HAL open science

Modélisation de la fissuration des toiles des roues ferroviaires soumises à un chargement de service

Rami Hamam, Sylvie Pommier, Frédéric Bumbieler

To cite this version:

Rami Hamam, Sylvie Pommier, Frédéric Bumbieler. Modélisation de la fissuration des toiles des roues ferroviaires soumises à un chargement de service. 17e Congrès Français de Mécanique, 2005, Troyes, France. hal-04276581

HAL Id: hal-04276581

https://hal.science/hal-04276581v1

Submitted on 9 Nov 2023

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.

Modélisation de la fissuration des toiles des roues ferroviaires soumises à un chargement de service

Rami HAMAM[1], Sylvie POMMIER[1], Federic BUMBIELER[2]

(1) *Laboratoire de Mécanique et Technologie (LMT)*
61 Avenue du Président Wilson
94 235 CACHAN Cedex

(2) Agence d'Essai Ferroviaire (AEF – SNCF)
21, av. du Président Allende
94407 Vitry-sur-Seine cedex

Résumé :

La maîtrise des organes de roulement des matériels ferroviaires s'appuie sur 3 aspects fondamentaux : la conception, la fabrication et la maintenance. Celle-ci doit définir les pas de surveillance à appliquer en service commercial. Actuellement ceux-ci sont définis uniquement à partir du retour d'expérience. L'objectif de la SNCF est de les déterminer à l'aide d'outils de mécanique de la rupture afin de satisfaire aux impératifs d'interopérabilité des matériels ferroviaires. L'étude présentée ici concerne la propagation des fissures de fatigue dans les toiles des roues ferroviaires. Ses dernières sont soumises à un chargement biaxial (suivant le rayon et la circonférence de la roue) et à caractère variable, d'où la nécessité d'utiliser un modèle de propagation qui prend en compte ces deux aspects. Nous développons ici le modèle incrémental de propagation utilisé ainsi que la manière de prendre en compte le paramètre de biaxialité T.

Abstract :

Three aspects are indispensable to master railway systems: design, manufacture and maintenance. Maintenance should define surveillance intervals which are defined actually by experience. The aim of the French Railway Agency (SNCF) is to use fracture mechanic in order to satisfy to European interoperability imperative of railway stock. We study here crack growth on wheel web whish is subjected to biaxial random load. An incremental crack growth model is employed for this problem, we extend it to take into account the biaxiality T-stress parameter.

Mots clefs :

Fatigue, fissuration, amplitude variable, contrainte T, émoussement plastique.

1 Modèle de propagation

La figure 1 montre le signal de chargement d'une roue mesuré en ligne pendant 50 secondes de circulation. Le train, roulant à 100 km/h, effectue une succession de circulation en courbe puis en alignement. On remarque le caractère variable du signal, même quand le train circule en alignement.

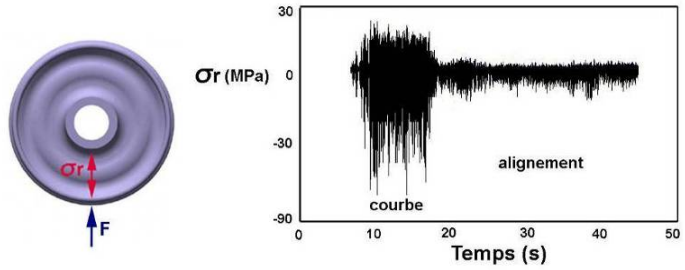


FIG. 1 – Exemple d'un chargement d'une roue

Les lois classiques de propagation de type Paris sont incapables de se prononcer devant ce type de signal. En effet ces lois prédisent la vitesse de propagation d'une fissure soumise à un chargement à amplitude monotone, or le chargement de la roue nécessite une loi permettant de prendre en compte l'aspect temporel et l'amplitude variable du signal. La loi incrémentale de propagation que nous développons dans cette étude [Pommier et Risbet [2]] permet de traiter ce type de problèmes, elle est composée de deux parties :

- Une **loi de fissuration** qui donne l'évolution de la longueur de la fissure en fonction de l'émoussement plastique ρ (qui est proportionnel au pas de strie de fatigue) :

$$\frac{da}{dt} = 0 \qquad \text{pendant la charge}$$

$$\frac{da}{dt} = -\frac{\alpha}{2}\frac{d\rho}{dt} \qquad \text{pendant la décharge}$$

Avec α un paramètre matériau proche de 1, son identification nécessite un seul essai de fissuration. Cette loi est basée sur le mécanisme de formation des stries de fatigue décrit par Laird [1] (figures 2 et 3), si on prend $\alpha = 1$ on retombe sur la loi du CTOD.

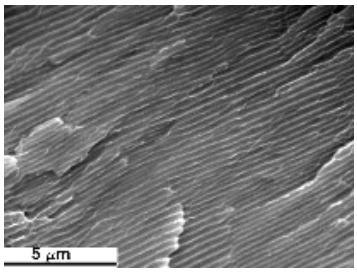


FIG. 2 – Stries de fatigue

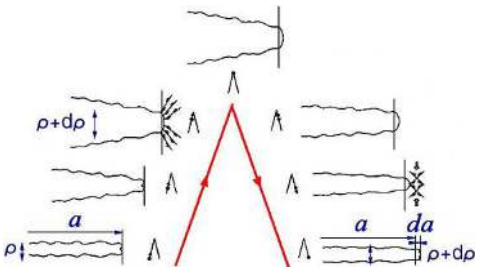


FIG. 3 – Mécanismes de formation des stries [1]

- Une **loi d'émoussement** qui donne l'évolution de l'émoussement plastique en pointe de fissure (proportionnel au pas de strie) en fonction du chargement appliqué, du matériau de la structure fissurée et de la géométrie de la fissure :

$$\frac{d\rho}{dt} = f\left(\text{chargement appliqué, matériau, géométrie fissure}\right)$$

Cette loi est obtenue par changement d'échelle par Eléments Finis, elle constitue une loi de comportement élastoplastique pour la structure fissurée. Son identification nécessite un seul essai de traction compression cyclique suivi d'un calcul par Eléments Finis d'une fissure de Griffith avec le matériau déjà identifié. Le but

est de suivre l'évolution de l'émoussement plastique pour des chargements types. L'émoussement plastique en pointe de fissure est calculé de la manière suivante (figure 4) :

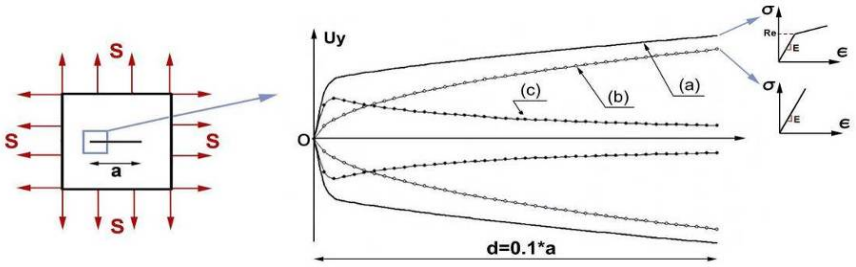


FIG. 4 – Déplacement des lèvres d'une fissure calculés par éléments finis : déplacement total (a), déplacement élastique (b), déplacement plastique (c)]

Le champ de déplacement élastique des lèvres est calculé en utilisant une loi de comportement élastique et le champ de déplacement total en utilisant une loi élastoplastique. La différence des deux déplacements élastoplastiques et élastique donne la partie permanente du déplacement des faces de la fissure. On représente donc le champ de déplacement des faces comme la somme d'un terme élastique et d'un terme permanent. L'étude des champs de déplacement par Eléments Finis a permis de retenir la forme suivante pour le champ de déplacements des faces de la fissure :

$$U_y(r,\theta=\pi) = K_I^{\sigma_\infty+\sigma_i}.U_y^{EF}.(r)_{élastique}^{K=1} + \rho \qquad (1)$$

Sur la figure 5 est tracé le déplacement total des lèvres en fonction de la distance r de la pointe pour un chargement donné. On observe que, hormis les premiers éléments à proximité de la pointe de la fissure, le déplacement total est linéaire en fonction de $U_{y_{élastique}}^{EF}$. Ceci justifie l'approximation retenue et permet de déterminer ρ à partir des Eléments Finis avec les méthodes des moindres carrées. Sur la figure 6 sont tracés les déplacements élastoplastiques des lèvres calculés par éléments finis ainsi qu'avec l'expression (1).

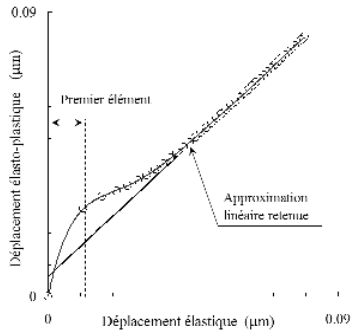


FIG. 5 – Méthode de calcul de l'émoussement plastique

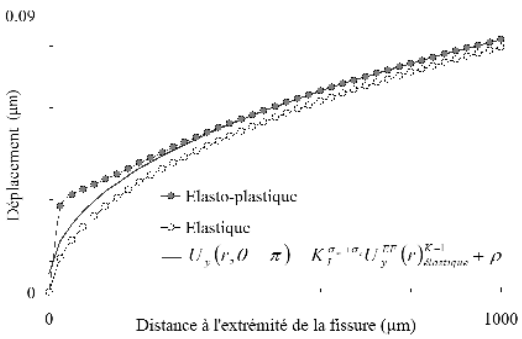


FIG. 6 – Champs de déplacement avec l'émoussement plastique calculé

Sur la figure 7 est tracée l'évolution de l'émoussement plastique en fonction du chargement équibiaxial appliqué sur l'éprouvette de Griffith. Ces courbes ont été obtenues par Eléments Finis, le gradient de contrainte derrière de la pointe de la fissure (dans la direction perpendiculaire à la propagation) est donné à plusieurs instants du chargement.

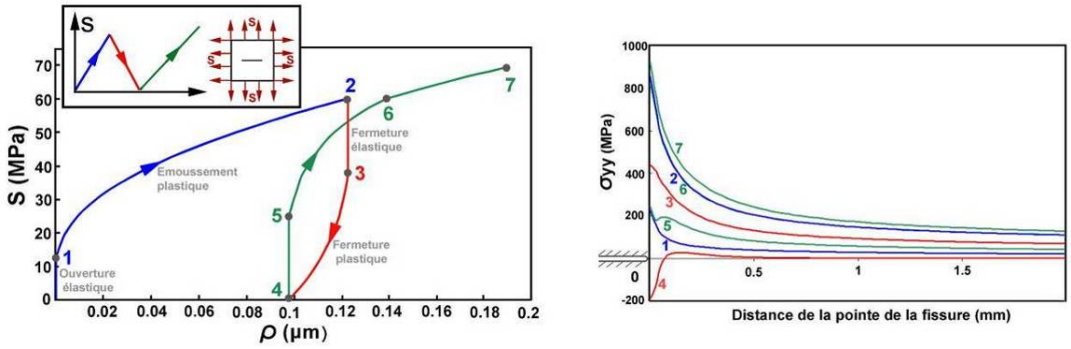


Figure 7. A gauche : évolution de l'émoussement plastique en fonction de la contrainte appliquée d'une fissure de Griffith (calcul EF). A droite : évolution du gradient de contrainte suivant r en $\theta = 0$

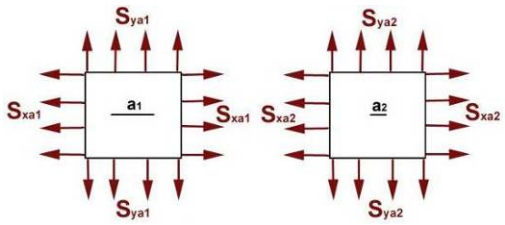
L'ouverture des lèvres est élastique au début de la charge. Au-delà d'une certaine valeur seuil S_{seuil}, la fissure commence à s'émousser plastiquement. Lors de la décharge, la fermeture se fait élastiquement en premier lieu, si la décharge continue, la fermeture plastique se produit. La loi d'émoussement décrit ces courbes par un système d'équations aux dérivées partielles. Ces équations donnent l'évolution de l'émoussement plastique en fonction de la variable thermodynamique ϕ associée. Cette variable est déduite en écrivant le bilan d'énergie, elle est égale à la moitié du taux de restitution de l'énergie potentielle (voir champs de Creager et Paris [3]) :

$$\phi = \frac{(1-\nu^2)K^2}{2E}$$

K est le facteur d'intensité des contraintes en mode I, pour une fissure de Griffith $K = S\sqrt{\pi a}$.

2 Influence de la contrainte T sur la loi d'émoussement

Les fissures dans les toiles de roue sont soumises à un champs de contrainte biaxial. D'après plusieurs auteurs, le paramètre de biaxialité $T = Sx - Sy$ a une influence non négligeable sur la propagation, d'où la nécessité de l'intégrer dans la loi. De plus, la prise en compte de ce paramètre permettra de traiter la propagation des fissures mécaniquement courtes (~2 mm). En effet si on prend deux fissures de Griffith de longueurs différentes soumises au même facteur d'intensité des contrainte K , on trouve que la contrainte T est différente si les deux fissures sont chargées en uniaxial (figure 8). Pour que le champ de contrainte en pointe d'une grande fissure a_2 soit identique à celui d'une petite a_1, le chargement appliqué doit respecter les deux relations suivantes :



$$K_{a1} = K_{a2} \text{ si } Sy_{a2} = Sy_{a1}\sqrt{\frac{a1}{a2}}$$

$$T_{a1} = T_{a2} \text{ si } Sx_{a2} = Sx_{a1} + Sy_{a1}\left(\sqrt{\frac{a1}{a2}} - 1\right)$$

Figure 8. Conditions pour avoir le même K et T pour deux fissures de longueur différente

Ci après sont tracées les courbes contraintes appliquées en fonction de l'émoussement plastique pour des fissures de différentes longueurs chargées avec le même K et T.

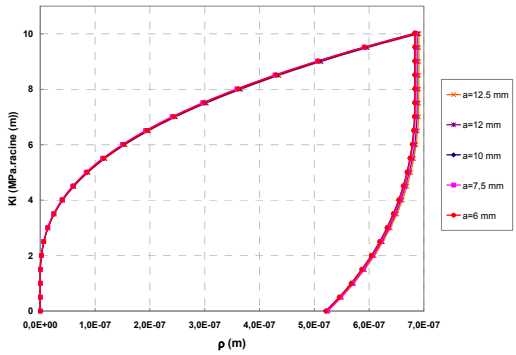


Figure 9. Boucles contraintes émoussement pour différentes longueurs de fissure

On remarque que les différentes courbes sont identiques, le principe de similitude est donc vérifié : deux fissures s'émoussent de la même manière si elles sont soumises au même champs de contraintes autour de leurs pointes et donc au même *T* et *K*. Regardons maintenant l'influence de la contrainte T sur le seuil d'émoussement plastique en pointe de fissure. Dans le diagramme K-T, on choisit plusieurs directions de chargement (figure 10), on déduit les valeurs de S_x et S_y et on trace ensuite l'évolution de S_y en fonction de ρ (figure 11). La contrainte seuil d'émoussement plastique est déduite en choisissant un critère d'émoussement ρ_{seuil} identique pour les différents cas de chargement.

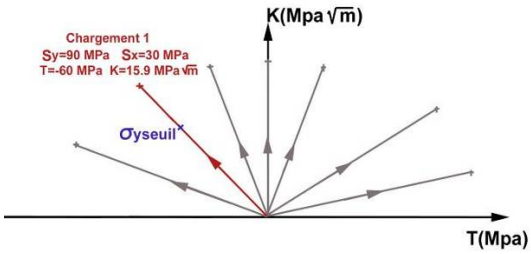


Figure 10. Exemple de chargement biaxial

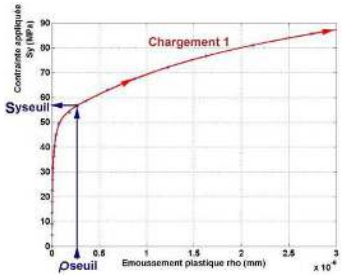


Figure 11. Evolution contrainte-émoussement plastique

La figure 12 représente l'évolution du seuil d'émoussement plastique dans le diagramme *K-T*. On remarque que ce seuil est sensible à la contrainte *T*. Pour un chargement donné, si on reste à l'intérieur de la courbe seuil, l'ouverture de la fissure reste élastique ou au moins inférieur à ρ_{seuil}. Quand le seuil est atteint, la fissure commence à s'émousser plastiquement et donc à se propager. Une expression théorique de cette surface seuil se basant sur l'énergie élastique de cisaillement au sens de Von-Mises a été trouvée.

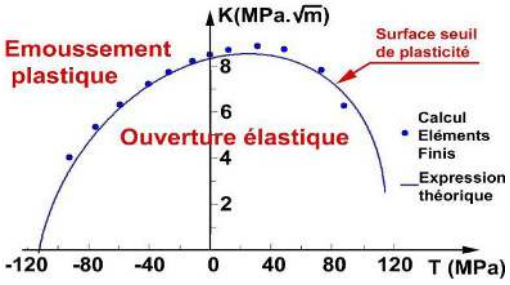


Figure 12. Seuil d'émoussement plastique dans le diagramme K-T

L'énergie élastique de cisaillement à été déduite des expressions des champs de contrainte et déformation autours de la pointe de la fissure qui dépendent du chargement appliqué (T' et K). Cette énergie à été intégrée ensuite sur une surface de rayon d par rapport à la pointe, l'allure des iso-énergies élastiques de cisaillement est donnée en figure 13.

$$U = \int_{r=0}^{r=d} \int_{-\pi}^{+\pi} \frac{1}{2} Tr\left[\sigma'.\varepsilon'\right].r.dr.d\theta$$

Avec : $\sigma' = \sigma - \frac{Tr(\sigma)}{3}.I$, $\varepsilon' = \varepsilon - \frac{Tr(\varepsilon)}{3}.I$, $\sigma(r,\theta)$ et $\varepsilon(r,\theta)$ sont déduits des fonctions de Westergard.

Cette énergie à été intégrée ensuite sur une surface de rayon d par rapport à la pointe (figure 13), l'allure des iso-énergies élastiques de cisaillement est donnée en figure 14.

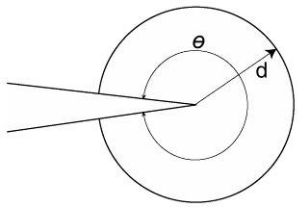


Figure 13. surface d'intégration de l'énergie

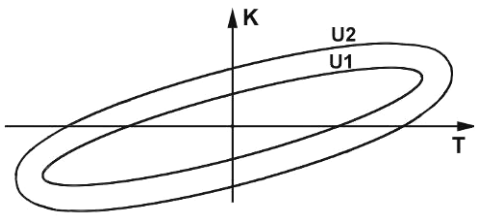


Figure 14. Iso valeurs d'énergie élastique

La taille exacte de l'ellipse est déterminée en égalisant l'énergie obtenue avec celle en traction simple avec $K = 0$, ce qui donne l'équation de la surface seuil d'émoussement plastique (ou de plasticité de la structure fissurée) :

$$\frac{T^2(\nu^2 - \nu + 1)}{\mathrm{Re}^2} + \frac{8\sqrt{2}KT(10\nu^2 - 10\nu + 1)}{15\pi^{1.5}\,\mathrm{Re}^2\sqrt{d}} + \frac{K^2(16\nu^2 - 16\nu + 7)}{8\pi d\,\mathrm{Re}^2} = 1$$

Cette équation est en bon accord avec les calculs EF (figure 12).

References

[1]Laird C, "The influence of metallurgical structure on the mechanisms of fatigue crack propagation", *In* Fatigue crack propagation, STP **415**, (1967), pp. 131-68.

[2]Pommier S et Risbet M, "Partial-derivative equations for fatigue crack growth in metal", Int Jal of Fracture. Vol 131. Num 1. Pages 79-106. 2005.

[3]Creager, M., Paris, P.C. (1967), Elastic field equations for blunt cracks with reference to stress corrosion cracking, Int. Jour. Fract. Mech., 3, 247-252.