Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles

Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève

Band: 24 (1942)

Artikel: Une relation entre le troisième harmonique du courant alternatif et la courbe de magnétisme

Autor: Rossier, Claude

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-741797

3. — Appelons f et g les abscisses des points F et G sur la normale à partir de S. Puisqu'il y a involution entre ces deux points, il existe une relation bilinéaire entre f et g. Cette relation doit être satisfaite pour $f = g = 0$. Elle est donc de la forme

$$fg + a(f + g) = 0 \ .$$

Cette relation n'est autre que celle des foyers conjugués.

4. — La simplicité de cette démonstration est due au caractère tangentiel donné à la courbe considérée. De façon générale, dans les démonstrations d'optique géométrique, on considère une courbe comme un lieu de points, alors que l'usage de la tangente est indispensable pour déterminer la direction du nouveau rayon. Cette direction fait intervenir la notion d'angle elle-même dominée par une métrique riemannienne. Au contraire, la notion de courbe ponctuelle est basée sur l'idée de distance qui appartient au domaine des métriques paraboliques.

L'exemple traité plus haut montre l'avantage qu'il y a à conserver la métrique riemannienne dans un problème complexe où interviennent segments et angles.

Claude Rossier. — *Une relation entre le troisième harmonique du courant alternatif et la courbe de magnétisme.*

1. — Si l'on soumet une bobine de self-induction avec fer à une tension alternative sinusoïdale, il circule dans le fil un courant alternatif non sinusoïdal. Faisons les hypothèses simplificatrices suivantes:

a) dans le développement en série de Fourier du courant, les termes d'ordre supérieur à trois sont négligeables;

b) l'hystérésis est négligeable. Le décalage du troisième harmonique sur le fondamental est donc nul.

2. — Ce qui précède revient à poser

$$\mathcal{B} = \mathcal{B}_{\max} \cos \omega t \ ; \qquad \mathcal{H} = \mathcal{H}_1 \cos \omega t + \mathcal{H}_3 \cos 3\omega t \ .$$

Eliminant les cosinus, il vient:

$$\mathcal{H} = \left[\frac{\mathcal{H}_1 - 3\,\mathcal{H}_3}{\mathcal{B}_{\max}}\right] \mathcal{B} + \frac{4\,\mathcal{H}_3}{\mathcal{B}^3_{\max}} \mathcal{B}^3 \ .$$

Cette formule est une expression de la courbe de magnétisme: elle est de la forme

$$\mathcal{H} = p\,\mathcal{B} + q\,\mathcal{B}^3 \ .$$

3. — Posons $\mathcal{B}' = \dfrac{\mathcal{B}}{\mathcal{B}_{\max}}$. On a

$$\mathcal{H} = (\mathcal{H}_1 - 3\,\mathcal{H}_3)\,\mathcal{B}' + 4\,\mathcal{H}_3\,\mathcal{B}'^3 \ .$$

La courbe de magnétisme ne possède pas de tangente parallèle à l'axe des $\mathcal{B}'$ ou des $\mathcal{B}$, on a

$$3\,\mathcal{H}_3 < \mathcal{H}_1 \ .$$

L'amplitude de l'harmonique trois est donc limitée au tiers de celle de l'onde fondamentale.

4. — Calculons la perméabilité. Elle tend vers zéro si l'induction (donc le champ) tend vers l'infini. Or, pour un champ infini, la perméabilité est égale à l'unité. La formule trouvée n'a donc aucune valeur théorique; cela n'est pas gênant pour la pratique, car on en limite alors l'emploi à des valeurs pour lesquelles la perméabilité est grande.

5. — Sedlmayer [1] propose de représenter les deux arcs de la partie supérieure du cycle d'hystérésis par les formules suivantes:

$$\mathcal{H}_1 = \mathcal{H}_0 + m_1\,\mathcal{B} + k_1 \operatorname{sh} \frac{\mathcal{B}}{c_1} \ ,$$

$$\mathcal{H}_2 = -\,\mathcal{H}_0 + m_2\,\mathcal{B} + k_2 \operatorname{sh} \frac{\mathcal{B}}{c_2} \ .$$

Les constantes m_1 et m_2, k_1 et k_2, c_1 et c_2 sont respectivement peu différentes les unes des autres. Calculons une expression

[1] Electrotechnik und Maschinenbau 1, IX, 35.

moyenne, valable pour la courbe de magnétisme sans hystérésis:

$$\mathcal{H} = m\mathcal{B} + k \operatorname{sh} \frac{\mathcal{B}}{c} \cdot$$

Développons le sinus hyperbolique en série. En se limitant aux deux premiers termes, on trouve

$$\mathcal{H} = \left(m + \frac{k}{c}\right)\mathcal{B} + \frac{k}{c^3}\mathcal{B}^3 ,$$

expression de la même forme que ci-dessus. Notre formule peut donc être considérée comme une première approximation de celle de Sedlmayer, quoique obtenue par une voie entièrement différente. Appliquée à certains fers, cette formule est suffisante pour un calcul de première approximation; elle est insuffisante dans d'autres cas, car alors les harmoniques du courant d'ordre supérieur à trois ne sont pas négligeables.

Konrad Bleuler et **Jean Weigle.** — *Remarques sur la diffraction des rayons X par les ondes thermiques.*

Dans une série de publications récentes nous avons donné une forme nouvelle à la théorie de la diffraction des rayons X par les mouvements thermiques des atomes formant un cristal. Certaines conséquences de nos résultats, sur lesquelles nous n'avons pas insisté précédemment, nous semblent suffisamment intéressantes pour justifier la publication des remarques constituant cette note.

A. *Peut-on obtenir une réflexion des rayons X sur un plan réticulaire dont le facteur de structure est nul ?*

C'est là une question classique qui s'est posée en particulier au sujet de la réflexion sur certains plans du diamant et qui n'a pas reçu jusqu'ici de solution complète. Or nous obtenons l'expression suivante pour le facteur de structure

$$\sum_m \varphi_m (\vec{b}_h)\, e^{-2\pi i (h_1 \alpha_{1m} + h_2 \alpha_{2m} + h_3 \alpha_{3m})} \qquad (1)$$