



**HAL**  
open science

## Etude des pertes dans des tôles magnétiques soumises à des variations d'induction $B(t)$ de forme trapézoïdale

A. Kedous, D. Lebouc, P. Brissonneau

### ► To cite this version:

A. Kedous, D. Lebouc, P. Brissonneau. Etude des pertes dans des tôles magnétiques soumises à des variations d'induction  $B(t)$  de forme trapézoïdale. *Revue de Physique Appliquée*, 1986, 21 (4), pp.269-275. 10.1051/rphysap:01986002104026900 . jpa-00245441

**HAL Id: jpa-00245441**

**<https://hal.science/jpa-00245441>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification  
 Physics Abstracts  
 75.60E

## Etude des pertes dans des tôles magnétiques soumises à des variations d'induction $B(t)$ de forme trapézoïdale \*

A. Kedous, D. Lebouc et P. Brissonneau

Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble (UA CNRS 355), E.N.S.I.E.G., Boîte Postale n° 46,  
 38402 Saint-Martin d'Hères, France

(Reçu le 20 février 1985, révisé les 24 juillet 1985 et 7 janvier 1986, accepté le 7 janvier 1986)

**Résumé.** — Un nombre croissant de machines alimentées par convertisseurs statiques voient leurs circuits magnétiques excités, au moins partiellement, en créneaux. On s'intéresse aux pertes dans les tôles inhérentes à ces conditions particulières de fonctionnement, et pour différents types de matériaux. Pour une induction crête donnée, la valeur des pertes par cycle qu'on mesure, ne dépend, comme on pouvait s'y attendre, que de la vitesse de variation  $dB/dt$  et non pas de la fréquence utilisée. Par rapport à un fonctionnement en régime sinusoïdal à la même fréquence, l'accroissement des pertes apparaît considérable. Un modèle simple de déplacement de parois de Bloch permet d'expliquer de façon satisfaisante les caractéristiques observées.

**Abstract.** — More and more electrical machines are nowadays controlled by electronic converters, and such a solution generally commands in their magnetic path a non sinusoidally behaviour of induction with time. We measure the total losses on some kinds of magnetic sheets when they work with a trapezoidally shaped induction. For a given crest value of  $B$ , the measured losses per cycle do not depend on the frequency, but increase quickly with the rate of induction change  $dB/dt$ . In practice, the iron losses can be 2 or 3 times higher with a trapezoidally shaped behaviour than with one shaped sinusoidally. Taking into account the domain walls motion a simple model agrees satisfactorily with the observed specifications.

### 1. Introduction.

Avant l'apparition sur le marché des semi-conducteurs de puissance, toutes les machines électriques alternatives étaient alimentées sous tension sinusoïdale, par le réseau à fréquence industrielle (50 ou 60 Hz, exceptionnellement 400 Hz). Il était alors justifié d'imaginer, pour une première approche du fonctionnement des machines, un comportement linéaire des matériaux magnétiques doux.

L'introduction de plus en plus fréquente des convertisseurs statiques modifie profondément cette situation. D'une part les convertisseurs étendent largement vers les hautes fréquences le domaine de fonctionnement des machines. D'autre part ils imposent au circuit électromagnétique en régime permanent, soit une onde de tension  $V(t)$ , soit une onde de courant  $I(t)$ , dont les allures n'ont plus rien à voir avec la

sinusoïde traditionnelle. Nous nous intéressons au comportement des matériaux magnétiques doux dans ces conditions de travail particulières. Le niveau des pertes spécifiques par exemple, n'est garanti par le fabricant des tôles, que dans l'hypothèse d'une onde d'induction  $B(t)$  parfaitement sinusoïdale. Si, toutes choses égales par ailleurs, on impose pour  $B(t)$  une allure différente, on constate généralement un accroissement des pertes spécifiques que la théorie ne permet pas de déterminer *a priori*. Toute détermination du fonctionnement d'une machine en onde non sinusoïdale pose donc le problème général d'une caractérisation poussée des matériaux magnétiques prenant en compte la forme de l'onde d'induction  $B(t)$  à chaque instant, et non plus seulement l'induction crête  $\hat{B}$ , et la fréquence de travail.

Nous allons exposer maintenant pourquoi nous avons choisi de mesurer les pertes en imposant pour  $B(t)$  une allure trapézoïdale (Fig. 1). Un premier motif est d'ordre théorique. La physique du magnétisme nous enseigne en effet que l'origine principale des pertes dans les matériaux doux conducteurs qu'utilisent les constructeurs électriciens doit être attribuée

(\*) Dans cet article les auteurs développent une communication sommaire qu'ils ont présentée au congrès INTERMAG (Hambourg, 9-13 avril 1984), et qui a été publiée sous la référence : *I.E.E.E. Trans. MAG-20*, 5 (1984) 1484.

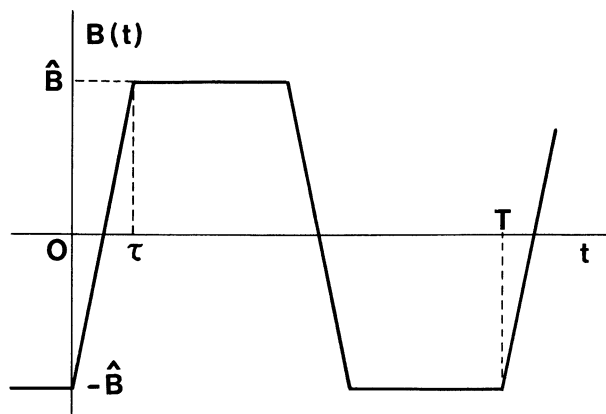


Fig. 1. — Induction dans l'échantillon en fonction du temps.  
[Induction behaviour in sample versus time.]

à la présence des micro-courants induits qui accompagnent toutes les modifications de la structure en domaines élémentaires de Weiss. Le cas le plus simple est celui d'une tôle à grains orientés, de texture parfaite, où tous les domaines préexistent en permanence, les processus d'aimantation étant alors limités aux déplacements plus ou moins rapides des parois de Bloch. Dans un tel schéma, imposer à l'échantillon une variation d'induction  $dB/dt$  constante, équivaut à imposer aux parois de Bloch une vitesse moyenne constante entre deux positions limites. Ce sont là les conditions physiques les plus simples qu'on puisse imaginer, susceptibles d'être prises en compte dans un modèle. Un second motif d'intérêt tient au fait que dans plusieurs machines de type nouveau, notamment dans la machine synchrone à aimants permanents sans pièces polaires (Fig. 2) une variation trapézoïdale de  $B(t)$  représente une excellente approximation du champ réel dans l'entrefer. Notre intérêt pour la machine à aimants nous a donc naturellement conduits à mesurer les pertes en ondes trapézoïdales de plusieurs matériaux envisageables pour la construction d'une telle machine.

Dans les paragraphes qui suivent nous détaillerons successivement les méthodes expérimentales utilisées au cours de ce travail, les résultats des mesures et leur interprétation.

## 2. Conditions expérimentales.

Les machines alimentées par convertisseur statique qui nous intéressent travaillent le plus souvent à des fréquences de l'ordre de plusieurs centaines de Hertz, soit parce qu'elles tournent plus vite que les machines conventionnelles, soit parce qu'elles comportent un plus grand nombre de paires de pôles. Nous avons convenu d'effectuer notre étude expérimentale dans le domaine s'étendant de 400 à 800 Hertz. Nous appelons  $\tau$  la durée de variation de l'induction  $B$  entre ses limites  $-\hat{B}$  et  $+\hat{B}$  (Fig. 1). Dans le cas d'une machine à aimants du type représenté figure 2,

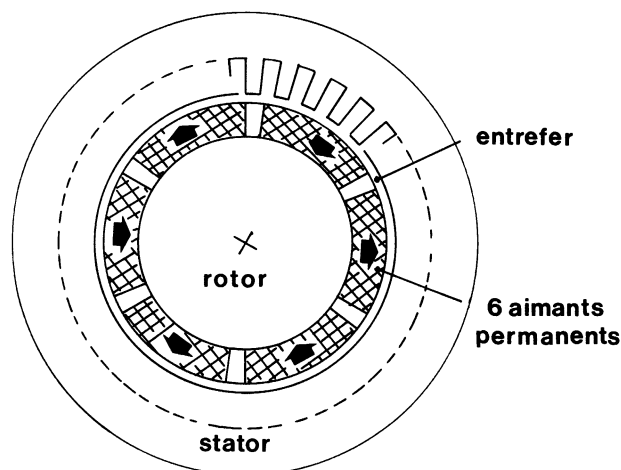


Fig. 2. — Schéma d'une machine synchrone à aimants permanents.

[A synchronous permanent magnets machine design.]

le rapport  $\tau/T$  dépend de l'arrangement géométrique des aimants et il n'apparaît pas déraisonnable d'envisager un temps de montée  $\tau$  de l'ordre de  $T/20$ . On a donc convenu de faire varier  $\tau$  entre 80 et 600  $\mu$ s.

Pour de telles conditions dynamiques. Il nous fallait disposer de tôles magnétiques suffisamment minces. La résistivité électrique des alliages doux du commerce étant voisine de  $40$  à  $50 \times 10^{-8} \Omega \cdot m$  et leur perméabilité relative de l'ordre de  $1$  à  $2 \times 10^4$ , l'épaisseur de peau qu'on calcule en comportement linéaire est voisine de  $0,1$  mm à  $400$  Hz. C'est l'épaisseur maximale des tôles qu'on peut envisager dans une étude comme la nôtre si l'on veut maintenir dans les échantillons une aimantation raisonnablement homogène.

Nous avons donc mesuré les pertes spécifiques en ondes d'induction trapézoïdales de quatre échantillons de tôles minces, d'épaisseur  $0,1$  mm, adaptées à la construction de circuits magnétiques fonctionnant à moyennes fréquences :

- un échantillon d'alliage fer-cobalt, non orienté (fer 49 %, cobalt 49 %, vanadium 2 %)
- un échantillon d'alliage fer-nickel, non orienté (fer 50 %, nickel 50 %)
- et deux échantillons d'alliages fer-silicium à grains orientés, de provenances distinctes, appelés respectivement par la suite FeSi n° 1 et FeSi n° 2 (fer 97 %, silicium 3 %).

Les compositions mentionnées ci-dessus sont des compositions pondérales.

Dans chaque cas nous avons opéré pour des valeurs d'induction crête aussi élevées que possible afin d'utiliser au mieux le potentiel de la tôle, tout en tenant compte de la limitation intrinsèque imposée par la saturation du matériau. L'échantillon FeNi pour lequel l'aimantation à saturation vaut sensiblement  $1,6$  T n'a été mesuré que pour une seule valeur

d'induction :  $\hat{B} = 1,4$  T. Les échantillons FeSi ( $J_s = 2,04$  T) et FeCo ( $J_s = 2,45$  T) ont été mesurés entre  $\hat{B} = 1,4$  T et  $\hat{B} = 1,8$  T.

Conformément à la pratique courante des mesures au cadre Epstein les tôles ont été découpées en bandes rectangulaires ( $280 \times 30$  mm<sup>2</sup>) parallèlement à la direction de laminage et ensuite recuites en atmosphère neutre ou réductrice pour effacer les contraintes de découpage. L'échantillon FeSi n° 1 comportait 48 bandes et les autres échantillons 20 bandes seulement.

On rappelle que le cadre Epstein est un circuit magnétique démontable, de forme carrée, de section rectangulaire, d'usage général pour caractériser les tôles utilisées en construction électrique [1]. Les bandes échantillons y sont empilées avec joints à double recouvrement et les quatre côtés portent chacun deux bobinages régulièrement répartis. Dans ces expériences, le cadre Epstein utilisé a été spécialement conçu et réalisé au Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble pour minimiser les erreurs de mesure systématiques qu'on peut rencontrer en opérant à moyennes fréquences du fait des capacités parasites entre les enroulements [2].

La figure 3 représente le schéma général du montage que nous avons utilisé. Le wattmètre, de marque YEW, type 2885, est un multiplicateur électronique de précision, utilisable jusqu'à 10 kHz. Le principe de cet instrument est décrit en [3]. D'après les données du fabricant, les mesures de puissance effectuées entre 20 Hz et 2 kHz sont entachées d'une incertitude maximale de  $\pm 2 \times 10^{-3}$ .

Pour obtenir une onde d'induction de forme trapézoïdale dans l'échantillon le circuit primaire du cadre Epstein, qui est de type essentiellement inductif, doit être alimenté par une tension en créneaux (Fig. 3). Pendant les paliers  $B = \text{Cte}$ , l'alimentation, qui n'est pas asservie, délivre en réalité à cause de la résistance du circuit primaire, un courant lentement décroissant (Fig. 4). Une étude de  $B(t)$  à l'oscilloscope nous a montré que l'induction s'écartait d'autant plus de sa valeur théorique que la durée du palier était plus longue. Dans les conditions les plus défavorables,

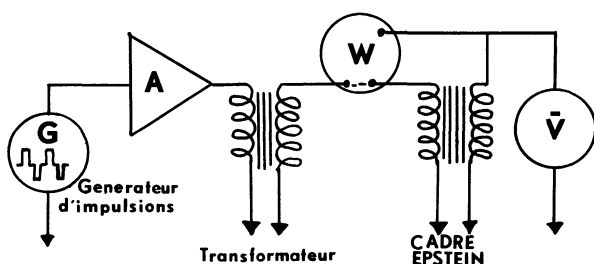


Fig. 3. — Dispositif expérimental de mesure des pertes en onde d'induction trapézoïdale.

[Principle of measuring device of losses with trapezoidally shaped induction.]

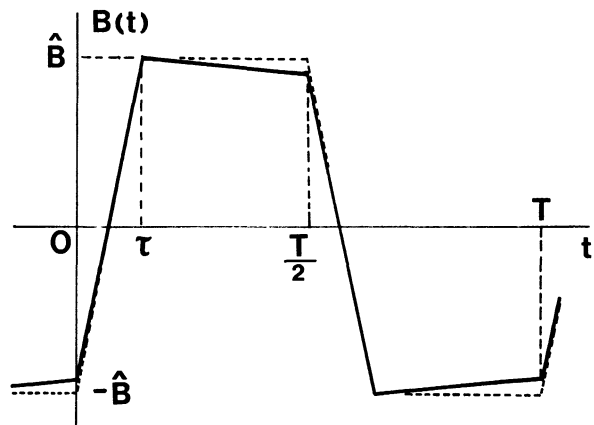


Fig. 4. — Variation en fonction du temps de l'induction dans l'échantillon. En pointillé variation idéale, en trait plein variation observée avec le montage de la figure 3.

[Induction in the sample versus time. Dashed curve : idealized behaviour, heavy curve : experimental behaviour.]

c'est-à-dire pour des paliers de 1 170  $\mu$ s, la décroissance relative de  $B$  restait inférieure à 8 %. De ce fait, les pertes mesurées sont légèrement sous-évaluées.

### 3. Résultats des mesures.

Quel que soit l'échantillon, on peut s'attendre *a priori* à obtenir des pertes spécifiques fonction des 3 paramètres de l'expérience :  $\hat{B}$ ,  $\tau$  et la fréquence de travail  $1/T$ . Mais une observation simple limite à deux seulement le nombre des variables dans cette étude expérimentale. En effet chaque palier de l'induction  $B(t)$  correspond à un moment d'immobilité pour l'ensemble des parois de Bloch qui cessent alors de dissiper de l'énergie. Les pertes par cycle sont donc normalement indépendantes de la longueur des paliers  $\hat{B} = \text{Cte}$ . Elles ne dépendent pas de la fréquence, mais seulement de  $\hat{B}$  et de  $\tau$ .

C'est bien ce que montre la figure 5 qui rapporte les mesures effectuées sur un échantillon FeSi pour  $\hat{B} = 1,6$  T. Pour tous les échantillons et toutes les valeurs de  $\hat{B}$  on a obtenu des résultats similaires. L'aire du cycle d'hystérésis dynamique étant égale aux pertes volumiques par cycle, il revient au même de dire que le cycle d'hystérésis dynamique de chaque échantillon ne dépend que de  $\hat{B}$  et de  $\tau$ . (Fig. 6a). Il suffit donc de limiter notre étude à une seule fréquence, par exemple 600 Hz.

A la fréquence de 600 Hz, les résultats obtenus sur les quatre types d'échantillons sont portés aux tableaux I et II, et sur les figures 7a et b. Pour les temps  $\tau$  les plus longs ( $\tau = 600$   $\mu$ s) on retrouve des valeurs de pertes comparables à celles qu'on mesure en régime sinusoïdal à la même fréquence, l'allure du trapèze étant alors très voisine de la sinusoïde. Pour des temps de montée  $\tau$  plus courts on observe une augmentation très sensible des pertes spécifiques. Ainsi pour  $\tau = 80$   $\mu$ s les pertes dans les échantillons de FeSi

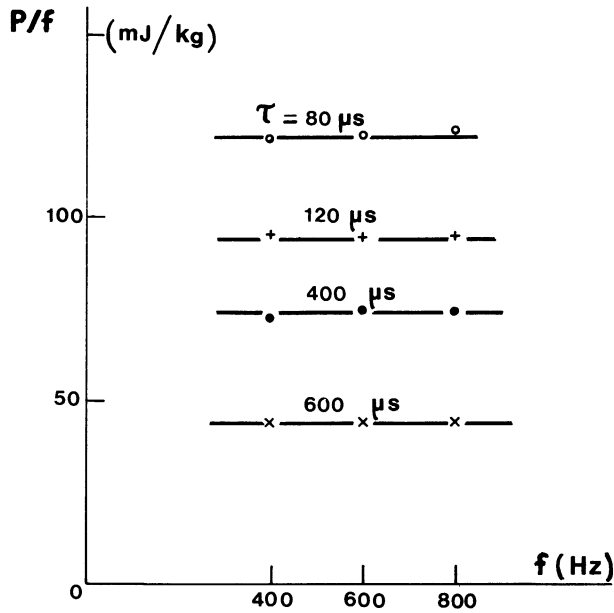


Fig. 5. — Pertes spécifiques par cycle pour l'échantillon FeSi n° 2 en fonction de la fréquence ( $\hat{B} = 1,6$  T).

[Specific losses per cycle versus frequency for the SiFe n° 2 sample ( $\hat{B} = 1.6$  T).]

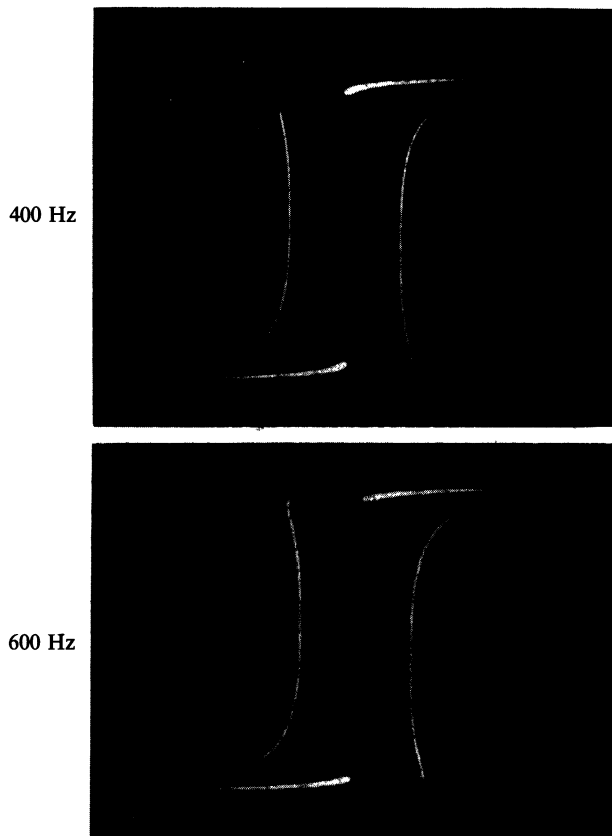


Fig. 6a. — Relevé de cycles dynamiques d'hystérésis  $B(H)$  en régime trapézoïdal ( $\hat{B} = 1,6$  T,  $\tau = 250$   $\mu$ s). Echelles : 1 carreau = 90 A/m, 1 carreau = 0,7 T.

[Dynamic hysteresis cycles with a trapezoidally shaped induction ( $\hat{B} = 1.6$  T,  $\tau = 250$   $\mu$ s). (FeSi n° 1.)]

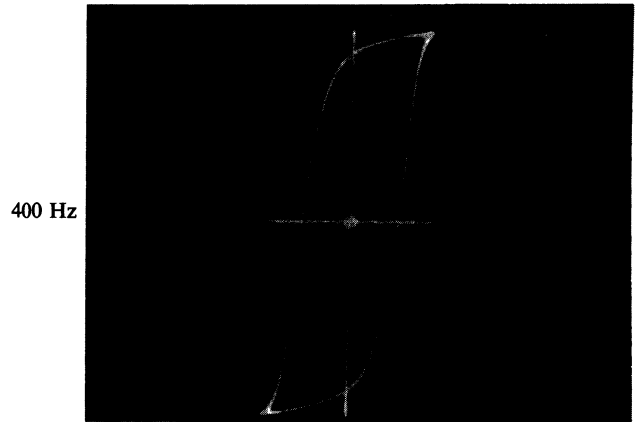


Fig. 6b. — Relevé du cycle dynamique d'hystérésis  $B(H)$  en régime sinusoïdal pour  $\hat{B} = 1,5$  T. Echelles : 1 carreau : 51 A/m, 1 carreau = 0,39 T.

[Dynamic hysteresis cycle obtained with a sinusoidally shaped induction ( $\hat{B} = 1.5$  T). (FeSi n° 1.)]

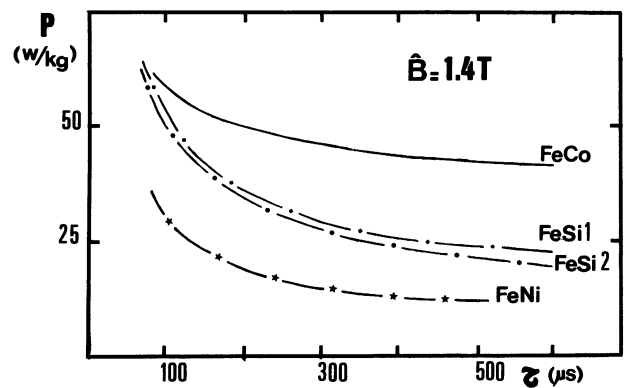


Fig. 7a. — Pertes spécifiques en fonction de  $\tau$  ( $\hat{B} = 1,4$  T).

[Specific losses versus  $\tau$  ( $\hat{B} = 1.4$  T).]

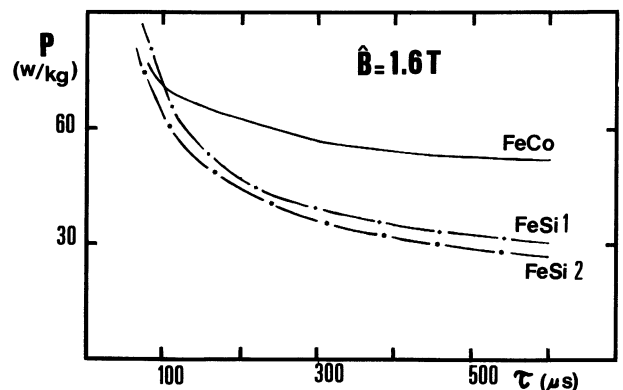


Fig. 7b. — Pertes spécifiques en fonction de  $\tau$  ( $\hat{B} = 1,6$  T).

[Specific losses versus  $\tau$  ( $\hat{B} = 1.6$  T).]

Tableau I. — Pertes spécifiques  $P$  en W/kg à 600 Hz pour  $\hat{B} = 1,4$  et 1,6 T.

$\tau(\mu\text{s})$	80		120		200		600		Sinusoïdal	
	1,4	1,6	1,4	1,6	1,4	1,6	1,4	1,6	1,4	1,6
FeSi n° 1	59	83	48	62	36	48	23	31	21	29
FeSi n° 2	57	74	46	57	34	45	20	27	19	25
FeCo	62	78	56	69	50	63	42	52	40	52
FeNi	36	—	27	—	19	—	12	—	9	—

Tableau II. — Pertes spécifiques  $P$  en W/kg à 600 Hz pour  $\hat{B} = 1,8$  T.

$\tau(\mu\text{s})$	80	120	400	Sinusoïdal
FeSi n° 2	99	76	46	41
FeCo	93	82	65	—

et FeNi sont environ trois fois plus élevées qu'en régime sinusoïdal (1,5 fois dans le cas du FeCo). La variation des pertes avec la forme de l'onde d'induction  $B(t)$ , n'est donc pas un effet du second ordre. Le paramètre  $\tau$  joue en fait un rôle de tout premier plan dans notre étude.

#### 4. Discussion.

Pour calculer les pertes dans un matériau ferromagnétique conducteur il faudrait avoir à chaque instant une connaissance détaillée de la subdivision en domaines élémentaires, et en déduire les courants induits qui en résultent à l'échelle des parois de Bloch. C'est là un problème bien trop complexe pour avoir reçu une solution générale.

Parmi les modèles simplifiés qui ont été développés, l'un des tout premiers et des plus connus est celui de Pry et Bean [4], qui considèrent une répartition régulière de domaines à  $180^\circ$ , avec des parois de Bloch rigides et parallèles, perpendiculaires à la surface du cristal. Dans les champs faibles ces parois sont supposées se déplacer sans déformation, les courants induits qui résultent de leurs déplacements étant à l'origine des pertes. La réalité est malheureusement beaucoup plus complexe, et de nombreux auteurs ont cherché à perfectionner le modèle de base. On peut citer en particulier les travaux récents de Bishop [5, 6] relatifs au FeSi à grains orientés, où il prend en compte l'inclinaison des parois de Bloch par rapport à la surface du cristal. Les calculs de Bishop, en accord avec les observations de Shilling [7] montrent que la paroi reste pratiquement plane tant que sa vitesse reste inférieure à une valeur limite qu'on pourrait situer dans notre cas autour de  $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ . Les pertes associées ne seraient pas alors sensiblement modifiées

par rapport à celles qu'on déduit d'un modèle plus sommaire du type Pry et Bean. La vitesse limite obtenue correspondrait à un déplacement maximum de  $10^{-4} \text{ m}$  en  $100 \mu\text{s}$ . Ce sont là des chiffres qui ne paraissent pas déraisonnables pour nos expériences. On négligera donc la courbure des parois.

On a montré expérimentalement par ailleurs que la vitesse de translation d'une paroi (appelons-la  $v$ ), dépend linéairement du champ magnétique local  $H$  qui lui est appliqué [8, 9].

$$v = \alpha(H - H_s) \quad (1)$$

où  $\alpha$  désigne la mobilité de la paroi considérée, et  $H_s$  son champ seuil, de même signe que  $v$ , dont la valeur a été trouvée expérimentalement voisine du champ coercitif mesuré à très basse fréquence. On notera toutefois que,  $H_s$  étant variable d'une paroi à l'autre, il y a de ce fait d'autant plus de parois qui participent aux processus d'aimantation que la vitesse moyenne des parois est plus élevée.

Imaginons que les variations d'aimantation observées relèvent d'un tel mécanisme appliqué à une paroi unique à  $180^\circ$ , de surface  $S$  par unité de volume. Il vient alors :

$$\frac{dB}{dt} = 2 J_s v S \quad (2)$$

$J_s$  désignant l'aimantation à saturation du matériau.

En combinant (1) et (2), le modèle utilisé mène à :

$$\frac{dB}{dt} = \alpha'(H - H_s) \quad (3)$$

où

$$\alpha' = 2 J_s S \alpha. \quad (4)$$

Ce résultat signifie que pour un champ  $H$  appliqué constant la contribution d'une paroi isolée à la variation dans l'échantillon  $dB/dt$  est une fonction linéaire de  $H$ . Il en va de même pour l'ensemble des parois. Donc à une valeur de  $dB/dt$  donnée, correspond un champ  $H$  constant. En d'autres termes le cycle d'hystérésis dynamique doit toujours être d'allure

rectangulaire. C'est bien ce qu'on constate effectivement (Fig. 6a). Le cycle d'hystérésis obtenu en régime trapézoïdal diffère alors nettement de celui qu'on observe en régime sinusoïdal (Fig. 6b).

Le modèle proposé reste bien trop sommaire pour rendre compte des écarts à la rectangularité du cycle, notamment l'accroissement du champ  $H$  à l'approche de  $\hat{B}$  (Fig. 6a). On peut penser que l'origine physique d'un tel phénomène, comme dans le cas d'une variation d'aimantation sinusoïdale, réside dans la disparition prématurée des parois les plus mobiles. Le fait de fixer  $dB/dt$  dans l'échantillon pourrait contribuer à maintenir sur la plus grande partie du cycle, une structure en domaines mieux définie qu'en régime sinusoïdal.

Les pertes volumiques par cycle s'écrivent :

$$W = 4 H \hat{B} \quad (\text{J} \cdot \text{m}^{-3}). \quad (5)$$

Soit compte tenu de la valeur de  $H$  exprimée en (3) :

$$\begin{aligned} W &= 4 \hat{B} (H_s + dB/\alpha' dt) \\ W &= 4 \hat{B} (H_s + 2 \hat{B}/\alpha' \tau). \end{aligned} \quad (6)$$

On s'attend donc à une croissance linéaire du rapport  $W/\hat{B}$  en fonction de  $\hat{B}/\tau$ . Les courbes rapportées sur les figures 8a et 8b indiquent les pertes spécifiques par cycles  $P/f$  en fonction de  $\hat{B}/\tau$  pour  $\hat{B} = 1,4$  et  $1,6$  T.

C'est dans le cas du FeNi que l'accord avec le modèle proposé apparaît le plus satisfaisant. Dans le cas du FeSi, et celui du FeCo, on trouve une courbure très nette. La variation de la pente  $P/f$  en fonction de  $dB/dt$  peut s'expliquer par un accroissement de la surface des parois quand  $dB/dt$  augmente. Des résultats similaires ont été mentionnés par de nombreux auteurs qui ont étudié la variation des pertes par cycle avec la fréquence en régime sinusoïdal. Nous avons mentionné précédemment plusieurs processus qui peuvent concourir à une telle modification, notamment la déformation des parois par introduction de nouveaux segments différemment inclinés intervenant aux grandes vitesses [5, 6], et le déblocage de nouvelles parois [10, 11] précédemment inactives. Le champ seuil  $H_s$  déduit de nos expériences est porté au tableau III. Il est bien de l'ordre de grandeur du champ coercitif qu'on mesure à basse fréquence.

Dans quelle mesure une analyse de Fourier peut-elle rendre compte de nos observations ? La réponse n'est pas évidente. L'origine physique des pertes résidant dans la présence de courants induits microscopiques qui accompagnent toutes les modifications de la structure en domaines, s'il existait des conditions aux limites parfaitement définies, c'est-à-dire une distribution en domaines élémentaires et des mécanismes d'aimantation indépendants de la fréquence, alors l'équation de Maxwell-Faraday étant linéaire, la densité volumique de courants induits en chaque point et à chaque instant obéirait certainement au principe de superposition. L'obtention des pertes en ondes trapézoïdales pourrait alors être envisagée à partir

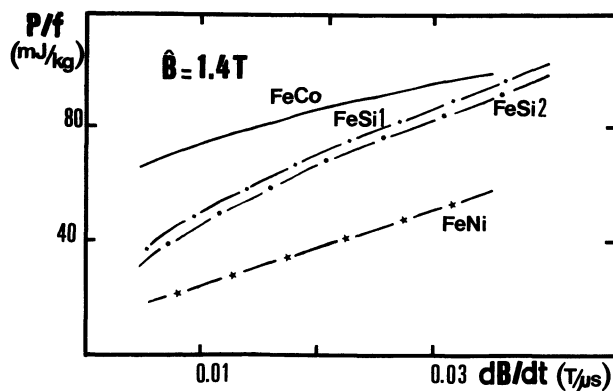


Fig. 8a. — Pertes spécifiques par cycle en fonction de  $dB/dt$  ( $\hat{B} = 1,4$  T).

[Specific losses per cycle versus  $dB/dt$  ( $\hat{B} = 1.4$  T).]

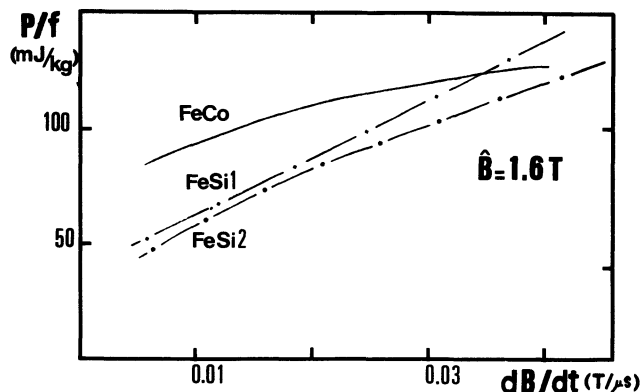


Fig. 8b. — Pertes spécifiques par cycle en fonction de  $dB/dt$  ( $\hat{B} = 1,6$  T).

[Specific losses per cycle versus  $dB/dt$  ( $\hat{B} = 1.6$  T).]

Tableau III. — Valeurs de  $H_s$  (en A/m) déduites des courbes  $P/f$  (Fig. 8a).

Matériau	FeSi n° 1	FeSi n° 2	FeCo	FeNi
$H_s$	42	31	90	18

d'une analyse de Fourier. Malheureusement, de nombreuses études expérimentales relatives aux processus d'aimantation révèlent des écarts sensibles à la linéarité. La distribution en domaines par exemple varie avec la vitesse de déplacement des parois. Si les conditions aux limites sont changeantes, alors l'application du principe de superposition n'est plus fondée. Seule une étude expérimentale appropriée, qui reste à faire, permettrait d'apprécier l'importance pratique de ces effets non linéaires.

## 5. Conclusion.

On a effectué des mesures de pertes sur plusieurs types de tôles magnétiques minces, en maintenant pour  $B(t)$  une allure trapézoïdale. Les résultats obtenus diffèrent très sensiblement des résultats obtenus avec

une forme d'onde sinusoïdale. Pour un temps de montée de l'induction de l'ordre de 100  $\mu$ s on observe des pertes 2 à 3 fois plus grandes qu'en régime sinusoïdal. La forme d'onde  $B(t)$  est donc un paramètre important dans le fonctionnement d'un circuit magnétique, et ce facteur mérite d'être pris en compte quand

on a besoin de dimensionner une machine devant être alimentée en régime non sinusoïdal.

Un modèle simple, basé sur la théorie des domaines rend compte des observations effectuées de façon satisfaisante compte tenu des approximations nécessaires.

#### Bibliographie

- [1] Norme française C 28-911.
  - [2] BRUGEL, L., BRISSONNEAU, P., KEDOUS, A., PERRIER, J. C., The Epstein frame errors at medium frequencies, *J. Magn. Magn. Mat.* **41** (1984) 230.
  - [3] TOMOTA, M., SUGIYAMA, T. and YAMGUCHI, K., An electronic multiplier for accurate power measurements, *IEEE Trans. Inst. Measurement* **IM-17**, n° 4, Dec. 1968, p. 245.
  - [4] PRY, R. H., BEAN, C. P., Calculation of the energy loss in magnetic sheet materials using a domain model, *J. Appl. Phys.* **29** (1958) 532.
  - [5] BISHOP, J. E. L., Simulation of domain wall bowing in (110) and (100) (001) oriented SiFe, *IEEE Trans. Mag.* **MAG 16** (1980) 129.
  - [6] BISHOP, J. E. L., Simulation of skew domain wall bowing in SiFe laminations with asymmetric roll orientation, *IEEE Trans. Mag.* **MAG 18** (1982) 970.
  - [7] SHILLING, J. W., Domain structures in 3 % Si-Fe single crystals with orientation near (110) | 001 |, *IEEE Trans. Magn.* **MAG 9** (1973) 351.
  - [8] WILLIAMS, H. J., SHOCKLEY, W. and KITTEL, C., Studies of the propagation velocity of the ferromagnetic domain boundary, *Phys. Rev.* **80** n° 6 (1950) 1090.
  - [9] RODBELL, D. S. and BEAN, C. P., Some properties of the coercive force in soft magnetic materials, *Phys. Rev.* **103** n° 4 (1956) 886.
  - [10] OVERSHOTT, K. J. and HILL, S., *An assessment of the origin of losses in grain-oriented 3 % silicon iron*, SMM2 Cardiff, 9-11 avril 1975.
  - [11] BERTOTTI, G., FIORILLO, F., Power losses and domain structure dynamics in 3 % Si-Fe single crystals, *I.E.E.E. Trans.* **MAG 20**, n° 5 (1984) 1475.
-