

Étude expérimentale de la dynamique d'endommagement microscopique accompagnant la rupture dynamique du PMMA

CLAUDIA GUERRA¹, JULIEN SCHEIBERT^{1,2}, DANIEL BONAMY¹ ET DAVY DALMAS^{3,a}

¹ CEA, IRAMIS, SPCSI, Grp. Systèmes Complexes & Fracture, 91191 Gif-sur-Yvette, France

² Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes, CNRS, École Centrale Lyon, 69134 Écully Cedex, France

³ Laboratoire « Surface du Verre et Interfaces » (SVI), UMR CNRS/Saint-Gobain, 93303 Aubervilliers Cedex, France

Reçu le 25 avril 2011, accepté le 23 mai 2011

Résumé – Dans les matériaux fragiles, la mécanique linéaire élastique de la rupture (MLER) prédit une énergie de fracture constante et une vitesse de fissuration limitée par la vitesse de Rayleigh (C_R). Or un grand nombre d'expériences contredisent ces prédictions. Pour comprendre ce désaccord, nous avons développé un dispositif de rupture dynamique dans un matériau fragile modèle – le PMMA. Nous montrons l'existence d'une divergence de l'énergie de fracture à $0,2 C_R$ due à une transition fragile/quasi-fragile. Nous suggérons qu'un modèle géométrique pourra aider à mieux comprendre la dynamique de propagation et d'endommagement.

Mots clés : Rupture / endommagement / verre polymérique / matériau fragile

Abstract – **Experimental study of the dynamics of microscopic damage during fracture in PMMA.** Crack propagation is the fundamental mechanism responsible for catastrophic breakdown of brittle materials, and is usually described by the linear elastic fracture mechanics theory. However, this theoretical framework is only relevant to slow crack propagation and fails at high velocities. In particular, it accounts neither for the experimentally observed maximal crack velocities, nor for the roughness of the post-mortem fracture surfaces. In order to investigate these phenomena, we have designed an experimental setup that allows studying the fracture mechanisms in a model brittle material, namely PMMA, over a wide range of velocities at small space and time scales. This apparatus has enabled us to evidence a new critical velocity beyond which crack propagation is accompanied by microscopic damage through the nucleation and growth of microcracks ahead of the front. The analysis of the morphology of the fracture surfaces suggests that a purely geometric model could account for the conic marks observed. Applying such model to real fracture surfaces might shed light on the mechanisms of microcracking damage spreading and revisit the origin of the discrepancy between theory and experiments at large fracture velocities.

Key words: Dynamic fracture / damage / PMMA / brittle material

1 Introduction

La propagation de fissures constitue le mécanisme de base menant à la rupture d'un matériau. D'énormes progrès ont été accomplis ces dernières décennies sur la rupture dynamique des matériaux. La mécanique linéaire élastique de la rupture (MLER) fournit en particulier un cadre théorique performant qui permet de déterminer le flux d'énergie élastique dissipée en tête de fissure, et ce dans n'importe quelle géométrie [1]. Cette théorie repose sur le fait que, dans un matériau linéaire

élastique, l'énergie mécanique relâchée lors de la rupture est concentrée et dissipée entièrement, en pointe de fissures dans une petite zone appelée zone de process (ZP). En nommant Γ l'énergie de fracture, à savoir l'énergie nécessaire pour faire avancer la fissure d'un incrément de longueur et créer ainsi une unité supplémentaire de surfaces de fracture, la vitesse v de fissuration est donnée en équilibrant le flux d'énergie élastique traversant la zone de process et le taux d'énergie dissipée par unité de temps. L'équation de mouvement s'écrit alors :

$$\Gamma = \left(1 - \frac{v}{C_R}\right) \frac{K(c)^2}{E}, \quad (1)$$

^a Auteur pour correspondance :
davy.dalmas@saint-gobain.com

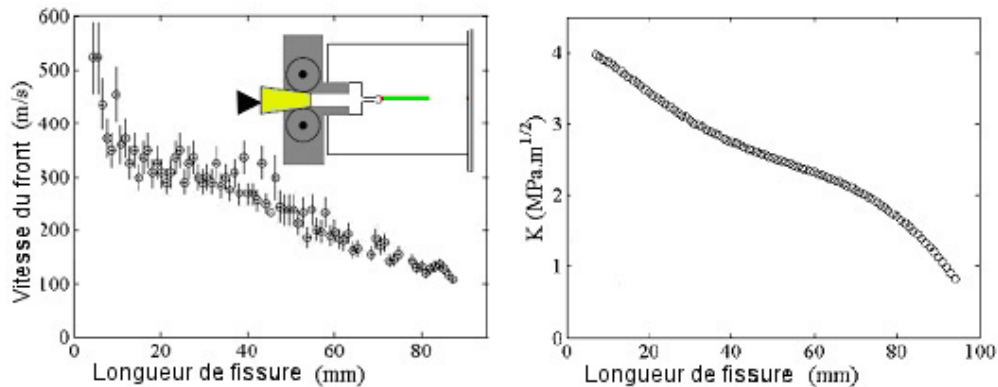


Fig. 1. D'après [7]. Gauche : profil montrant la variation de la vitesse de fissuration en fonction de la longueur de fissure. Insert : schéma du dispositif expérimental. Droite : profil montrant la variation du facteur d'intensité des contraintes en fonction de la longueur de fissure.

où C_R est la vitesse de Rayleigh (vitesse des ondes sonores le long d'une surface), E est le module de Young et $K(c)$ est le facteur d'intensité des contraintes pour une fissure immobile de longueur c . K dépend du chargement appliqué et de la géométrie de l'échantillon et caractérise entièrement le champ de contrainte au voisinage de la pointe de fissure.

Les prédictions de la MLER se comparent bien avec les observations expérimentales tant que la vitesse de fissuration est petite. En revanche, de nombreux désaccords sont observés quand la vitesse devient importante [2–4]. En particulier, contrairement à ce que prédit la MLER, (i) la vitesse limite atteinte expérimentalement dans les expériences de rupture menées sur les matériaux fragiles amorphes est bien plus petite (typiquement deux fois plus faible) que la vitesse de Rayleigh prédite par l'équation (1) et (ii) les faciès de rupture présentent des rugosités visibles à l'échelle optique lorsque la vitesse de rupture devient importante (on parle de transition entre zone « miroir », zone « grenue » et zone « déchiquetée »). La mise en évidence d'une instabilité de micro-branchement à partir d'une certaine vitesse seuil v_b (typiquement de l'ordre de $0,35 \sim 0,4 C_R$) permet d'expliquer en partie ces désaccords : au-delà de v_b , le front de fissure branche pour former plusieurs fronts [4] et sa propagation n'a plus lieu d'être décrit par l'équation (1) [5]. Cette valeur v_b est d'ailleurs généralement considérée comme la limite à partir de laquelle les expériences ne peuvent plus être décrites par la MLER et, de fait, la majeure partie des travaux récents s'est focalisée sur les régimes de fissuration à très hautes vitesses, au-delà de v_b [4–6]. Néanmoins, diverses observations restent inexplicables à basse vitesse. En particulier, même lorsque v est significativement plus petit que v_b , (i) l'énergie de fracture mesurée est souvent anormalement grande, bien plus importante que les valeurs obtenues à l'initiation de la rupture et (ii) les faciès de rupture apparaissent rugueux sur des échelles bien plus grandes que celle de la microstructure [3].

Pour comprendre l'origine de ce désaccord entre théorie et expérience, nous présentons ici des résultats expérimentaux obtenus dans le polyméthylméthacrylate (PMMA), considéré comme l'un des archétypes des

matériaux fragiles au regard de ses propriétés de rupture dynamique.

2 Dispositif expérimental

Les expériences de rupture dynamique [7] ont été menées dans des échantillons de PMMA dans une géométrie dite de « Wedge Splitting » contenant une préfissure (Fig. 1, gauche, insert). Dans cette géométrie, le facteur d'intensité des contraintes décroît avec la longueur de fissure (Fig. 1, droite).

Pour pouvoir obtenir des valeurs initiales de K élevées, et par conséquent des vitesses de fissuration initiales élevées, nous avons introduit un trou circulaire en pointe de la préfissure. En augmentant le diamètre de ce trou, on retarde la propagation de la fissure initiale, on augmente l'énergie élastique stockée dans l'échantillon avant sa rupture et, finalement, on élargit les plages de vitesse et de facteur d'intensité des contraintes balayées au cours de l'expérience. La variation temporelle de la longueur de fissure $c(t)$ est mesurée précisément (résolutions spatiales et temporelles de $40 \mu\text{m}$ et $0,1 \mu\text{s}$) au cours des expériences par une version modifiée de la méthode dite de « chute de potentiel », en suivant à l'aide d'un oscilloscope les instants successifs de rupture de lignes conductrices parallèles déposées à la surface des échantillons. La variation du facteur d'intensité des contraintes $K(c)$ est quant à elle obtenue par éléments-finis, avec le logiciel CASTEM 2007.

3 Résultats et analyses

3.1 Mesure de l'énergie de fracture

Les profils de la vitesse de fissuration v et du facteur d'intensité des contraintes K en fonction de la longueur de fissure pour une expérience typique sont présentés sur la figure 1. À partir de ces courbes et de l'équation (1), nous pouvons déduire les variations de l'énergie de fracture Γ

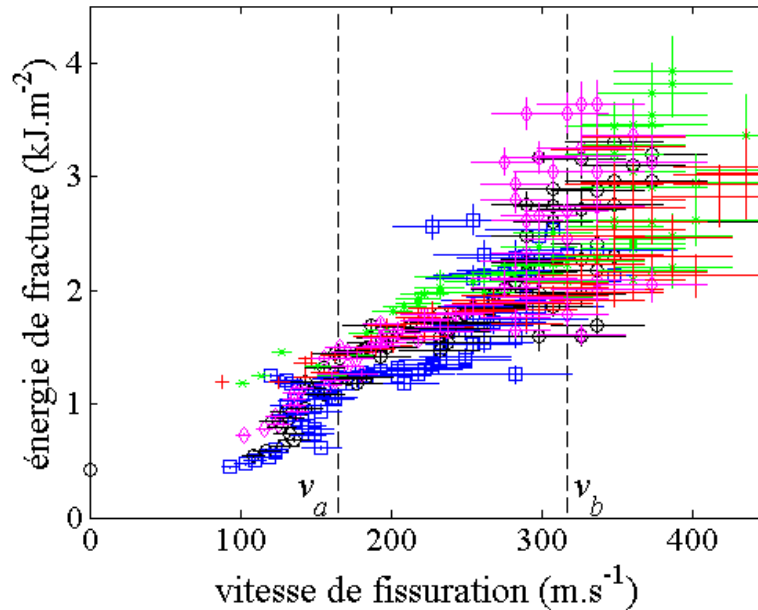


Fig. 2. D'après [7]. Énergie de fracture Γ en fonction de la vitesse de fissuration v pour cinq expériences différentes. Les couleurs correspondent à cinq tests avec cinq valeurs différentes d'énergie mécanique stockée avant rupture.

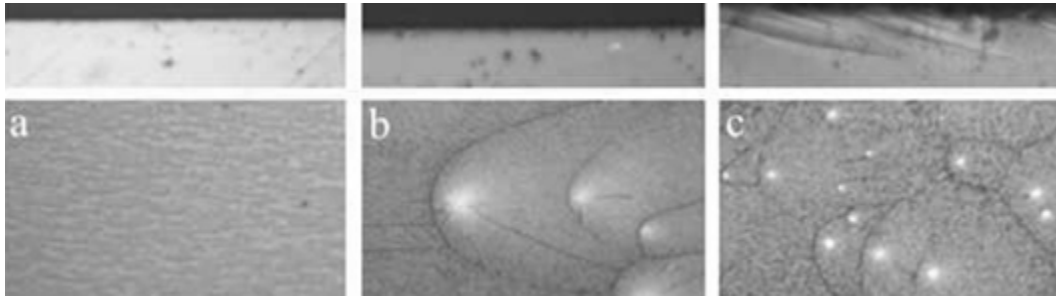


Fig. 3. D'après [7]. Images prises au travers d'un microscope (X10) pour différentes vitesses : (a) $v > v_a$, (b) $v_a < v < v_b$ et (c) $v > v_b$.

avec la vitesse v (cf. Fig. 2). Cette variation est la même dans toutes les expériences réalisées, indépendamment de la valeur U_0 de l'énergie élastique stockée avant rupture. Trois régimes peuvent être mis en évidence : pour v petit, Γ reste de l'ordre de K_c^2/E , comme attendu dans le cadre de la MLER. Puis, quand v atteint une première vitesse critique $v_a \sim 165 \text{ m.s}^{-1} \sim 0,19 C_R$, Γ augmente brusquement, jusqu'à une valeur quatre fois plus importante que K_c^2/E . Au-delà de v_a , Γ augmente lentement avec v , jusqu'à une deuxième vitesse critique $v_b \sim 350 \text{ m.s}^{-1} \sim 0,36 C_R$ et se met à diverger à nouveau au-delà. Cette deuxième vitesse critique correspond au seuil de l'instabilité de micro-branchement, très largement discutée dans la littérature [3–5]. En revanche, le premier saut de Γ à $v_a \sim 165 \text{ m.s}^{-1} \sim 0,19 C_R$ est observé pour la première fois dans notre expérience [7].

3.2 Mesures fractographiques

Pour comprendre la nature de la transition mise en évidence à $v = v_a$ sur la courbe $\Gamma(v)$, nous avons observé

les faciès de rupture. La figure 3 montre l'évolution des faciès lorsque la vitesse de fissuration augmente. Pour v plus petit que v_a , les faciès restent lisses à l'échelle optique. Mais au-delà de ce seuil, on peut noter la présence de marques coniques. Ces marques sont confinées en surfaces et ne laissent pas de traces lorsqu'on observe l'échantillon par le côté, au contraire des micro-branches qui commencent à se développer dès que v devient plus grand que v_b . Ces marques trouvent leur origine dans la nature hétérogène du matériau à l'échelle de sa microstructure et sont liées à la nucléation et à la croissance de microfissure en avant du front de fissure principal.

La figure 4 présente la variation de la densité surfacique ρ de ces marques en fonction de la vitesse de fissuration. Pour v plus petit que v_a , aucune marque n'est visible. Au-delà de v_a , ρ varie quasiment linéairement avec $(v - v_a)$. Le fait que la discontinuité sur la courbe $\Gamma(v)$ corresponde exactement à la même vitesse critique v_a à partir de laquelle les marques coniques apparaissent suggère que ces deux phénomènes sont la signature de la même transition. La nucléation, la croissance et la coalescence de microfissures en avant du front peuvent donc être identifiées

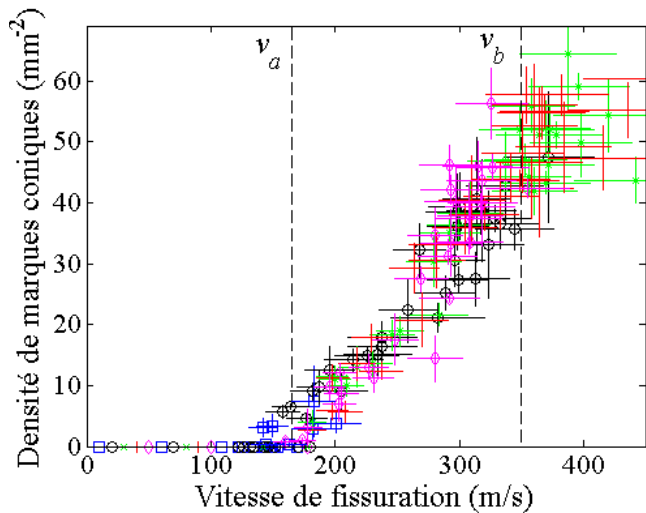


Fig. 4. Nombre de marques coniques par unité de surface en fonction de la vitesse de fissuration.

comme les nouveaux mécanismes de rupture au-delà de v_a .

3.3 Vers une reconstruction géométrique de l'endommagement ?

L'origine des marques coniques observées sur les surfaces de rupture dynamique est classiquement interprétée par un modèle géométrique simple, introduit par Smekal [8] et développé par Ravi-Chandar et Yang [9]. Chaque conique serait la trace de l'intersection des fronts de rupture correspondant à une micro-fissure mère et à la micro-fissure fille qu'elle a déclenchée. La figure 5 montre un exemple de marques coniques correspondant à trois micro-fissures en interaction. Jusqu'à présent, ce modèle a été bien étudié numériquement mais n'a jamais été appliqué sur des faciès de rupture réels. Une telle application nécessiterait une analyse d'image complexe, mais permettrait de décrire la dynamique de propagation du front et l'endommagement associé aux micro-fissures à des échelles de temps et d'espace inaccessibles aux méthodes in situ standards.

4 Conclusion

Les résultats expérimentaux présentés ci-dessus permettent de mieux comprendre comment le désordre microstructural peut intervenir et sélectionner les mécanismes de dissipation en rupture dynamique, dans

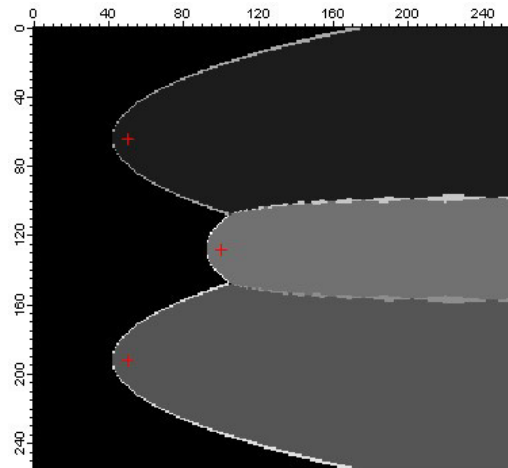


Fig. 5. Marques coniques obtenues par un modèle géométrique pour trois centres de nucléation.

une large gamme de matériaux désordonnés [3, 10]. Aux faibles vitesses, le front de fissure est unique et lisse, conformément à la MLER. Lorsque la vitesse atteint v_a , de l'endommagement se produit sous forme de microfissures nucléées à l'avant du front de rupture et qui modifient significativement l'énergie de fracture dissipée. Nous suggérons que cet endommagement pourra dans un futur proche être étudié en plus grand détail par l'analyse fine de la morphologie des faciès de rupture et par comparaison avec les résultats d'un modèle géométrique classique.

Références

- [1] L.B. Freund, *Dynamic fracture mechanics*, Cambridge University Press, New York, 1990
- [2] B. Cotterell, J.R. Rice, *Int. J. Fract.* 16 (1980) 155–169
- [3] K. Ravi-Chandar, *Dynamic Fracture*, Elsevier, Amsterdam, The Netherlands, 2004
- [4] J. Fineberg, S.P. Gross, M. Marder, H.L. Swinney, *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991) 457–460
- [5] E. Sharon, J. Fineberg, *Nature* 397 (1999) 333–335
- [6] K. Ravi-Chandar, W.G. Knauss, *Int. J. Fract.* 26 (1984) 65–80
- [7] J. Scheibert, C. Guerra, F. Célarié, D. Dalmas, D. Bonamy, *Phys. Rev. Lett.* 104 (2010) 045501
- [8] A. Smekal, *Osterreich Ingenieur Archiv* 7 (1953) 49
- [9] K. Ravi-Chandar, B. Yang, *J. Mech. Phys. Sol.* 45 (1997) 535–563
- [10] S. Prades, D. Bonamy, D. Dalmas, E. Bouchaud, C. Guillot, *Int. J. Sol. Struct.* 42 (2005) 637–645