance. En effet, il suffit parfois qu'un transformateur soit mis sous tension de façon non simultanée sur ses trois phases pour que le phénomène s'amorce.

Les expériences réalisées sont alors les suivantes, les relevés correspondants étant regroupés sur les figures 13, 14 et 15 :

❶ : Le système est triphasé équilibré, l'interrupteur K_2 est fermé, $C_1=C_2=C_3=22\mu\text{F}$, $V: 0\rightarrow 230\text{ V}$ de façon progressive (régime permanent sinusoïdal).

❷ : Le système est déséquilibré, l'interrupteur K_2 est ouvert, $C_1=C_2=C_3=22\mu\text{F}$, $V: 0\rightarrow 230\text{ V}$ de façon progressive (régime permanent sinusoïdal).

❸ : Le système est déséquilibré, l'interrupteur K_2 est ouvert, $C_1=C_2=C_3=9,75\mu\text{F}$, $V: 0\rightarrow 230\text{ V}$ de façon progressive (régime permanent sinusoïdal).

Les figures 13, 14 et 15 représentent ainsi les chronogrammes des courants $i_1(t)$, $i_2(t)$, $i_3(t)$, $i_N(t)$ et de la tension $v_{C_1}(t)$ relevés sur un oscilloscope, et ce pour plusieurs valeurs de la tension d'entrée.

➤ Observations :

Encore une fois des phénomènes de « sauts » apparaissent dans le système. Pour $V = 180\text{ V}$, les amplitudes des grandeurs augmentent sensiblement et un régime assez différent du précédent s'instaure (un fort bruit assez caractéristique permet en pratique de noter cette différence).

Mais ce qui semble le plus surprenant est la succession des régimes différents et leurs diversités en fonction des conditions du circuit et de la tension d'entrée.

En effet, simplement par l'augmentation progressive de cette tension, les courants prennent des formes et des amplitudes très changeantes, jusqu'à ce que le système semble « plonger » vers un état de ferrorésonance très intense.

Cet état est atteint sous des tensions relativement faibles dans le contexte de l'expérience ❸ : il a été choisi de baisser les valeurs des capacités C_1 à C_3 de manière à élever le terme $1/C\omega$, et ainsi dépasser le point critique pour des courants de ligne, et donc des tensions d'entrée, plus faibles (voir pour cela la figure 5). En utilisant la valeur

$9,75\mu\text{F}$, les différents régimes se succèdent de façon vraiment spectaculaires (voir figure 15). Ce qui marque aussi les esprits lors du déroulement de cette expérience est l'aspect « sonore », voire « étrange ». Il apparaît en effet des sortes de « battements » dans les oscillations pour certaines valeurs de la tension d'entrée, et les grandeurs précédentes sont alors sujettes à des variations subharmoniques audibles et remarquables.

2.2. Simulations autour du circuit triphasé

L'approche du circuit triphasé, et la volonté d'y imposer des ouvertures de phase et autres liaisons de neutre rendent l'approche de la simulation beaucoup plus délicate qu'en monophasé. En premier lieu il est important de regrouper les équations du circuit complet, sachant qu'un transformateur triphasé fait apparaître des inductances mutuelles entre chacune de ses phases.

Il est alors important de faire apparaître dans le schéma des « super blocs » (regroupements de fonctions qui apparaissent dans un bloc unique) et des paramètres faciles à modifier en pratique. Scilab Xcos permet tout cela, et notamment la déclaration préalable de variables dans la console (workspace) et leur utilisation dans les schémas blocs de Xcos.

La figure 14 représente ainsi le schéma bloc global utilisé pour la simulation du circuit triphasé, et dont les paramètres suivants sont importants à noter :

V : 0 à 230V C₁ à C₃ : 22uF ou 9,75uF /400V
 L₁ à L₃ : Primaire de transformateur 127/230V

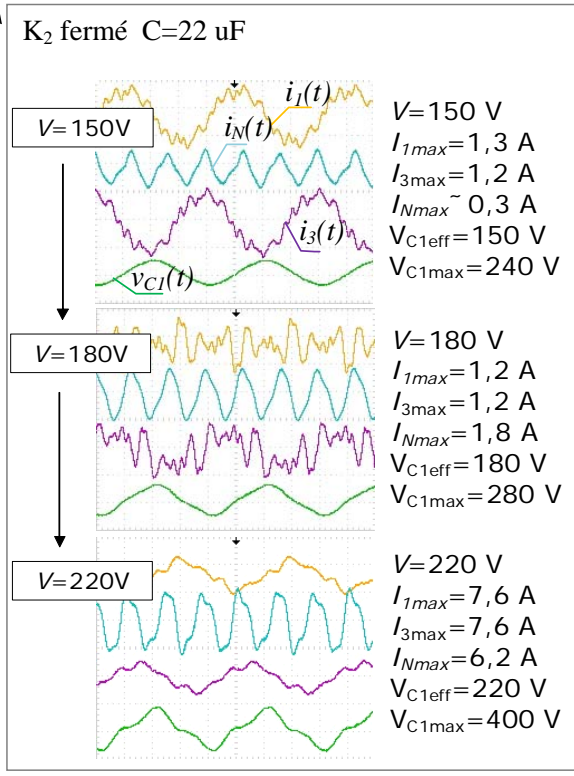
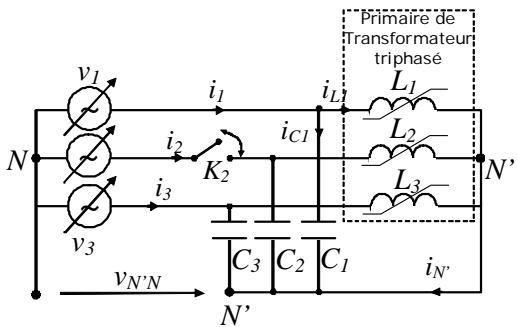


Figure 13

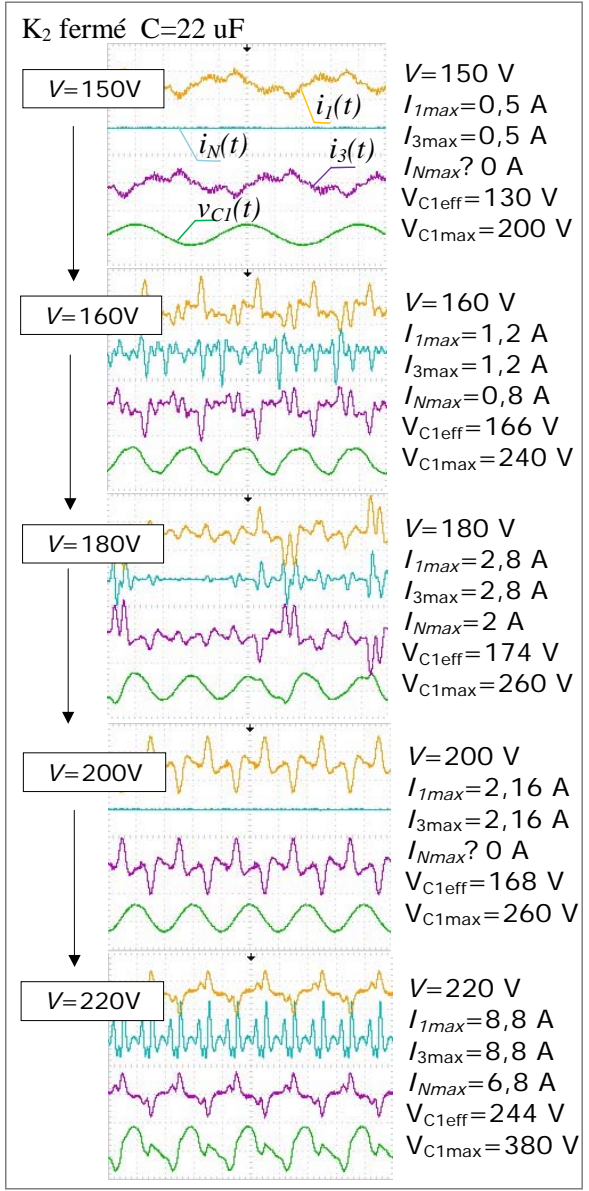


Figure 15

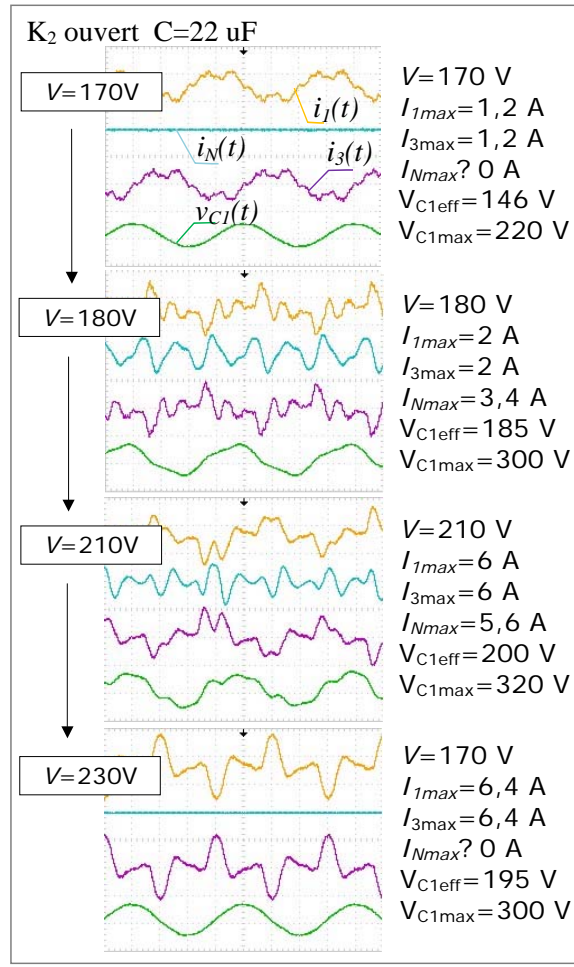


Figure 14

