



HAL
open science

Etude numérique des phénomènes de contact en usinage

Rachid Cheriguene

► **To cite this version:**

Rachid Cheriguene. Etude numérique des phénomènes de contact en usinage. Autre. Université Paul Verlaine - Metz, 2009. Français. NNT : 2009METZ041S . tel-01752665

HAL Id: tel-01752665

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01752665v1>

Submitted on 29 Mar 2018

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.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



UNIVERSIDAD CARLOS III DE MADRID
Escuela Politécnica Superior



UNIVERSITE PAUL VERLAINE DE METZ
Institut Supérieur de Génie Mécanique et Productique

THESE EN COTUTELLE

Pour obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE METZ ET DE L'UNIVERSITÉ CARLOS III DE MADRID

Spécialité: Mécanique et Energétique

Par

RACHID CHERIGUENE

ÉTUDE NUMÉRIQUE DES PHÉNOMÈNES DE CONTACT EN USINAGE

ESTUDIO NUMÉRICO DE LOS FENÓMENOS DE CONTACTO EN EL MECANIZADO

Soutenue à Madrid le 09 décembre 2009 devant le jury composé de:

R. Zaera	Catedrático, Université Carlos III de Madrid (ES)	Président
M. A. Naya	Titular de Universidad, Université de la Corogne (ES)	Rapporteur
C. Vallellano	Titular de Universidad, Université de Séville (ES)	Rapporteur
J. A. Canteli	Titular de Universidad, Université Carlos III de Madrid (ES)	Examineur
L. Faure	Maître de Conférences, Université Paul Verlaine de Metz (FR)	Examineur
H. Miguelez	Titular de Universidad, Université Carlos III de Madrid (ES)	Directrice
A. Molinari	Professeur, Université Paul Verlaine de Metz (FR)	Directeur
A. Rusinek	Professeur, Ecole Nationale d'Ingénieur de Metz (FR)	Codirecteur

Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux
F.R.E. C.N.R.S. 3236

Université de Metz, Ile du Saulcy, 57045 METZ Cedex01



Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux

*A mes parents,
A ma famille, et à ma future famille...*

Je souhaite remercier mes deux directeurs de thèse Henar Miguélez et Alain Molinari pour leur appui, leur encadrement et pour m'avoir permis de mener à terme ce projet de thèse doctorale en cotutelle, entre les Universités Carlos III de Madrid et Paul Verlaine de Metz, dans les meilleures conditions possibles.

Me gustaría dar las gracias a mis dos directores de tesis Henar Miguélez y Alain Molinari por su apoyo, su tutoría, y por haberme permitido llevar a cabo este proyecto de tesis doctoral en cotutela, entre las Universidades Carlos III de Madrid y Paul Verlaine de Metz, en las mejores condiciones posibles.

Je remercie également mon codirecteur de thèse Alexis Rusinek ainsi que Ramón Zaera pour m'avoir initié au travail de recherche scientifique, et pour tout le temps et l'énergie qu'ils m'ont consacré pour la réalisation de la cotutelle de thèse entre les Universités de Metz et de Madrid.

Agradezco igualmente a Alexis Rusinek y Ramón Zaera por haberme iniciado a la investigación científica, y por el tiempo y la energía que han gastado para conseguir la realización de la cotutela de tesis entre las Universidades de Metz y de Madrid.

Je tiens à remercier un à un tous les professeurs, collègues et amis qui ont contribué au succès de mon entreprise. Particulièrement Pepe Canteli et José Luis Cantero du côté espagnol, ainsi que Abdelhadi Moufki et Pascal Forquin du côté français.

Quiero agradecer todos y cada uno de los profesores, colegas y amigos que contribuyeron en el triunfo de mi proyecto. Particularmente Pepe Canteli y José Luis Cantero del lado español, tanto como Abdelhadi Moufki y Pascal Forquin del lado francés.

Por último, no quiero olvidarme de todos los amigos que hicieron que mi larga estancia en Madrid sea de lo más agradable... Un fuerte abrazo a cada uno de ellos.

RESUME DE THESE :

Table des matières:

1.	Introduction – Etat de l’art:	11
2.	Modélisation numérique de la coupe orthogonale:	22
2.1.	Méthode d’intégration :	22
2.2.	Géométrie et Conditions aux limites :	23
2.3.	Maillage :	24
2.4.	Matériaux de la pièce et de l’outil :	26
2.5.	Modélisation du contact entre la pièce et l’outil :	27
2.5.1.	Interaction mécanique :	27
2.5.2.	Interaction thermique :	27
3.	Analyse du contact thermomécanique à l’interface :	29
3.1.	Contact mécanique :	29
3.2.	Phénomène de collage à l’interface :	30
3.3.	Effet de l’augmentation de la vitesse de coupe sur les variables locales :	31
3.3.1.	Température :	31
3.3.2.	Contraintes y vitesses de glissement de la matière à l’interface :	32
3.4.	Contact thermique :	33
3.4.1.	Interaction thermique entre l’outil et le copeau :	33
3.5.	Conservation de l’énergie thermique à l’interface :	34
3.6.	Effets de la variation de la conductance thermique à l’interface :	35
3.6.1.	Températures :	35
3.6.2.	Partage de la chaleur à l’interface :	36
4.	Cinématique de la formation du copeau :	38
4.1.	Champs des vitesses :	38
4.2.	Rayon de courbure du copeau :	39
5.	Effet du contact sur les forces de coupe :	42
5.1.	A coefficient de frottement constant:	42
5.1.1.	Effet du modèle de contact de Coulomb sur les résultats macroscopiques	44
5.2.	Comparaison des résultats numériques avec les données expérimentales :	47
5.2.1.	Comportement des forces en fonction de la vitesse de coupe :	47
5.3.	Comportement des forces en fonction de la variation de l’avance :	49
6.	Conclusion générale	50

1. Introduction – Etat de l’art:

L’usinage est un procédé de fabrication complexe où se déroule un ensemble de processus qui touchent à différents champs de la mécanique et des sciences des matériaux. La complexité de ce procédé vient du fait que l’écoulement de la matière enlevée est un processus complexe qui dépend des conditions de contact mécanique mais aussi physique. Il faut ajouter à cela la prise en compte de la séparation de la matière qui a lieu au niveau de la pointe de l’outil où sont observées dans une zone très réduite des conditions extrêmes d’écoulement du matériau avec de grandes valeurs de la déformation, de la vitesse de déformation et de la température.

Si on considère, de plus, que les résultats d’un essai d’usinage dépendent du couple de matériaux formant l’outil et la pièce, la géométrie du problème (profondeur de coupe, angle de coupe, inclinaison de coupe...etc), les conditions de contact outil-coupeau ainsi que la vitesse de coupe, il en résulte pour le chercheur un véritable casse-tête en ce qui concerne la compréhension du phénomène de l’arrachement de la matière, et surtout, la possibilité de formuler une théorie sur l’usinage servant à développer un modèle capable de prédire les principaux paramètres affectant l’intégrité de l’outil durant le procédé d’usinage. C’est pour cela que les premiers travaux sur cette thématique furent surtout descriptifs, et que l’élaboration d’un modèle complet fiable reste d’actualité aujourd’hui encore.

Premières observations sur le procédé d’arrachement de matière:

Avec l’apparition des machines-outils modernes à partir de la fin du 18^{ème} siècle et les prémices de la production de masse au milieu du 19^{ème} siècle, l’optimisation de la productivité, dans notre cas la maximalisation de la durée de vie de l’outil de coupe devient un point de concurrence sensible entre les pays nouvellement industrialisés. L’étude du procédé d’usinage commença alors à être un axe de recherche important en mécanique, et il continue à l’être près de 150 ans plus tard.

Dans son livre, Childs [1] attribue les premières observations sur la formation du copeau à Tresca et à Mallock. En 1878 Tresca [2] présenta ses travaux dans lesquels il émet des propositions sur la forme de l’outil ainsi que sur la profondeur de coupe

optimale. Surtout, Tresca insista sur la nécessité d'adopter une approche purement mécanique dans l'étude du procédé d'usinage.

Quant à Mallock [3], il publia en 1881 une image dans laquelle il met en évidence que la formation du copeau est due au cisaillement de la matière dans la zone primaire. Grâce à des observations faites au moyen d'un microscope optique qui grossissait seulement 5x les objets, Mallock pose un autre principe important de l'usinage qui est que le frottement entre l'outil et le copeau est déterminant dans le processus de la formation du copeau. D'autre part, Mallock proposa dans ses travaux que le copeau avait une épaisseur qui minimisait l'énergie de frottement. Une idée très proche de celle formulée par Merchant plus de 60 ans plus tard.

Enfin, dans une publication importante présentée en 1907, Taylor [4] conclut plus de 25 ans de travaux sur l'usinage en soulignant l'importance de la partie thermique dans l'optimisation de la durée de vie de l'outil de coupe. Taylor démontre l'efficacité du choix des aciers rapides dans la composition des outils en affirmant que ces derniers présentent une meilleure résistance aux hautes températures, et qu'il était donc possible d'usiner les pièces à de plus grandes vitesses de coupe augmentant ainsi la productivité.

Modélisation analytique du procédé d'usinage :

L'un des premiers importants modèles de coupe orthogonale, et qui reste très utilisé aujourd'hui encore, est celui de Merchant (1945) [5]. Il est basé sur une analyse de l'écoulement de la matière en déformations planes d'un matériau parfaitement plastique avec, à l'interface outil/copeau, un contact glissant défini par un coefficient de frottement constant de type Coulomb, figure 1.1. Ce modèle suppose un changement brusque des vitesses intervenant au niveau du plan (AB) à l'origine de la formation du copeau, et un angle de cisaillement ϕ minimisant l'effort de coupe. La simplicité de ce modèle en a fait le modèle le plus répondu dans la littérature spécialisée. D'ailleurs, il continue à intéresser les chercheurs puisque plusieurs travaux ont été publiés récemment pour critiquer la détermination de l'angle ϕ à partir du principe de minimisation de l'énergie.

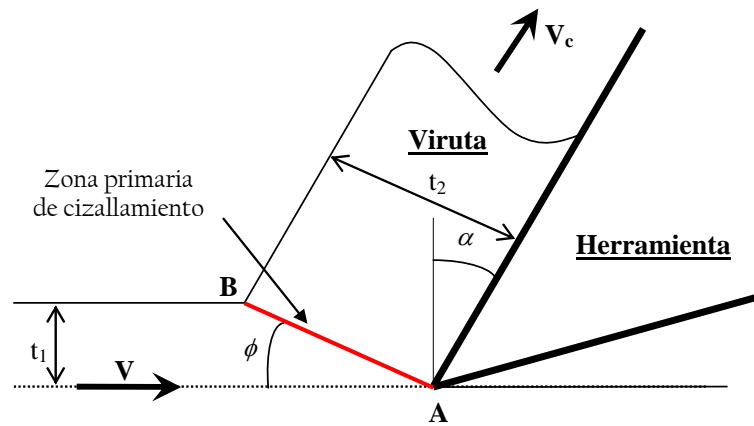


Figure 1.1: Modèle de coupe orthogonale publié par Merchant [5].

Bäker [6] a montré numériquement que, bien que le principe de minimisation de l'énergie joue un rôle important dans la formation du copeau, en particulier pour la segmentation du copeau à grandes vitesses de coupe, celui-ci ne détermine la valeur de ϕ . En posant la même question concernant l'angle de cisailment, Molinari & Moufki [7] ont été plus loin en proposant un modèle de Merchant modifié incluant un critère de stabilité supplémentaire pour la morphologie du copeau basé sur la prise en compte de la surface libre au niveau de l'arrondi du copeau, figure 1.2.

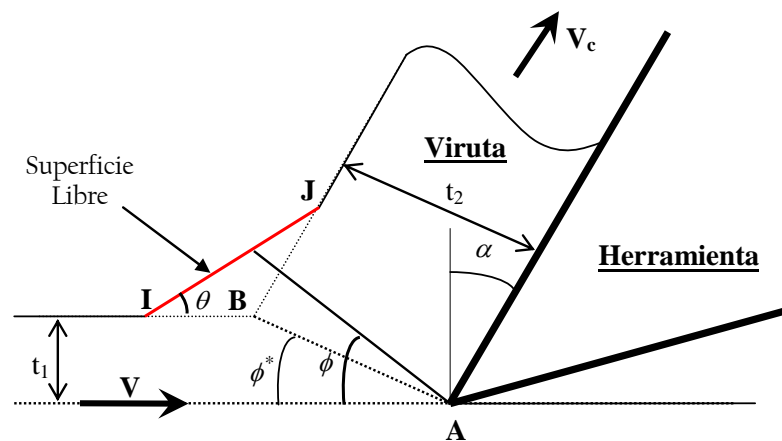


Figure 1.2: Modèle modifié de Merchant proposé par Molinari & Moufki [7].

Il existe plusieurs autres modèles de la coupe orthogonale qui ont été développés dans le but de prédire les forces de coupe et l'angle de cisailment. Les plus rencontrés sont ceux de Lee & Shaffer [8] et Oxley [9]. Contrairement au modèle de Merchant, le modèle de Lee & Shaffer, approfondi plus tard par Kudo [10] puis

Dewhurst [11], est basé non pas sur la minimisation des efforts de coupe mais sur la valeur de l'angle de frottement obtenu à l'interface outil/copeau pour calculer l'angle de cisaillement lors de l'écoulement stationnaire. Pour cela, le matériau était supposé rigide-parfaitement plastique. En reprenant le principe énergétique utilisé par Merchant, Oxley [9] a développé un modèle thermo mécanique plus approfondi que celui de Merchant car il tient compte d'un comportement thermo-visco-plastique pour le matériau, une zone de cisaillement primaire d'une certaine épaisseur et non plus infinitésimal comme dans le modèle de Merchant. En particulier, ce modèle intègre une zone secondaire de cisaillement considérant que le contact entre l'outil et le copeau est de type collant partout. Le frottement est donc représenté dans ce modèle comme cisaillement de la matière à l'intérieur du copeau le long de la zone de contact, figure 1.3.

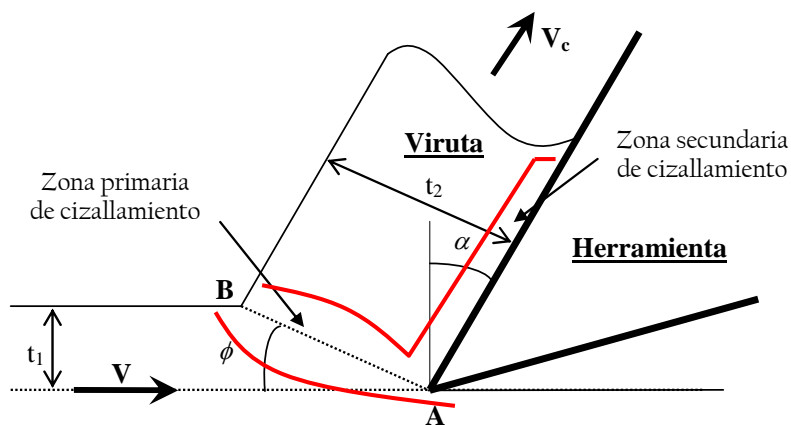


Figure 1.3: Modèle de coupe orthogonale d'Oxley [9].

L'étude du contact entre l'outil et le copeau :

Lors d'une opération d'usinage, les pressions mesurées à l'interface outil/copeau sont très hautes, typiquement de l'ordre du gigapascal. Usui & Takeyama [12] ont observé expérimentalement que le rapport des pressions n'est pas constant le long de l'interface outil/copeau car la distribution des contraintes normales et tangentielles n'est pas uniforme sur cette l'interface. Les mêmes observations par des mesures directes ont été également faites par Zorev [13] qui a formulé le modèle de distribution des contraintes suivant, figure 1.4.

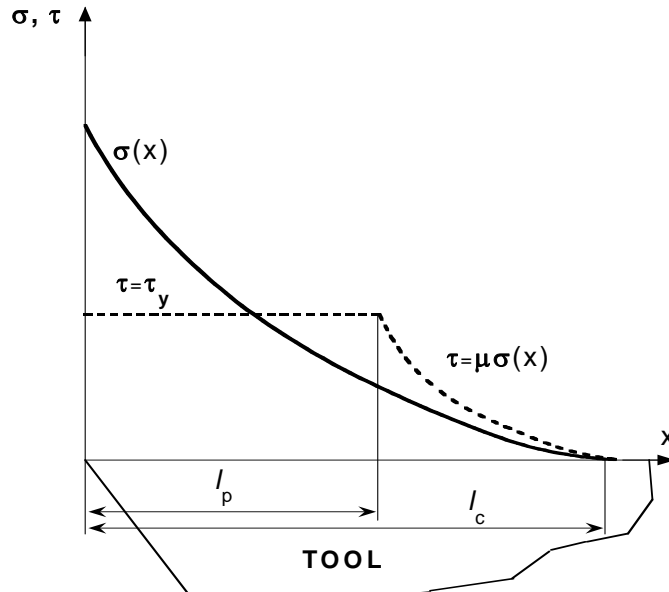


Figure 1.4: Distribution de la contrainte normale et tangentielle à l'interface selon Zorev [13].

Dans ce modèle, la contrainte normale σ_n décroît non linéairement de la pointe de l'outil jusqu'à la fin du contact suivant une loi puissance. l_p est la zone de contact collant où la valeur de la contrainte de cisaillement vaut la contrainte d'écoulement plastique en cisaillement du matériau $\tau = \tau_p$. l_c est la zone de contact glissant où, en conséquence du faible niveau de la pression normale, la contrainte de cisaillement est proportionnelle à la contrainte normale selon la relation classique du frottement de Coulomb. En utilisant une autre approche basée sur un outil coupé « split cutting tool » Childs [14] obtient une distribution de la contrainte de frottement similaire à celle publiée par Zorev. Par contre, la contrainte normale présente également un plateau avant de diminuer brutalement vers Zéro à la fin du contact, figure 1.5-a.

Lee et al. [15] ont également utilisé un dispositif expérimental de type outil coupé pour mesurer les contraintes entre l'outil et le copeau en particulier près de la pointe de l'outil. Leurs observations sont similaires à celles de Childs quant aux plateaux présentés par les contraintes normales et de frottement, par contre ils montrent que ces deux contraintes augmentent très fortement au fur et à mesure que l'on s'approche de la pointe de l'outil, figure 1.5-b.

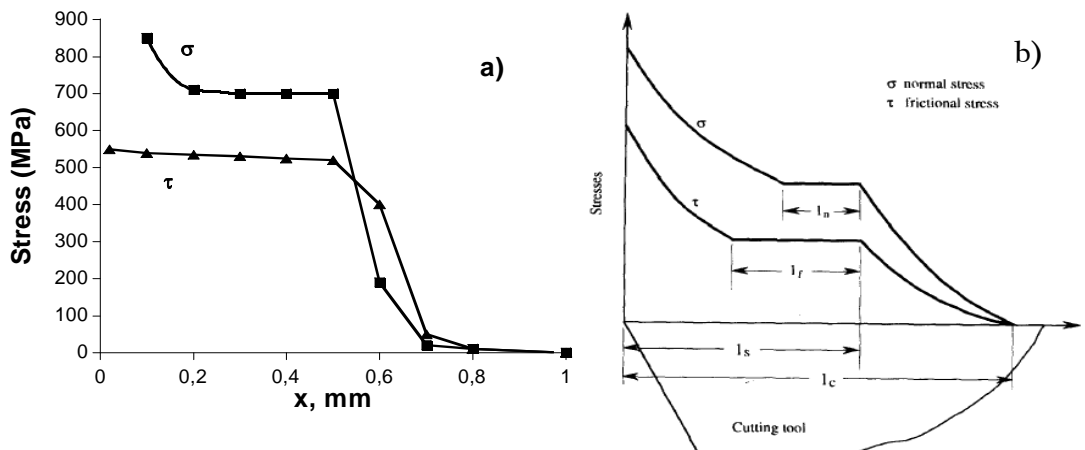


Figure 1.5: Distribución de las tensiones normales y de fricción a lo largo de la interfase viruta herramienta para un acero dulce según: a- Childs et al. [14], b- Lee et al. [15].

Modélisation numérique du procédé d'usinage :

Les premiers modèles numériques de la coupe orthogonale sont attribués à Zienkiewicz [16] et à Kakino [17] tout deux réalisés en 1971. Mais c'est Shirakashi & Usui [18] qui ont les premiers développés des modèles thermomécaniques avec une loi de comportement thermo-visco-plastique pour le matériau de la pièce, un programme itératif pour la formation du copeau et implémenté une condition de frottement entre l'outil et le copeau. Les premières études numériques effectuées en utilisant la méthode des éléments finis avec une analyse globale de la coupe orthogonale n'a été possible que grâce à l'apport des nouvelles technologies informatiques à partir des années 1980. Strenkowski & Carrol [19] ont été les pionniers dans la modélisation d'un régime de coupe non stationnaire en réalisant une simulation de la formation d'un copeau discontinu basée sur un critère de déformation plastique. Plus tard, pour palier les problèmes numériques liés aux conditions extrêmes caractéristiques des procédés d'usinage, Marusich & Ortiz [20] ont introduit dans les simulations des techniques de « adaptive mesh refinement ». Il s'agit de programmes qui gèrent le remaillage dans la zone de contact entre l'outil et le copeau et en particulier à la pointe de l'outil dans le but de mieux modéliser l'enlèvement de la matière.

Une des dernières importantes contributions à la technique de modélisation numérique de la coupe orthogonale consiste dans l'utilisation d'une formulation hybride dans la définition de la maille appelée ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) [21, 22]. Le principal avantage de cette formulation c'est qu'elle permet d'éliminer les

problèmes numériques liés la distorsion excessive des éléments étant donné les grandes déformations atteintes pendant le processus de coupe et de ne pas avoir à considérer un critère de séparation de la matière [23]. Une conséquence de l'utilisation de cette formulation est la possibilité de considérer un frottement réaliste définie à l'interface outil/copeau, condition absolument nécessaire pour la compréhension des mécanismes qui contrôlent ce processus de fabrication puisque il a été largement observé que ceux ci sont fortement liés au frottement présent à l'interface [24].

La prise en compte du frottement à l'interface outil/pièce :

La distribution des contraintes à l'interface outil copeau est un domaine des plus grands intérêts en usinage car il nous instruit sur l'état du contact à l'interface. L'existence simultanée d'un contact collant et d'un contact glissant met en évidence la discontinuité du frottement à l'interface [12-15]. Le modèle présenté par Zorev par exemple exprime deux relations pour la contrainte de frottement suivant qu'elle est située dans la partie collante ou glissante du contact, (1-1).

$$\tau_f = \tau_p \quad \text{dans la zone collante,} \quad (1-1-a)$$

$$\tau_f = \mu\sigma \quad \text{dans la zone glissante.} \quad (1-1-b)$$

En effet, le frottement est classifié sous deux types selon que la pression à l'interface entre les deux corps est relativement faible ou relativement forte [25]. Pour les relatifs faibles pressions, le rapport entre la contrainte de frottement et la contrainte normale a une valeur fixe pour un couple de matériaux donnés et ce, indépendamment de la pression appliquée, de la vitesse de glissement relative entre les deux corps, de la température, de l'état de surface des superficies en contact et de la superficie de contact apparente. Dans le cas d'un contact sous de relatifs forts pressions, la valeur du frottement mesurée pour un couple donné de matériaux dépend de plusieurs paramètres dont principalement la pression appliquée mais également la température atteinte à l'interface et la vitesse relative de glissement entre les deux corps. Shaw et al. [26] ont relié la physique du frottement pour les pressions relativement fortes à l'effet de Moore [27] où, suite à la plastification excessive de l'une des deux surfaces en contact, le rapport R entre la superficie de contact réelle et la superficie de contact apparente augmente selon une forme logarithmique pour atteindre des valeurs proches

de 1 à partir une valeur de pression déterminée. Le comportement du frottement entre deux surfaces peut alors être décrit par une loi de type exponentielle où l'on distingue trois régimes de frottement solide en fonction du niveau de la pression appliquée [26]:

REGIME I (σ faible $\Rightarrow R \ll 1$): $\tau_f = \mu\sigma$, où le frottement est constant. Le type de contact est alors un contact glissant;

REGIME II (σ transition $\Rightarrow R < 1$): Une phase de transition;

REGIME III (σ fort $\Rightarrow R = 1$): $\tau_f = \tau_p$: la contrainte de frottement vaut la contrainte d'écoulement plastique en cisaillement du matériau indépendamment de la valeur de la pression à l'interface. Le type de contact est alors un contact collant.

Shirakashi & Usui [28] ont proposé une autre relation liant la contrainte de frottement à la contrainte normale, (1-2), basée sur une nouvelle méthodologie d'analyse des résultats expérimentaux publiée en 1956 par Finnie & Shaw [29]. Ces derniers s'inspirent de la théorie de la plasticité, en particulier le cisaillement de la matière le long de l'interface, pour expliquer le comportement du frottement macroscopique et surtout de sa relation avec la superficie de contact réelle à forts et à faibles chargements.

$$\tau_f = k \left[1 - e^{-(\mu\sigma/k)} \right] \quad (1-2)$$

Où k est la contrainte d'écoulement en cisaillement du matériau dans la zone primaire.

(1-2) a été modifiée par Childs et al. [30], (1-3), pour mieux traduire la transition entre les faibles et les forts chargements en introduisant deux facteurs correctifs: Le premier, $m(T)$ est un facteur de frottement dépendant de la température qui empêche la contrainte de frottement de dépasser la contrainte d'écoulement en cisaillement du matériau dans les conditions de contact collant. Le second paramètre empirique, n , est sensé définir la transition du contact glissant au contact collant.

$$\tau_f = m(T)k \left[1 - e^{-((\mu\sigma)/(m(T)k))^n} \right]^{1/n} \quad (1-3)$$

Childs note que, considérant que le produit $m.k$ est limité par la contrainte d'écoulement en cisaillement du matériau τ_p [31], alors (1-3) aboutit à la formulation présentée dans (1-1).

Modélisation numérique du frottement dans les simulations de la coupe orthogonale :

Dans les travaux publiés traitant de la modélisation numérique de la coupe orthogonale, on distingue différentes approches parfois totalement distinctes concernant la modélisation du contact entre la pièce et l'outil.

Notons premièrement que, dans les simulations numériques, le contact peut être établi sans frottement [23, 32] dans le but avoué de simplifier l'analyse des résultats numériques obtenus, en particulier à grandes vitesses de coupe. Pour justifier ce choix Baker [32] s'est appuyé sur des observations expérimentales de Hoffmeister et al. et Gente [33] qui tendent à montrer qu'à grandes vitesses de coupe le coefficient de frottement devient très petit.

Dans les travaux numériques, le frottement est souvent implémenté via une relation de type Coulomb avec un coefficient de frottement constant [34] (modèle de Coulomb simple) c'est-à-dire obéissant uniquement à (1-1-b) en général pré implémentée dans les codes de calculs par EF. Arranzola et al. [35] viennent de publier des travaux qui montrent que, dans le cas d'un outil non pointu, de meilleures prédictions des forces de coupe sont obtenues si ce coefficient de frottement tient compte de l'effet de l'arrondi selon la décomposition des forces de coupe proposée par Albrecht [36]. Récemment, Childs [37] s'est aussi intéressé au coefficient de frottement de Coulomb en proposant qu'il soit dépendant de la vitesse de déformation plastique.

Suivant le modèle de distribution des forces à l'interface proposé par Zorev et vérifié dans de très nombreux travaux expérimentaux, le modèle de Coulomb simple fut implémenté avec une condition considérant la limitation de la contrainte de frottement à une valeur maximale (modèle de Coulomb modifié). Dans ce cas, la

contrainte de frottement a été généralement limitée par la contrainte d'écoulement en cisaillement du matériau [37, 38] ou, plus rarement, par la contrainte de rupture en cisaillement du matériau [39]. Dans une récente publication [40], Childs s'interroge sur le choix de la valeur de cette contrainte de frottement et sur son influence sur les résultats numériques.

Une autre manière couramment rencontrée pour l'implémentation du frottement dans les simulations numériques tend à considérer le contact tangentiel entre la pièce et l'outil comme une condition aux limites définie en entrée en fixant une contrainte de cisaillement constante le long de la longueur de contact du type collant. Ce modèle est pré implémenté dans les codes de calcul ADVANTEDGE et DEFORM où, par défaut, la longueur de contact est fixée à deux fois la profondeur de coupe modélisée. Dans ce type de modèle deux tendances sont courantes : La première se base sur le modèle de coupe orthogonale d'Oxley et considère que la totalité du contact est de type collant [41] (constant shear model); la seconde s'inspire du modèle de distribution des contraintes de Zorev en pré-définissant une zone de contact de type collant où est appliquée une contrainte de cisaillement souvent obtenue à partir de résultats expérimentaux, et une zone de contact de type glissant où le modèle de frottement de Coulomb simple est appliqué [42] (Sticking & Sliding model).

Des études portant sur la comparaison des modèles de frottement ont été publiés ces dernières années en utilisant les modèles classiques pré-implémentés dans les codes de calculs par EF les plus utilisés pour la simulation de la coupe orthogonale [43, 44, 45]. En se basant sur une analyse des résultats numériques obtenus pour les forces de coupe et l'épaisseur du copeau que l'on peut comparer avec des résultats expérimentaux, tous ces travaux montrent d'une part que le choix du modèle de frottement influe fortement sur les résultats numériques mais surtout ces travaux montrent qu'un même modèle de frottement n'influence pas de la même manière les résultats numériques suivant que l'on utilise un code de calcul ou un autre. Cela pousse à nous poser des questions sur l'implémentation des modèles de contact, en particulier le frottement, dans les codes commerciaux et sur leur utilisation dans le domaine de la recherche scientifique.

Objectifs de la thèse :

Dans ce travail de thèse doctorale, on propose de développer un modèle numérique de coupe orthogonale. Avec ce modèle numérique, on réalisera une étude paramétrique exhaustive, où l'on quantifiera et l'on analysera, dans un grand intervalle de vitesses de coupe, les effets du modèle de Coulomb sur le type de contact obtenu à l'interface. Concrètement, dans une première étape, on étudiera comment l'augmentation des niveaux des coefficients de frottement constants affecte les variables locales le long de l'interface, dans les deux aspects mécanique et thermique.

Ces effets thermomécaniques seront mis en relation tant avec le type de contact obtenu (collant ou glissant), comme avec la cinématique de la formation du copeau qui lui correspond. Finalement, on analysera et on confrontera les résultats numériques obtenus, à différents coefficients de frottement constants, avec des résultats expérimentaux. On analysera tant les points forts comme les points faibles de la modélisation du contact avec un coefficient de frottement constante. Et, finalement, on implémentera deux coefficients de frottement variables, en fonction de la vitesse relative de glissement du matériau à l'interface, pour améliorer les prévisions numériques du modèle de coupe orthogonale.

2. Modélisation numérique de la coupe orthogonale:

Ce travail de thèse doctorale est centré sur les aspects thermomécaniques de la formation du copeau. Pour simplifier la problématique, nous nous sommes placés dans la configuration la plus simple : la coupe orthogonale. L'angle de coupe λ donné dans la figure 2.1 est alors nul. Dans ce cas particulier, la vitesse de coupe est perpendiculaire au fil de coupe. En outre, en considérant que la largeur de coupe est très supérieure à l'avance, il est raisonnable de considérer le problème sous l'hypothèse de déformations planes.

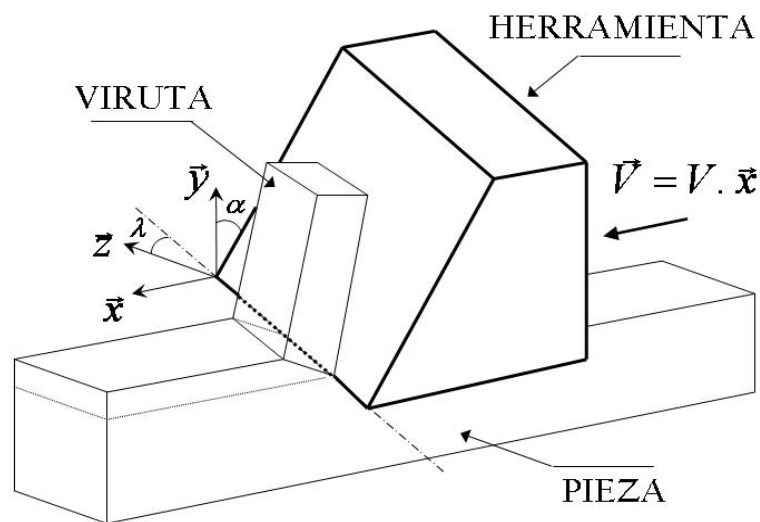


Figure 2.1: Schéma du model général de coupe orthogonale (coupe oblique).

2.1. Méthode d'intégration :

Dans ce travail on a utilisé le schéma d'intégration explicite qui se base sur une analyse dynamique du problème, où les variables d'état, à chaque incrément de temps, sont reliées de manière explicite (directe) avec les solutions de l'incrément de temps précédent. De cette manière, en définissant les conditions initiales adéquates, on inhibe les problèmes de convergence des calculs numériques, en particulier à de hautes vitesses de coupe, ou quand on implémentera un frottement significatif à l'interface.

2.2. Géométrie et Conditions aux limites :

On a développé dans Abaqus/Explicit un modèle de coupe orthogonale en 2D avec la géométrie illustrée dans la figure 2.2 et dans la table 2.1.

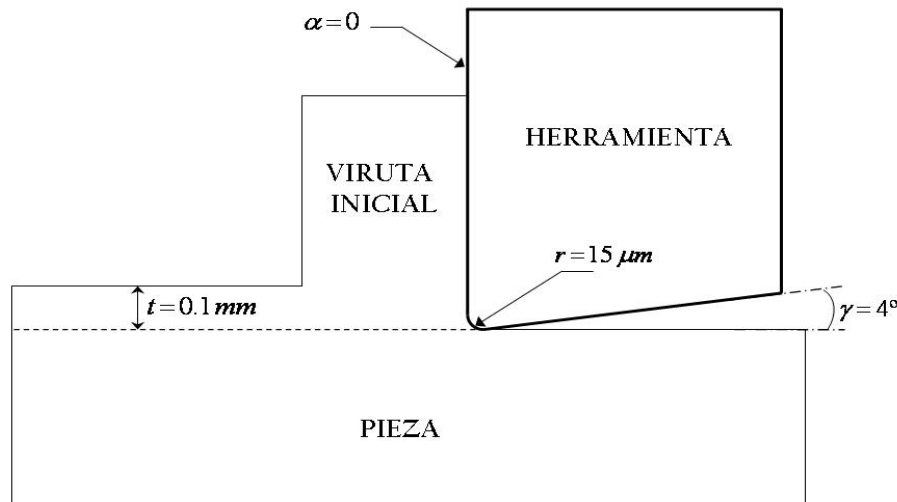


Figure 2.2: Schéma de la coupe orthogonale modélisée dans les simulations.

Avance : t_1 (mm)	Rayon du fil de coupe : r (mm)	Angle face de coupe : α (deg)	Angle de dépouille : γ (deg)
0.1	0.015	0	4

Table 2.1: Donnés sur la géométrie du modèle de coupe orthogonale.

Quant à l'outil, à priori, sa taille n'est pas une donnée significative pour résoudre la partie mécanique du problème. Toutefois, on utilise un outil de grandes dimensions comparé avec la géométrie de la pièce et du copeau, prenant en compte des considérations thermiques expliquées plus tard.

Le modèle a été développé sous la formulation ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian), figure 2.3. Concrètement, on a défini pour la pièce plusieurs surfaces de type eulérien, où on suppose qu'un flux de matière traverse la surface perpendiculairement avec une vitesse prédéfinie ou non. Les autres surfaces sont de type lagrangien glissant où le matériau de la pièce coule tangentiellment à ces surfaces, et peut les déformer perpendiculairement (similaire à l'action d'un fluide dans une tuyauterie). L'outil a été modélisé sous la configuration lagrangienne classique.

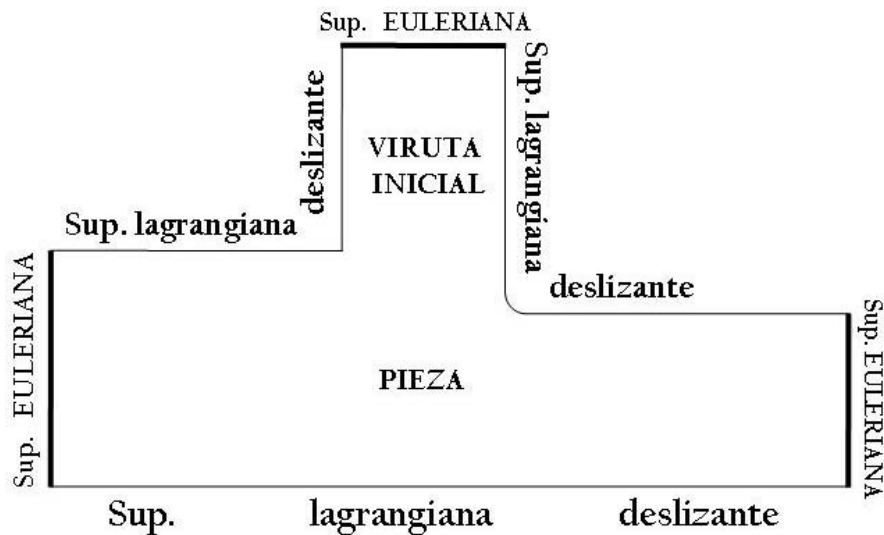


Figure 2.3: Définition des surfaces lagrangiennes et eulériennes sous la formulation ALE.

Les conditions aux limites thermomécaniques sont illustrées schématiquement dans la figure 2.4.

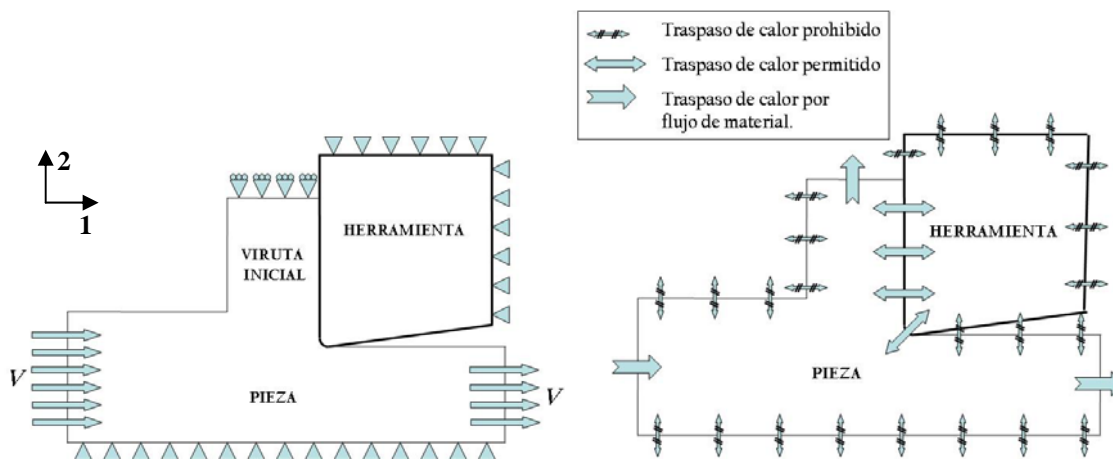


Figure 2.4: Les conditions aux limites thermomécaniques du modèle de coupe orthogonale.

2.3. Maillage :

Dans ce travail, la taille caractéristique des plus petits éléments utilisés pour la discretización des zones primaires et secondaires de cisaillement, a été obtenue de telle sorte que la zone primaire de déformation puisse contenir quelque dix éléments dans son épaisseur. L'objectif étant d'obtenir une bonne résolution, dans l'étude, de cette zone caractérisée par de forts gradients, principalement concernant les vitesses de déformation. On a observé dans des simulations préalables que l'épaisseur de la zone primaire de déformation varie peu, dans un grand intervalle de vitesses de coupe,

mesurant autour de 50 microns d'épaisseur. Ainsi, on a pu définir un premier modèle de coupe orthogonale avec une taille moyenne d'élément de 4 microns de côté dans les zones d'intérêt.

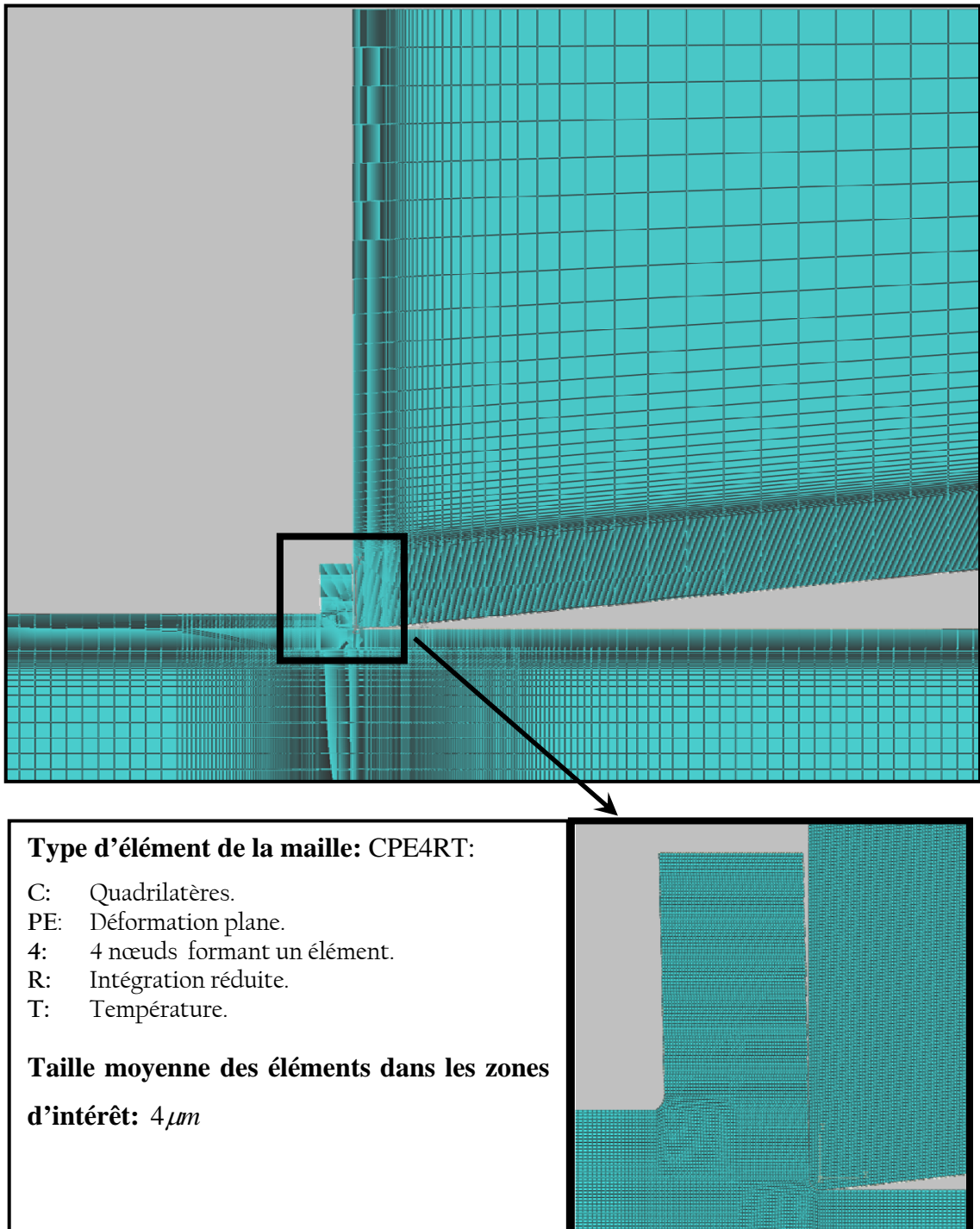


Figure 2.5: Illustration de la maille appliquée au modèle de coupe orthogonale.

2.4. Matériaux de la pièce et de l'outil :

L'outil a été modélisé comment un solide élastique de rigidité élevée. Ses propriétés mécaniques et thermiques, typiques d'un carbure, sont données ci-après :

Propriétés mécaniques			Propriétés thermiques	
Mod. de Young E (MPa)	Coef. de Poisson ν (.)	Densité ρ (Kg/m ³)	Chaleur spécifique. c_p (m ² /s ² /°K)	Conductivité k (W/m/°K)
1 e ⁺⁰⁶	0.3	12700	234	33.5

Table 2.2: Constantes du matériau de l'outil dans le modèle de coupe orthogonale.

La pièce à usiner est formée d'un acier AFNOR 42CD4, de propriétés semblables à un AISI 4140, avec faible teneur en carbone, et avec les propriétés thermomécaniques suivante:

Propriétés mécaniques			Propriétés thermiques	
Mod. de Young E (MPa)	Coef. de Poisson ν (.)	Mod. de Young E (MPa)	Coef. de Poisson ν (.)	Mod. de Young E (MPa)
2.02 e ⁺⁰⁵	0.29	7800	500	54

Table 2.3: Constantes du matériau de la pièce dans le modèle de coupe orthogonale.

Le comportement de ce matériau a été caractérisé par Molinari et al. [46] pour l'équation constitutive de Johnson-Cook (2-1).

$$\sigma(\varepsilon_p; \dot{\varepsilon}_p; T) = [A + B(\varepsilon_p)^n] \cdot \left[1 + C \cdot \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right] \cdot \left[1 - \left(\frac{T - T_0}{T_f - T_0} \right)^m \right] \quad (2-1)$$

A (MPa)	B (MPa)	C	n	$\dot{\varepsilon}_0$ (s ⁻¹)	m
612	436	0.008	0.15	5.77 e ⁻⁰⁴	1.46

Table 2.4: Paramètres de l'acier 42CD4 identifiés pour la loi de Johnson-Cook, selon [46].

2.5. Modélisation du contact entre la pièce et l'outil :

2.5.1. Interaction mécanique :

Le modèle de frottement de Coulomb (2-2), utilisé dans ce travail, définit la contrainte de frottement à l'interface comme une fonction linéaire de la contrainte normale avec la relation suivante :

$$\tau(x) = \mu \cdot \sigma(x), \quad (2-2)$$

où τ est la contrainte de frottement et σ la contrainte normale à la position x à l'interface.

L'algorithme de contact type « Penalty » disponible dans Abaqus/Explicit a été implémenté entre la pièce et l'outil. Les autres spécifications du modèle de contact utilisé sont présentées dans le tableau 2.6 :

	Type de contact		Type de surface	Loi de contact
Outil	Contact Pair	Master	Eléments	La pression est une fonction exponentielle de l'interpénétration
Pièce		Slave	Eléments	

Table 2.6: Propriétés de l'interaction mécanique implémentée dans le modèle numérique.

2.5.2. Interaction thermique :

Conductance thermique entre les surfaces en contact :

Une étude paramétrique préliminaire du paramètre de la conductance thermique à l'interface montre une faible influence de celle-ci sur les résultats numériques macroscopiques. Sauf dans le chapitre 3, la valeur de ce paramètre dans le modèle est considérée $\kappa = 2000 \text{ W/m}^2/\text{K}$. Toutefois, la variation de la valeur de la conductance thermique à l'interface résulte être une donnée clef pour l'étude du partage de la chaleur de frottement entre outil et copeau.

Génération de chaleur due au frottement :

Dans cette partie, il s'agit de modéliser la dissipation sous forme de chaleur de l'énergie de frottement, et sa répartition entre les deux surfaces en contact. Numériquement, quand deux surfaces seront en contact, la dérivée de l'énergie de frottement dissipée est définie par la relation (2-3) :

$$Q = f \cdot \tau \cdot V \quad (2-3)$$

où τ est la contrainte tangentielle entre les deux surfaces, et V est la vitesse relative de glissement d'une surface sur l'autre. La fraction de cette énergie de frottement qui se transforme en chaleur est définie à travers le paramètre f . Dans notre modèle, on a considéré que la totalité de l'énergie de frottement se dissipe sous forme de chaleur, on a alors implémenté la valeur $f = 1$.

Le partage de la chaleur due au frottement entre l'outil et le copeau se fait de manière équilibrée entre les deux surfaces.

3. Analyse du contact thermomécanique à l'interface :

Dans ce qui suit, on propose d'expliquer la relation entre le modèle de contact implémenté et les résultats numériques obtenus. Dans ce chapitre, l'analyse visera à expliciter l'influence du modèle de frottement sur les variables locales le long de l'interface outil/copeau. On analysera séparément les interactions mécanique et thermique, et on explicitera les relations entre les comportements des variables locales à l'interface, et le type de contact (collant ou glissant) qui est obtenu.

3.1. Contact mécanique :

La figure 3.1 présente une comparaison de la distribution, le long de l'interface outil/copeau, des contraintes normales et de frottement obtenues par calcul numérique, avec deux exemples expérimentaux de la littérature, illustrant la distribution de ces mêmes contraintes pour d'autres types d'aciers. Qualitativement, la comparaison entre les données expérimentales et les résultats numériques obtenus avec le modèle, présente de grandes similitudes : on peut vérifier que les deux courbes numériques ont une forme de plateau le long de l'interface, tout comme pour les observations expérimentales. De même, la partie de la contrainte normale située sur le fil de coupe est très semblable à celle qui a été observée expérimentalement. Finalement, la chute des contraintes dans la zone finale du contact est proche dans les résultats numériques et expérimentaux, particulièrement dans le cas publié par Childs et al [24].

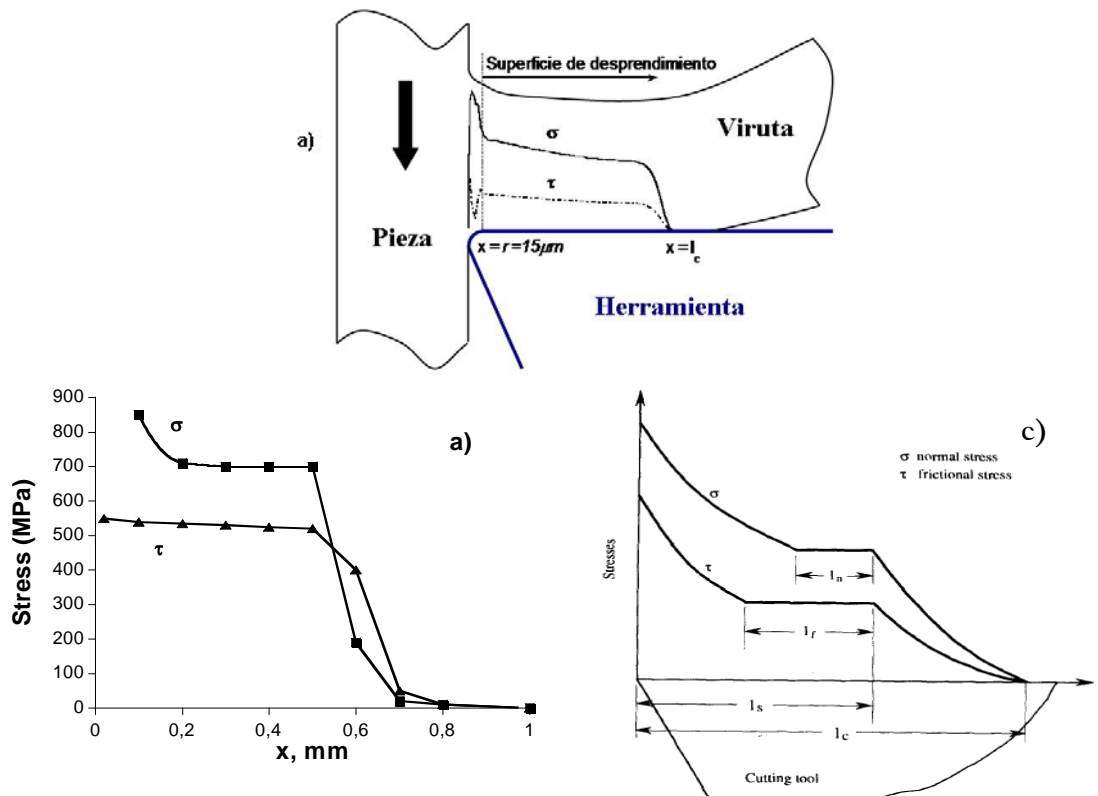


Figure 3.1: Distribution des contraintes normales et de frottement obtenues numériquement pour l'acier 42CD4 (a) ($V = 8\ \text{m/s}$, $\mu = 0.4$), et expérimentalement pour d'autres aciers par: (b) Childs et al. [24] et (c) Lee et al. [25].

3.2. Phénomène de collage à l'interface :

Dans le calcul numérique avec $\mu=0.8$ et $V=8\ \text{m/s}$, la contrainte de frottement τ est représentée dans la figure 3.2 et comparée avec les deux quantités $\mu\sigma$ et τ_y , respectivement (a) y (b). On peut observer que la relation $\tau(x) = \mu\sigma(x)$ est validée dans la figure 3.2-a à partir d'une certaine position $l_p \leq x \leq l_c$, où l_c est la longueur totale de contact entre la l'outil et le copeau. Pour un intervalle défini par $0 \leq x \leq l_p$, la relation $\tau(x) = \tau_y(x)$ est vérifiée, figure 3.2-b. Cet intervalle correspond à la zone de collage du matériau observée dans la figure 3.2.

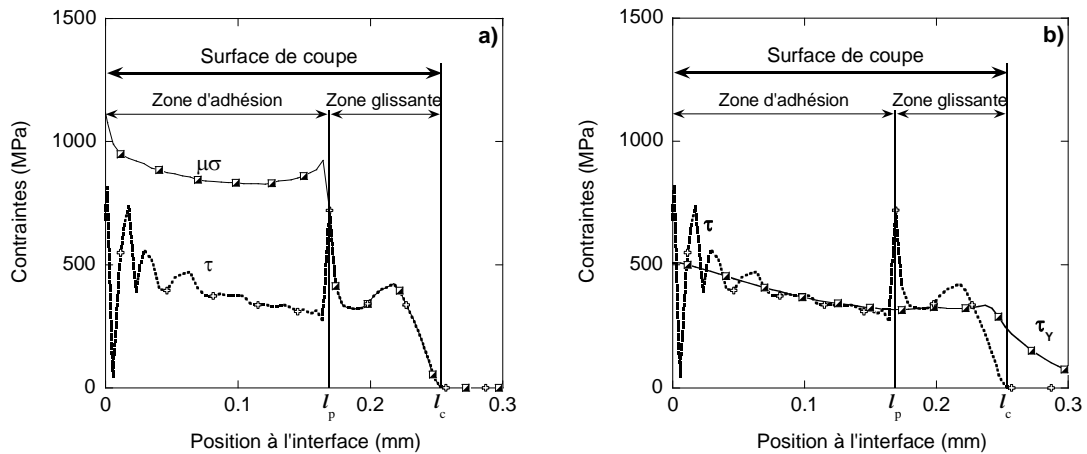


Figure 3.2: Comparaison de la contrainte de frottement τ avec: el produit $\mu.\sigma$ (a), la contrainte d'écoulement en cisaillement du matériau $\tau_y = \sigma_{eq}/\sqrt{3}$ (b). Vitesse de coupe $V = 8\text{ m/s}$, coefficient de frottement implémenté $\mu = 0.8$.

3.3. Effet de l'augmentation de la vitesse de coupe sur les variables locales :

3.3.1. Température :

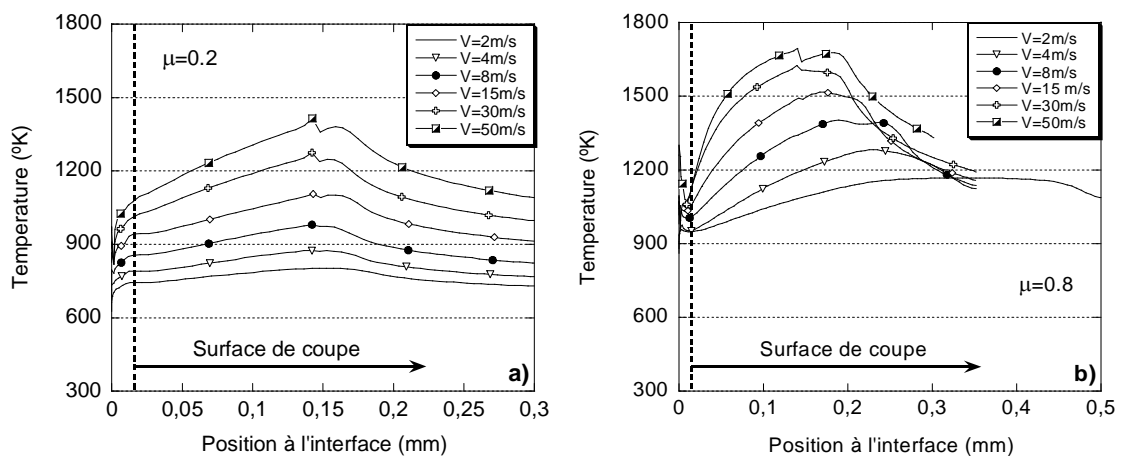


Figure 3.3: Distribution de la température le long de l'interface pour un grand intervalle de vitesses de coupe pour deux valeurs du coefficient de frottement: a) $\mu = 0.2$, b) $\mu = 0.8$.

Pour le cas $\mu = 0.2$, dans la surface de coupe, où le copeau glisse sur toute la surface, le point le plus chaud que le copeau se trouve dans la même position pour toutes les vitesses de coupe. Etant $l_c = 0.17\text{ mm}$ (pour $V \geq 4\text{ m/s}$) déterminé à partir de la distribution des contraintes dans la figure 3.5-a. Le point le plus chaud se trouve

dans la position $x = 0.8 l_c$. Il est intéressant d'observer pour le cas $\mu = 0.2$ que la température maximale augmente de manière uniforme, mais pour $\mu = 0.8$, l'augmentation de la température est important pour de faibles et moyennes vitesses de coupe. Ensuite, à partir de $V = 15\text{m/s}$, l'augmentation de la vitesse maximale est moins prononcée. Ce résultat illustré dans la figure 3.4 a pour explication le fait que, au fur et à mesure que la vitesse de coupe augmente, on s'approche d'un régime où la chaleur produite à l'interface n'a pas le temps nécessaire pour diffuser, et produit alors un adoucissement de la matière.

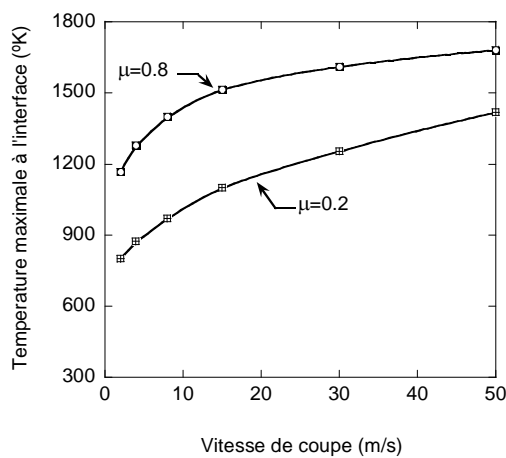


Figure 3.4: Variation de la température maximale à l'interface en fonction de la vitesse de coupe. Coefficients de frottement implémentés: $\mu = 0.2$ et $\mu = 0.8$.

3.3.2. Contraintes y vitesses de glissement de la matière à l'interface :

Pour le cas, figure 3.5-a, l'augmentation de la vitesse de coupe n'affecte pas sensiblement la distribution des contraintes à l'interface. Pour $\mu = 0.2$, tant les niveaux atteints par les plateaux des contraintes normales et tangentiels, comme la longueur de contact entre le copeau et l'outil ne souffrent aucun important changement. On remarque que la pente du plateau des contraintes normales diminue au fur et à mesure que la vitesse de coupe augmente.

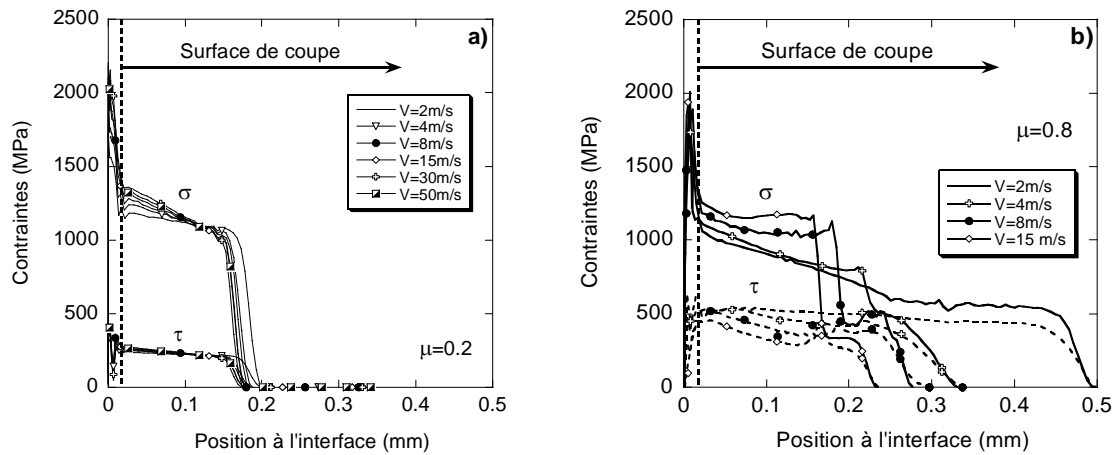


Figure 3.5: Distribution des contraintes normales et de frottement le long de l'interface pour un grand intervalle de vitesses de coupe. Coefficient de frottement: a) $\mu = 0.2$, b) $\mu = 0.8$.

Au contraire, dans le cas d'implémenter un haut coefficient de frottement $\mu = 0.8$, figure 3.5-b, augmenter la vitesse de coupe de 2m/s à 50 m/s fait monter fortement le niveau des contraintes normales de 400 MPa (approx. 40%) et baisser de manière importante les longueurs de contact (presque 0.3mm, qui correspond à une diminution de 60% de la valeur de la longueur de contact initial).

3.4. Contact thermique :

3.4.1. Interaction thermique entre l'outil et le copeau :

À l'interface, le contact thermique se caractérise par le système d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} k_v \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_v + \kappa (T_h - T_v) + \eta Q = 0 \quad (a) \\ -k_h \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_h - \kappa (T_h - T_v) + (1 - \eta) Q = 0 \quad (b) \\ Q = f \cdot \tau \cdot V_S \quad (c) \end{array} \right. \quad (3-1)$$

où k_v et k_h sont les coefficients de conductivité respectifs du matériau formant le copeau et du matériau en formant l'outil. T_v et T_h sont les températures de

deux points en contact à l'interface, le premier appartenant le copeau et le second à l'outil. κ est la conductance thermique à l'interface. τ et V_s sont respectivement la contrainte de frottement et la vitesse relative de glissement dans une position déterminée de l'interface. Q est la partie de l'énergie de frottement qui se dissipe en chaleur et caractérise la fraction f de l'énergie de frottement qui se dissipe en chaleur (dans le modèle numérique développé dans ce travail $f = 1$).

3.5. Conservation de l'énergie thermique à l'interface :

À partir de l'équation (3-1), en ajoutant (a) et (b) on obtient une relation qui exprime la conservation de l'énergie à l'interface :

$$k_v \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_v - k_h \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_h + Q = 0 \quad (3-2)$$

On observe dans la figure 3.6 que la somme des flux thermiques entrant dans le copeau et dans l'outil par la zone de contact est égale à la valeur de la chaleur produite par l'énergie de frottement donnée par la relation (3-1-c).

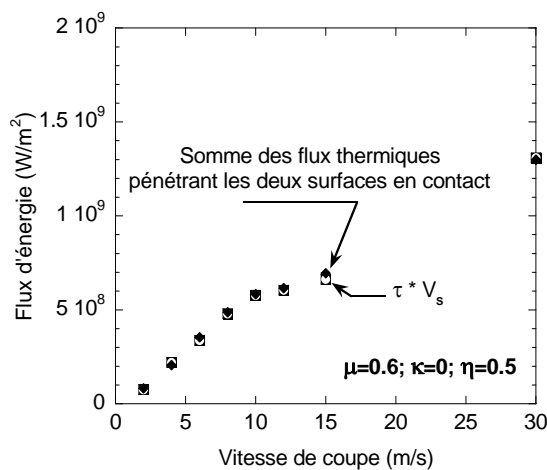


Figure 3.6: Comparaison, à une position donnée de l'interface et pour différentes vitesses de coupe, entre l'énergie de frottement et la somme des flux thermiques entrant dans les deux surfaces en contact. $\mu = 0.6$; $\kappa = 0$; $\eta = 0.5$.

Dans la figure 3.7, les flux de chaleur, tout comme l'énergie de frottement ont été obtenues dans les éléments de l'interface dont la valeur de vitesse de glissement du matériau est fixée ($V_s = 1.3$ m/s). De cette manière, en plus de vérifier la conservation de l'énergie in l'interface, on a aussi mis en évidence que la variation du paramètre de la

conductance thermique κ à l'interface n'affecte pas, au moins de manière significative, le niveau de la chaleur produite à l'interface.

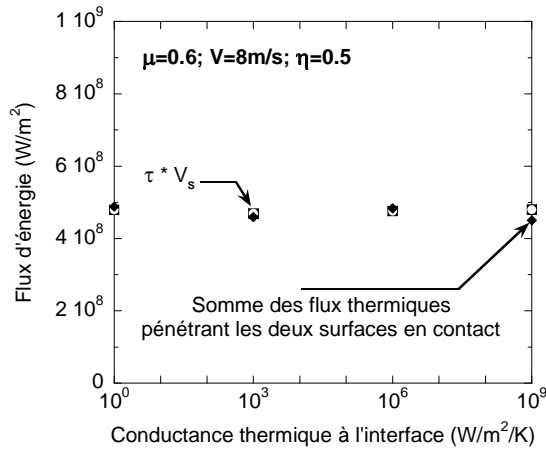


Figure 3.7: Confrontation de la conservation de l'énergie de frottement en fonction de la variation du paramètre de conductance thermique à l'interface.

$\mu = 0.6; V = 8 m / s; \eta = 0.5$.

3.6. Effets de la variation de la conductance thermique à l'interface :

3.6.1. Températures :

Dans la figure 3.8, la variation de la température à l'interface du côté du copeau paraît être peu sensible à la forte augmentation de la conductance thermique à l'interface. Par ailleurs, on observe que la température à l'interface du côté de l'outil diminue fortement avec l'augmentation de κ . Ce résultat nous amène à considérer l'hypothèse selon laquelle il y a davantage de chaleur qui pénètre dans le copeau quand on augmentera la valeur de κ . L'étape suivante consiste donc à évaluer la partie de la chaleur qui se dissipe dans le copeau et de déterminer sa dépendance avec le niveau de κ implémenté.

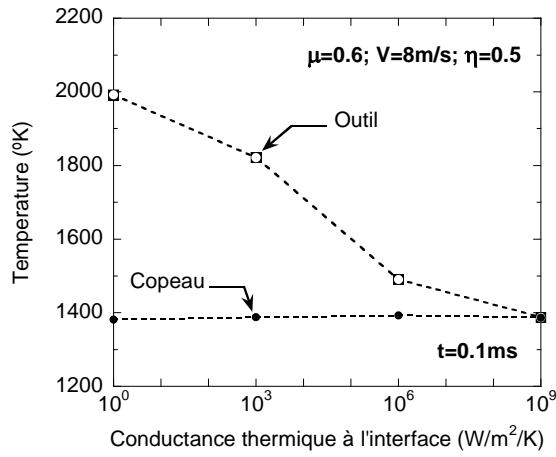


Figure 3.8: Variation de la température entre deux points en contact à l'interface en fonction de la variation du paramètre de conductance thermique de l'interface.

3.6.2. Partage de la chaleur à l'interface :

Dans cette partie, nous considérons un paramètre η' qui correspond à la fraction, par rapport à l'énergie de frottement totale dissipée, de chaleur qui pénètre dans le copeau dans un point donné et dans un moment déterminé de la simulation.

$$\begin{cases} q_v = \eta Q + \kappa (T_h - T_v) = -k_v \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_v & (a) \\ q_h = (1 - \eta) Q - \kappa (T_h - T_v) = k_h \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_h & (b) \end{cases} \quad (3-3)$$

En combinant les équations (a) et (b) du système (3-3), nous pouvons expliciter la forme analytique du partage de la chaleur totale qui pénètre dans le copeau avec la relation :

$$\eta' = \frac{q_v}{q_v + q_h} = \frac{\eta Q + \kappa (T_h - T_v)}{Q} = \eta + \frac{\kappa (T_h - T_v)}{Q} \quad (3-4)$$

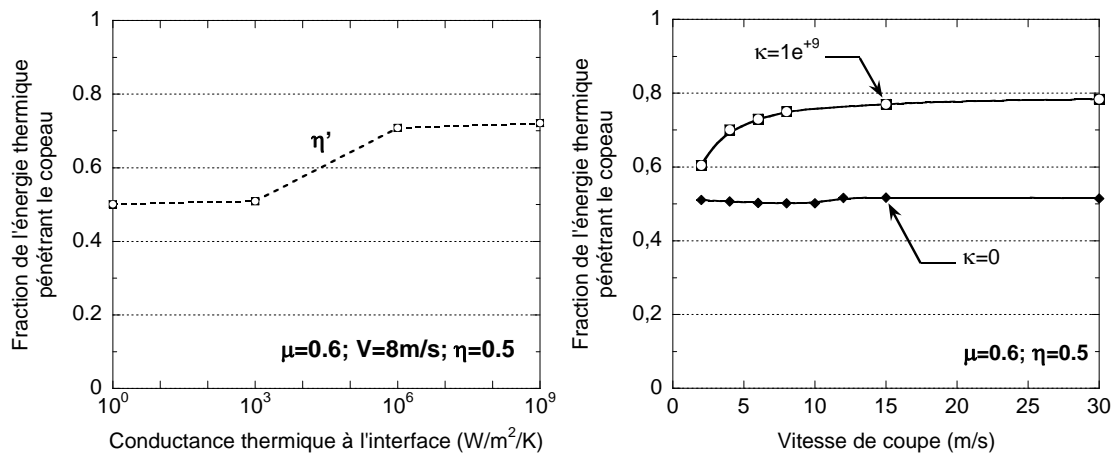


Figure 3.9: Variation de la fraction de chaleur qui s'évacue dans le copeau en fonction de : la variation du paramètre de conductance thermique de l'interface (gauche) ; la vitesse de coupe (droite). $\mu = 0.6$; $\eta = 0.5$.

La dépendance de η' par rapport à la conductance thermique de l'interface, d'une part, et à la vitesse de coupe, d'autre part, est illustrée dans la figure 3.9-a et dans la figure 3.9-b respectivement.

Il convient de souligner que, pour les très hautes vitesses de coupe, la valeur de η' tend à saturer vers la valeur $\eta' = 0.8$. Cette valeur est cohérente avec celle communément utilisée comme fraction de la chaleur qui pénètre dans le copeau dans les modèles analytiques d'usinage à grandes vitesses.

4. Cinématique de la formation du copeau :

4.1. Champs des vitesses :

Le profil des vitesses du matériau dans le copeau sur la section perpendiculaire à la face de coupe n'est pas uniforme dans le repère cartésien x-y. On obtient que le matériau s'écoule plus rapidement au fur et à mesure qu'il s'approche de l'interface, et à cela de manière linéaire. On observe aussi que le gradient de vitesse est différent selon la valeur de la vitesse de coupe appliquée. Pour une valeur de frottement donnée, la pente s'accroît avec l'augmentation de la vitesse de coupe, figure 4.1.

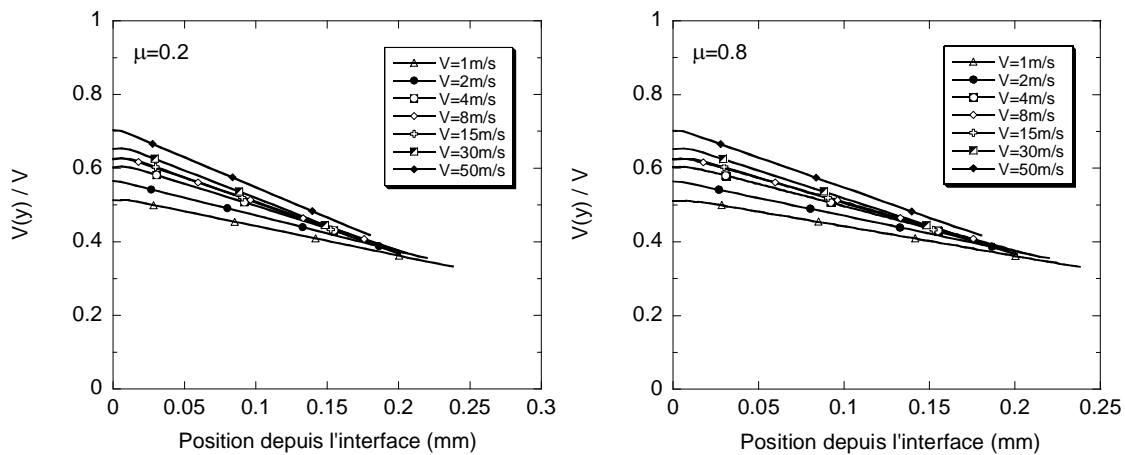


Figure 4.1: Distribution des champs de vitesses dans le copeau dans le plan perpendiculaire à la surface de coupe, et positionné au final de la longueur de contact. Frottement implémenté:

$\mu = 0.2$ (gauche); $\mu = 0.8$ (droite).

Pour simplifier l'analyse des résultats numériques quant au champ des vitesses d'écoulement du copeau, nous considérons, pour chaque simulation, une section qui traverse le copeau depuis sa surface libre jusqu'à l'interface, perpendiculairement à la surface de coupe, juste au niveau de la fin de la longueur de contact l_c , figure 4.2. Nous définissons alors la vitesse du copeau, V_c , comme la valeur moyenne entre la vitesse du matériau dans les points d'intersection de cette section avec les deux surfaces du copeau (la surface libre et l'interface outil/copeau) comme présenté dans (4-1).

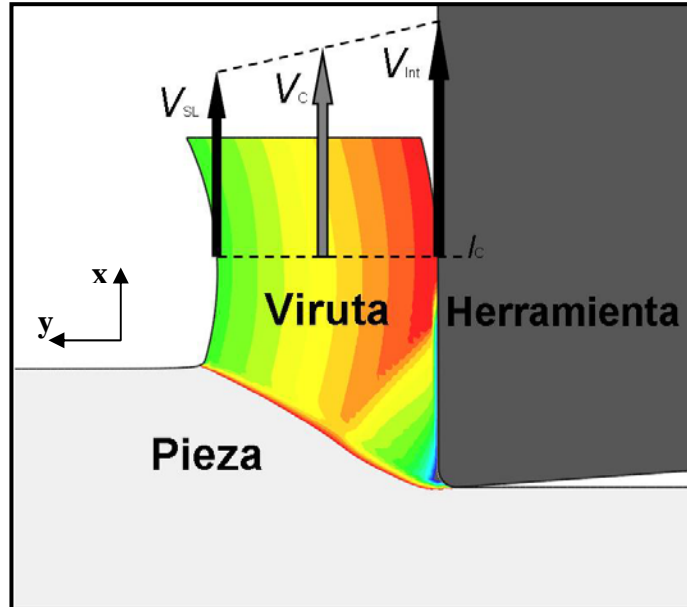


Figure 4.2: Illustration de la méthodologie choisie pour la détermination de la vitesse moyenne du copeau V_C . V_{SL} est la vitesse du matériau à la surface libre, et V_{Int} la vitesse du matériau à la surface de coupe.

$$V_C = (V_{SL} + V_{Int}) / 2 \quad (4-1)$$

où V_{SL} et V_{Int} sont respectivement les vitesses du matériau dans les points d'intersection de la section qui traverse le copeau avec la surface libre et la surface de coupe.

4.2. Rayon de courbure du copeau :

La non uniformité du champ des vitesses dans le copeau, figure 4.3, pointe l'existence d'un gradient de déformation pour le copeau. Toutefois, cette hypothèse est contradiction avec la distribution des vitesses de déformation présentes dans cette zone du copeau et illustrée dans la figure 4.4.

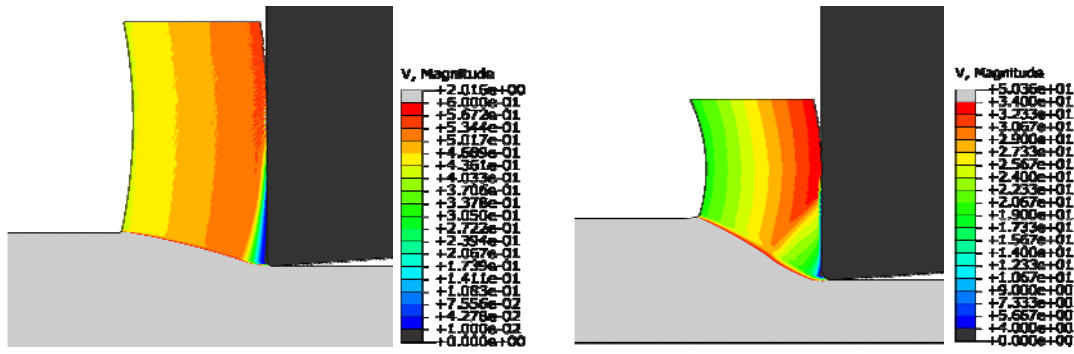


Figure 4.3: Distribution des champs de vitesse dans le copeau pour les cas: $V=2\text{m/s}$ (gauche) et $V=50\text{m/s}$ (droite). Coefficient de frottement implémenté $\mu = 0.8$.

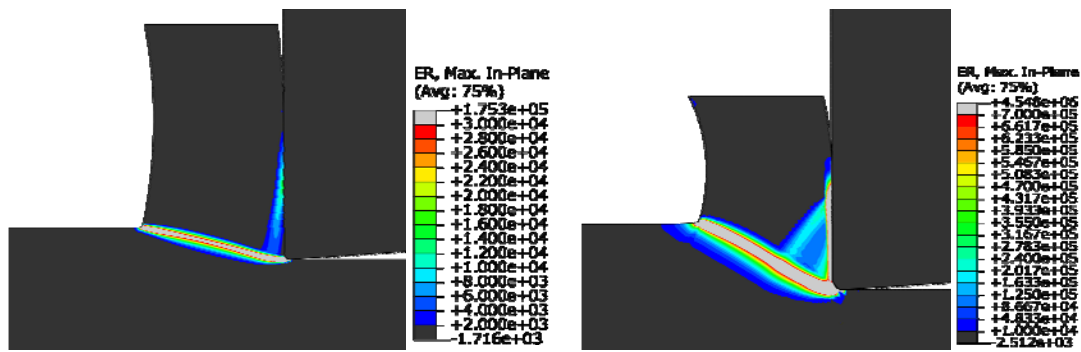


Figure 4.4: Distribution des champs de vitesse de déformation dans le copeau pour les cas: $V=2\text{m/s}$ (gauche) et $V=50\text{m/s}$ (droite). Coefficient de frottement implémenté $\mu = 0.8$.

Il y a une autre analyse qui pourrait expliquer la variation de la vitesse dans le copeau : On observe dans les figures 4.3 et 4.4 que les copeaux présentent une certaine courbure en se formant. Si, une fois terminé le contact, le copeau sort avec un mouvement rotationnel de corps rigide, alors le rayon de courbure R du copeau doit être lié à l'épaisseur du copeau t_2 et des vitesses V_{SL} et V_{Int} selon la relation :

$$R = t_2 / \left(\frac{V_{int}}{V_{SL}} - 1 \right) \quad (4-2)$$

Les valeurs des rayons de courbure qui ont été obtenus par mesure directe s'adaptent presque parfaitement aux prévisions obtenues pour les mêmes cas en appliquant la relation (4-2), figure 4.5. Ce résultat valide l'hypothèse de flux de copeau sous le régime de mouvement rotationnel de corps rigide. La connaissance de la variation du rayon de courbure du copeau avec la vitesse de coupe, ainsi qu'avec la valeur de frottement implémenté, permettrait d'expliquer qualitativement la variation

d'une grande partie des résultats numériques en fonction des conditions de coupe implémentées dans les simulations.

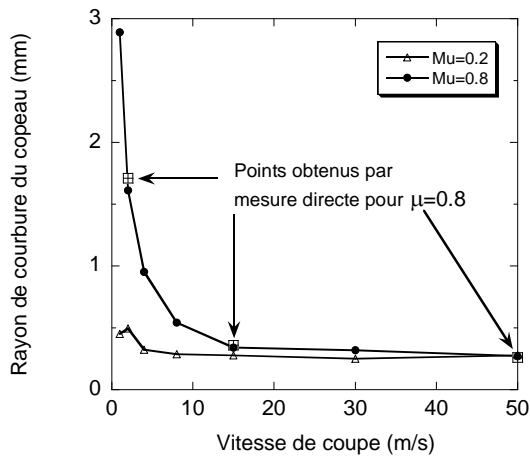


Figure 4.5: Variation en fonction de la vitesse de coupe du rayon de courbure du copeau calculé à partir de la relation (4-2) pour $\mu = 0.2$ et $\mu = 0.8$. Comparaison des résultats obtenus avec les valeurs obtenues par mesure directe pour $\mu = 0.8$, $V=2\text{m/s}$, $V=15\text{m/s}$ y $V=30\text{m/s}$.

5. Effet du contact sur les forces de coupe :

5.1. A coefficient de frottement constant:

En représentant les forces numériques de coupe, F_c , et d'avance, F_t , obtenues pour plusieurs valeurs du coefficient de frottement de Coulomb, figure 5.1, on peut observer une tendance à la diminution avec l'augmentation de la vitesse de coupe, particulièrement pour les valeurs importantes du frottement. On observe que, globalement, l'effet de l'augmentation du frottement, sur la variation de forces obtenues, dépend de si la vitesse de coupe appliquée est relativement haute ou non.

Pour des faibles valeurs de vitesse de coupe ($V \leq 10 \text{ m/s}$), F_c et F_t augmentent avec l'augmentation de μ . Mais, pour des vitesses de coupe plus hautes, on observe que les forces de coupe et d'avance se rejoignent pour toutes les valeurs du frottement implémenté, pourvu que cette dernière soit plus grande que la valeur 0.2, figure 5.1.

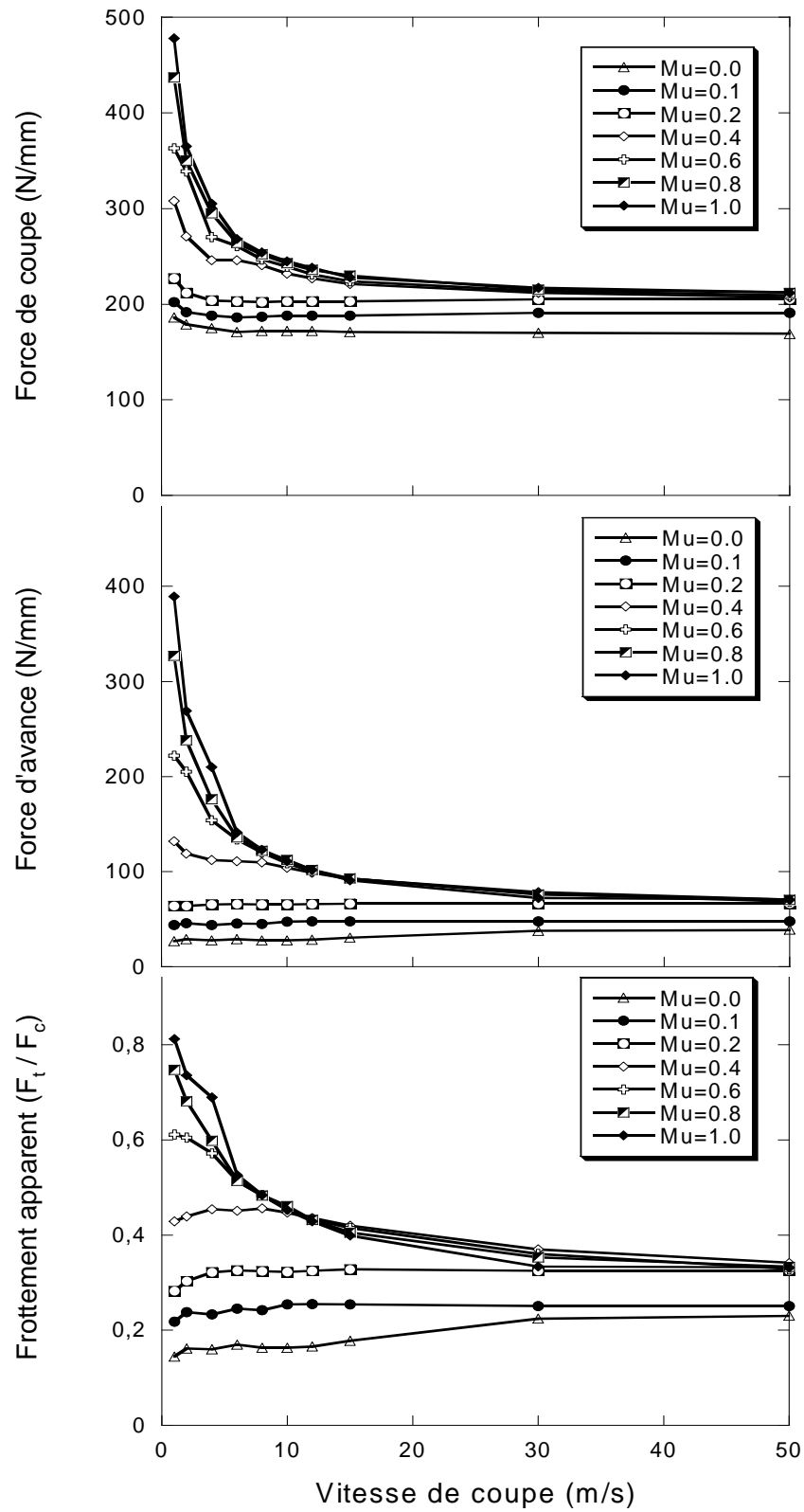


Figure 5.1: Evolution en fonction de la vitesse de coupe des forces de coupe et du frottement macroscopique, pour divers coefficients de frottement constants implémentés.

5.1.1. Effet du modèle de contact de Coulomb sur les résultats macroscopiques

Pour vérifier l'effet de l'adoucissement thermique, une étude paramétrique a été menée, où on a varié la valeur du coefficient de Quinney-Taylor entre 0.5 et 1 dans les simulations numériques. Tous les calculs ont été effectués avec des modèles numériques identiques et avec un coefficient de frottement constant.

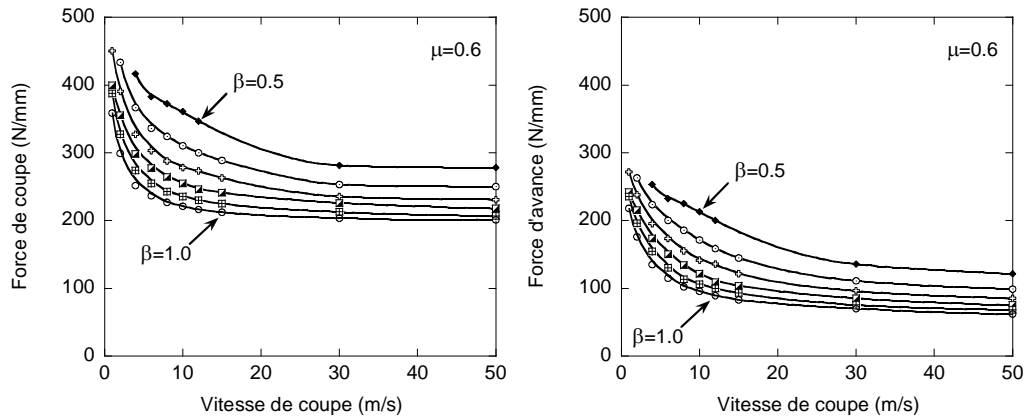


Figure 5.2: Evolution en fonction de la vitesse de coupe des forces de coupe et d'avance variant le coefficient de Quinney-Taylor. Coefficient de frottement implémenté $\mu = 0.6$.

Les résultats illustrés dans la figure 5.2 montrent que la chute du niveau des forces avec la vitesse de coupe est plus rapide aux basses vitesses ($V \leq 4 \text{ m/s}$) quand plus grande est la valeur de β . Toutefois, pour des vitesses de coupe plus hautes ($V > 4 \text{ m/s}$), on observe que, plus la valeur de β est grande, moins importante sera la chute obtenue pour les forces de coupe. On obtient aussi que, à partir d'une vitesse critique (autour des 30 m/s) les courbes de force présentent une stabilisation notable.

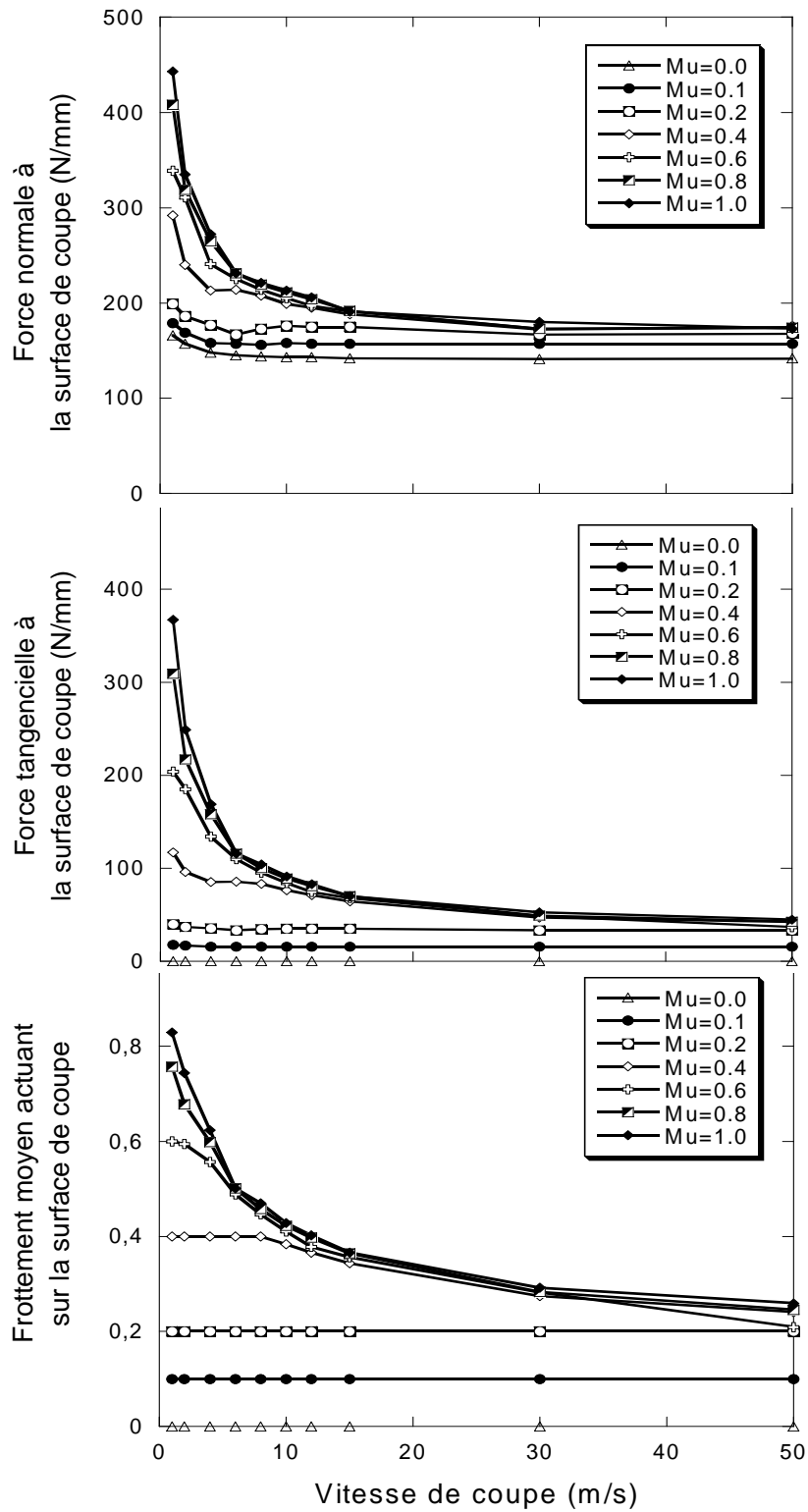


Figure 5.3: Evolution en fonction de la vitesse de coupe des forces normales et tangentielles à la surface de coupe, pour divers coefficients de frottement constants implémentés.

Nous considérons maintenant la force normale et la force tangentielle à la surface de coupe, respectivement N et T . Les valeurs de N et de T sont obtenues grâce à

l'intégration sur la surface de coupe des contraintes normales et de frottement à l'interface, respectivement σ et τ , selon les relations suivantes :

$$N = \int_0^{l_c} \sigma dx \quad (5-1)$$

$$T = \int_0^{l_c} \tau dx \quad (5-2)$$

Dans la figure 5.3, on peut observer la variation de N et de T en fonction de la vitesse de coupe et du frottement implémenté. En termes de forces, les tendances obtenues sont très semblables aux précédentes illustrées dans la figure 5.2. Mais, contrairement au frottement apparente, définie par le rapport F_t / F_c , illustrée dans la figure 5.2, le quotient de T par N , que nous appellerons désormais frottement moyen sur la surface de coupe $\bar{\mu}$, illustré dans la figure 5.3, nous fournit des informations nécessaires pour connaître l'état du contact à l'interface.

Pour les cas où $\mu \leq 0.2$, on obtient dans la figure 5.3 que le frottement moyen égale le frottement implémenté. Il n'y a pas contact d'adhésion et, quant aux forces globales, on remarque à peine une baisse du niveau. Au contraire, pour les cas où $\mu \geq 0.6$, on observe d'importantes chutes des forces de coupe et d'avance. En outre, le fait d'obtenir, à de hautes vitesses de coupe, des valeurs du frottement moyen très semblables pour $\mu \geq 0.6$ suppose que la contrainte de frottement est régie par la contrainte limite d'écoulement du matériau à l'interface. On suggère alors que la proportion du contact de type collant dans l'interface doit être très importante. Dans le cas contraire, l'augmentation de la valeur du frottement implémenté ferait monter le niveau du frottement moyen obtenu.

On a représenté dans la figure 5.4-a, le quotient de la force normale (resp. force tangentielle), calculée pour la zone glissante, par la force normale N (resp. force tangentielle T) obtenue pour toute la surface de coupe. Il peut être observé comment ce rapport diminue fortement en fonction de la vitesse de coupe. Cette donnée conduit au résultat suivant illustré dans la figure 5.4-b, où on démontre que le comportement du frottement moyen, obtenue le long de la surface de coupe, est gouverné en grande partie par le rapport des forces dans la zone de contact collant.

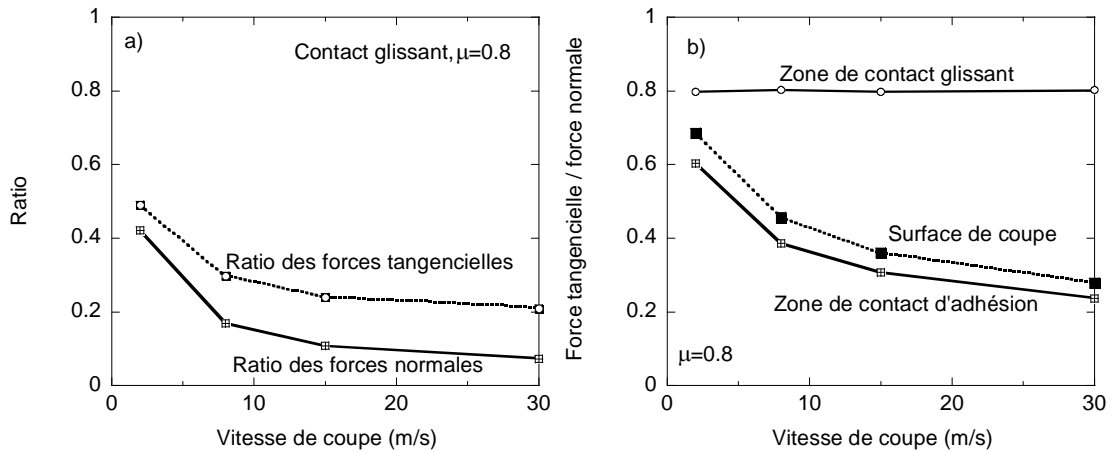


Figure 5.4: Quotient de la force normale et de la force tangentielle, agissant sur la zone de contact glissant par, respectivement, N et T (a). Comparaison de la variation, en fonction de la vitesse de coupe, du frottement moyen le long de toute la surface de coupe, avec les ratios des forces (tangentielle par normale) obtenus dans les deux zones de contact, glissant et collant (b). Coefficient de frottement implémenté $\mu = 0.8$.

5.2. Comparaison des résultats numériques avec les données expérimentales :

5.2.1. Comportement des forces en fonction de la vitesse de coupe :

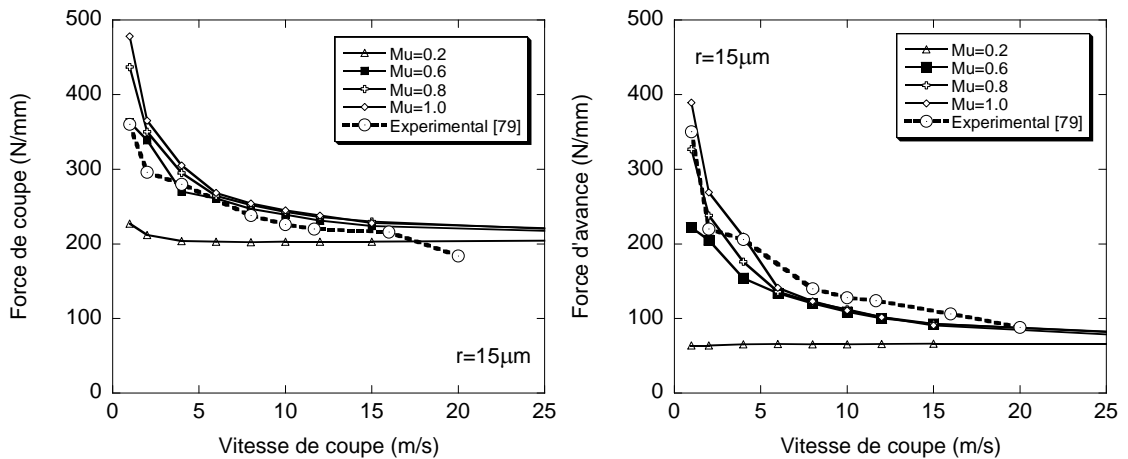


Figure 5.5: Comparaison entre les résultats numériques, obtenus avec divers coefficients de frottement constants, et les données expérimentales publiées par Devillez et al [47].

Dans la figure 5.5, on compare les résultats numériques obtenus par le modèle de frottement de Coulomb, avec un coefficient de frottement constant, avec les résultats

expérimentaux publiés en [47] par Devillez et al. pour la même matériau et sous les mêmes conditions de coupe.

La différence, pour les grandes vitesses de coupe, entre les forces d'avance numériques et expérimentales résulte en une sous-estimation du frottement apparent expérimental de la par les prévisions numériques, figure 5.5. Toutefois, la différence entre la courbe expérimentale et ce qui est numériques en termes de frottement apparent paraît globalement uniforme, figure 5.6.

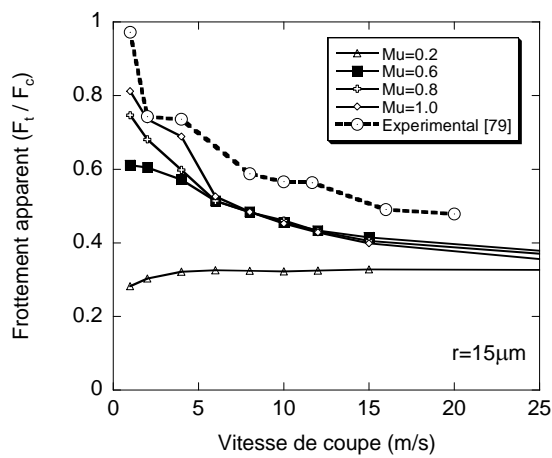


Figure 5.6: Comparaison entre les frottements apparents obtenus avec modèle numérique, à coefficient de frottement constant, avec la tendance expérimentale [47].

Avec un rayon du fil de coupe de $r = 30\mu m$, les forces de coupe augmentent légèrement par rapport aux valeurs originales avec $\mu = 0.8$. D'autre part, les nouvelles forces d'avance augmentent sensiblement jusqu'à arriver, aux hautes vitesses de coupe, au niveau des forces expérimentales, à partir de quoi, on peut vérifier l'effet du rayon du fil de coupe. Quant aux nouvelles valeurs obtenues avec $r = 30\mu m$, figure 5.7, on observe une importante amélioration du niveau du frottement apparent par rapport à la tendance expérimentale.

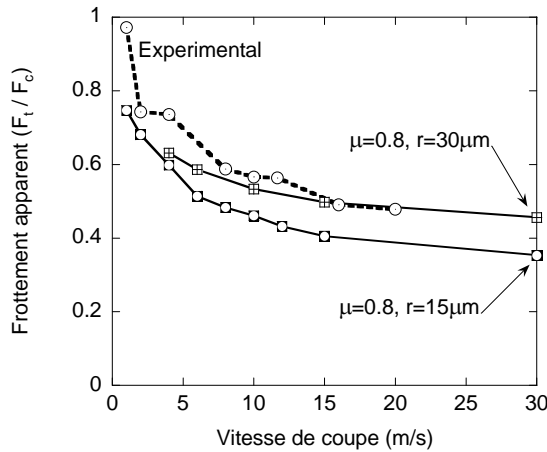


Figura 5.7: Comparaison des frottements apparents, obtenus à différents valeurs de rayon du fil de coupe, avec la tendance expérimentale d'après [47].

5.3. Comportement des forces en fonction de la variation de l'avance :

Dans [48], Sutter & Molinari obtiennent la variation du frottement apparent en fonction de la vitesse de coupe pour deux valeurs de l'avance ($t_1=0.25\text{mm}$ et $t_1=0.5\text{mm}$).

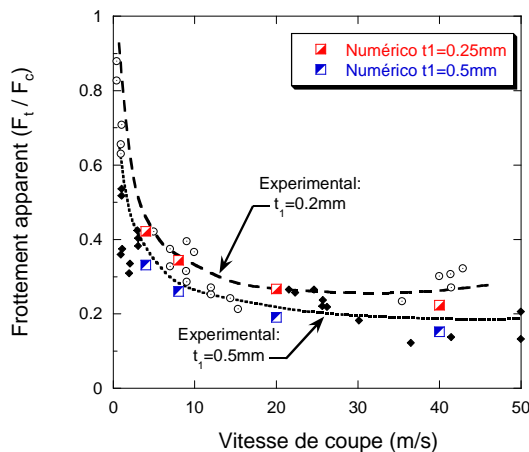


Figura 5.8: Comparaison des frottements apparents, obtenus à différents valeurs de l'avance, avec les résultats expérimentaux publiés par Sutter & Molinari dans [48]. Coefficient de frottement implémenté $\mu = 0.6$

Ces résultats ont été obtenus pour le 42CD4 en condition de coupe orthogonale avec un angle de décollement nul. Le modèle numérique a été modifié pour obtenir des tendances numériques à différentes valeurs d'avance afin de comparer les tendances numériques avec les résultats expérimentaux présentés dans [48]. Dans la figure 5.8, on peut observer une très bonne corrélation entre les tendances numériques, à différentes valeurs d'avance, et les tendances expérimentales. Les modèles numériques prédisent donc de manière satisfaisante aussi bien les tendances comme les niveaux des frottements réelles, en particulier dans l'intervalle des vitesses intermédiaires.

6. Conclusion générale

La contribution originale de ce travail de thèse doctorale réside dans l'analyse de l'influence du modèle de frottement de Coulomb dans les résultats numériques du procédé de coupe orthogonale. Concrètement, dans une première partie, on a varié tant la valeur du coefficient de frottement constante implémenté (entre 0 et 1), comme la vitesse de coupe appliquée (entre 1m/s et 50m/s). Le travail présenté dans cette thèse s'est particulièrement centré sur l'analyse des distributions des contraintes normales et de frottement ainsi que les températures à l'interface. Les conclusions de ce travail sont résumées dans les points suivants :

- La Méthode des Éléments Finis est efficace pour modéliser numériquement le phénomène de la formation du copeau. Plus précisément, la formulation ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) permet d'obtenir des résultats consistants avec les tendances observées expérimentalement, tant au niveau local, c'est-à-dire à l'interface, comme macroscopique, par exemple pour les forces de coupe.
- Le modèle numérique de contact entre l'outil et le copeau résulte être un point clef pour l'obtention des résultats numériques cohérents avec les connaissances actuelles dans le domaine de la tribologie des métaux. Pour le contact mécanique, il a été démontré que la condition de la formation du contact collant est directement en rapport avec la formulation du modèle de frottement implémenté. L'apparition de ce type de contact reliée avec l'adoucissement thermique du matériau à l'interface. D'autre part, il a été démontré également que le partage de la chaleur due au frottement entre le copeau et l'outil est gouverné par la valeur de la conductance thermique implémentée à l'interface.
- Quant aux aspects géométriques du processus de la formation du copeau, on a mis en évidence dans ce travail que, bien qu'on obtienne un gradient de vitesse dans l'épaisseur du copeau, l'écoulement de la matière dans le copeau décrit un mouvement de corps rigide. Le gradient de vitesse observé est la conséquence du mouvement angulaire de convection de la matière, qui caractérise sa courbure. On a montré que ce rayon de courbure du copeau dépend tant de la vitesse de coupe comme de la valeur du coefficient de frottement implémenté.

- L'influence du modèle de contact sur les forces de coupe numériques a été analysée. Il a été démontré que la diminution des forces de coupe, à coefficient de frottement donné, était directement liée à l'adoucissement thermique du matériel, combiné avec la forme du modèle de frottement implémenté. On a aussi démontré que l'augmentation du rayon du fil de coupe tend à augmenter les forces de coupe, particulièrement la force d'avance, et par conséquent, l'augmentation du rayon du fil de coupe augmente de manière notable le niveau du frottement apparent. Enfin, les résultats numériques obtenus avec le modèle de friction avec coefficient constant ont été comparés avec des données expérimentales. Une bonne reproduction des tendances des forces de coupe a été observée, mais au niveau de l'interface, l'augmentation du contact collant en fonction de la vitesse de coupe a été obtenue. Ce résultat étant opposé aux observations expérimentales, a justifié modification du modèle numérique avec l'implémentation d'une relation de frottement variable (dépendant de la vitesse) qui retrouve les tendances expérimentales.

References:

- [1] T.H.C. Childs, Metal Machining Theory and applications (2nd ed.), Oxford Science Publications (2000).
- [2] H. Tresca, On further applications of the flow of solids, Proc. I. Mech. Eng. London (1878), pp. 301-345.
- [3] A. Mallock, The action of cutting tools, Proc. Roy. Soc. London 33 (1881-82), pp. 127-139.
- [4] F.W. Taylor, On the art of cutting metals, Trans. ASME 28 (1907), pp. 31-350.
- [5-a] M.E. Merchant, Mechanics of the metal cutting process I. Orthogonal cutting, J. Appl. Phys. 16 (1945), pp. 267-275.
- [5-b] M.E. Merchant, Mechanics of the metal cutting process II. Plasticity conditions in orthogonal cutting. J. of Appl. Phys. 16 (1945), pp. 318-324.
- [6] M. Bäker, Does chip formation minimize the energy? Computational Materials Science, 33 (4) (2005), pp. 407-418.
- [7] A. Molinari and A. Moufki, The Merchant's model of orthogonal cutting revisited: A new insight into the modeling of chip formation, Inter. J. Mech. Sci., In Press, Corrected Proof, Available online 7 August 2007.
- [8] E.H. Lee and B.W. Shaffer, The theory of plasticity applied to a problem of machining. J. Appl. Mech. 18 (1951), p. 405.
- [9] P.L.B. Oxley, Mechanics of machining, Ellis Horwood, Chichester, UK, 1989.
- [10] H. Kudo, Some new slip-line solutions for two-dimensional steady-state machining, Inter. J. Mech. Sci. 7 (1965), pp. 43-55.
- [11] P. Dewhurst, On the non-uniqueness of the machining process, Proc. R. Soc. Lond. A360 (1978), pp. 587-610.
- [12] E. Usui and H. Takeyama, A photoelastic analysis of machining stresses, J. Eng. Ind. 82 (1960), p. 303.
- [13] NN. Zorev, Interrelationship between shear processes occurring along tool face and on shear plane in metal cutting. In: Proceedings of the Conference on International Research in Production Engineering, ASME, New York, 1963. pp. 42-49.
- [14] T.H.C. Childs and M.I Mahdi. Ann. CIRP 38 (1989), p. 55.
- [15] L. C. Lee, X. D. Liu and K. Y. Lam, Determination of stress distribution on the tool rake face using a composite tool, Inter. J. Mach. Tools and Manuf., 35 (3) (1995), pp. 373-382.
- [16] O.C. Zienkiewicz, The finite element method in Engineering Science, McGraw-Hill, London, 2nd Ed, 1971.
- [17] Y. Kakino, Analysis of the mechanism of orthogonal machining by the finite element methode, J. Japan Soc. Prec. Eng. 37 (7) (1971), pp. 503-508.

- [18] T. Shirakashi & E. Usui, Simulation analysis of orthogonal metal cutting process, *J. Japan Soc. Prec. Eng.*, **42** (5) (1976), pp. 340-345.
- [19] J.S. Strenkowski and J.T. Carroll, A finite element model of orthogonal metal cutting, *ASME J. of Eng. Ind.* **107** (1985), pp. 346–354.
- [20] T.D. Marusich and M. Ortiz, Modeling and simulation of high-speed machining, *Inter. J. Numer. Methods Eng.* **38** (1995), pp. 3675-3694.
- [21] M. Movahhedy, M.S. Gadala and Y. Altintas, Simulation of the orthogonal metal cutting process using an arbitrary Lagrangian–Eulerian finite-element method, *J. Mater. Process. Technol.*, **103** (2000), pp. 267-275.
- [22] M. S. Gadala, Recent trends in ALE formulation and its applications in solid mechanics, *Computer Methods in Appl. Mech. and Eng.*, **193** (39-41) (2004), pp. 4247-4275.
- [23] H. Miguelez, R. Zaera, A. Rusinek, A. Moufki and A. Molinari, Numerical modelling of orthogonal cutting: Influence of cutting conditions and separation criterion, *Journal de Physique IV* (134) (2006), pp. 417-422.
- [24] E.M. Trent and P.K. Wright, *Metal Cutting* (4th Ed.), Butterworth-Heinemann (2000).
- [25] M.C. Shaw, *Metal Cutting Principles* (2nd ed.), Oxford Science Publications (2005).
- [26] M.C. Shaw, A. Ber and P.A. Mamin, Frottement characteristics of sliding surfaces undergoing subsurface plastic flow, *J. of Basic Eng.* **82** (1960), pp. 342-346.
- [27] A.J.W. Moore, Deformation of Metals in Static and in Sliding Contact, *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, **A195** (1948), pp. 231-243.
- [28] T. Shirakashi and E. Usui, Frottement characteristics on tool face in metal machining, *J. JSPE* **39** (1973), pp. 966-972.
- [29] I. Finnie and M.C. Shaw, The frottement process in metal cutting, *Trans. ASME J. Eng. Ind.* **79B** (1956), pp. 1649-1657.
- [30] T.H.C. Childs, M.H. Dirikolu , K. Maekawa, Modelling of frottement in the simulation of metal machining, In: *24th Leeds–Lyon Symposium on Tribology*. Amsterdam: Elsevier Tribology Series, **34** (1998), pp. 337-346.
- [31] S. Kobayashi and E.G. Thomsen, Some observations on the shearing process in the metal cutting, *Trans ASME J. Eng. Ind.*, **81B** (1959), pp. 251-262.
- [32] M. Bäker, Finite element simulation of high-speed cutting forces, *J. Mater. Process. Tech.* **176** (1-3) (2006), pp. 117-126
- [33] M. Bäker, *Finite Element Simulation of Chip Formation*, Shaker Verlag, Aachen 2004.
- [34] J.S. Strenkowski and K.J. Moon, Finite element prediction of chip geometry and tool/workpiece temperature distributions in orthogonal metal cutting, *ASME J. Eng. Ind.* **112** (1990), pp. 313-318.
- [35] P.J. Arrazola, D. Ugarte and X. Domínguez, A new approach for the frottement identification during machining through the use of finite element modelling, *Inter. J. of Machine Tools and Manuf.*, **48** (2) (2008), pp. 173-183.

- [36] P. Albrecht, New developments in the theory of the metal-cutting process, Part 1, *J. of Eng. Ind.* (1960), pp. 348-358.
- [37] T.H.C. Childs, Frottement modelling in metal cutting, *Wear*, **260** (3) (2006), pp. 310-318.
- [38] C.R. Liu and Y.B. Guo, Finite element analysis of the effect of sequential cuts and tool-chip frottement on residual stresses in a machined layer, *Inter. J. of Mech. Sci.*, **42** (2000), pp. 1069-1086.
- [39] G. Shi, X. Deng and C. Shet, A finite element study of the effect of frottement in orthogonal metal cutting, *Finite Element in Analysis and Design* **38** (2002), pp. 863-883.
- [40] T.H.C. Childs, Numerical experiments on the influence of material and other variables on plane strain continuous chip formation in metal machining, *Inter. J. of Mech. Sci.*, **48** (3) (2006), pp. 307-322
- [41] K.P. Maity and N.S. Das, A class of slipline field solutions for metal-machining with elastic contact. *J. Mater. Process. Technol.* **79** (1998), pp. 217-223.
- [42] A.J. Shih, Finite element simulation of orthogonal metal cutting. *ASME J. Eng. Ind.* **117** (1995), pp. 84-93.
- [43] H. Bil, S.E. Kiliç and A.E. Tekkaya, A comparison of orthogonal cutting data from experiments with three different finite element models, *Inter. J. Mach. Tools Manuf.* **44** (2004), pp. 933-944.
- [44] T. Özel, Influence of frottement models on finite element simulations of machining, *Int. J. Mach. Tools Manuf.* **46** (5) (2006), pp. 518-530.
- [45] L. Filice, F. Micari, S. Rizzuti and D. Umbrello, A critical analysis on the frottement modelling in orthogonal machining, *Inter. J. of Machine Tools and Manuf.*, **47** (3-4) (2007), pp. 709-714.
- [46] A. Molinari, A. Moufki and D. Dudzinski, Study on behaviour of 42CrMo4 Steel, Final Technical Report, CREAS Ascometal, 1997.
- [47] A. Devillez, S. Lesko and W. Mozer, Cutting tool crater wear measurement with white light interferometry, *Wear* **256** (1-2) (2004), pp. 56-65.
- [48] G. Sutter and A. Molinari, Analysis of the Cutting Force Components and Friction in High Speed Machining, *J. of Manufacturing Science and Engineering* **127** (2005), pp. 245-250.

MANUSCRIT DE THESE :

ÍNDICE:

Nomenclatura:	63
----------------------	----

Capítulo I: Introducción y estado de arte del proceso de mecanizado:

1. Introducción general	67
2. Breve repaso de la historia del desarrollo del proceso mecanizado	68
3. Estado de arte	72
3.1. Introducción	72
3.2. Los pioneros de la investigación sobre el proceso de mecanizado	72
3.3. Las primeras teorías para la predicción de los resultados	74
3.4. El contacto en la interfase viruta/herramienta	77
3.5. Naturaleza del contacto en la interfase	80
3.6. Modelización numérica del proceso de mecanizado	88
3.7. Modelización numérica de la fricción en las simulaciones de corte ortogonal	89
4. Objetivo de la tesis	96

Capítulo II: Modelización numérica del corte ortogonal y validación experimental:

1. Introducción	101
2. Consideraciones generales	101
3. El modelo numérico de corte ortogonal	103
3.1. Método de integración	103
3.2. Formulación del problema	103
3.3. Geometría y Condiciones de contorno	105
3.3.1. Geometría	105
3.3.2. Las condiciones de contorno	106
3.4. Mallado	110
3.5. Materiales de la pieza y de la herramienta	112
3.6. Modelización del contacto entre pieza y herramienta	115
3.6.1. Interacción mecánica	115
3.6.2. Interacción térmica	119
4. Validación del modelo numérico	121
5. Conclusiones	125

Capítulo III: Análisis del contacto termomecánico en la interfase:

1.	Introducción	129
2.	Contacto mecánico	129
2.1.	Fenómeno de adhesión en la interfase:	130
2.2.	Discusión sobre el comportamiento del contacto de adhesión en la interfase	134
2.3.	Efecto del aumento de la velocidad de corte en las variables locales	135
2.3.1.	Temperatura	135
2.3.2.	Tensiones y velocidades de deslizamiento del material en la interfase	138
3.	Contacto térmico	142
3.1.	Interacción térmica entre la herramienta y la viruta	144
3.2.	Conservación de la energía térmica en la interfase	145
3.3.	Efectos de la variación de la conductancia térmica en la interfase	146
3.3.1.	Temperaturas	146
3.3.2.	Partición del calor en la interfase	147
4.	Conclusiones	152

Capítulo IV: Cinemática de la formación de la viruta:

1.	Introducción	155
2.	Campo de velocidades	155
3.	Radio de curvatura de la viruta	157
4.	Longitudes de contacto, espesor de la viruta y ángulo de cizallado	161
5.	Conclusiones	166

Capítulo V: Efecto del contacto en las fuerzas de corte:

1.	Introducción	169
2.	Coefficiente de fricción constante	170
2.1.	Efecto del modelo de contacto de Coulomb en los resultados macroscópicos	172
2.2.	Fuerzas de corte y de avance en la superficie de desprendimiento	174
2.3.	Influencia del radio de filo en los resultados macroscópicos	180
2.4.	Comportamiento de la fricción aparente	183
3.	Comparación de los resultados numéricos con datos experimentales	185
3.1.	Comportamiento de las fuerzas con la velocidad de corte	185
3.2.	Comportamiento de las fuerzas con el valor del avance	188
4.	Coefficiente de fricción variable con la velocidad de deslizamiento	189
5.	Conclusiones	194

<u>Conclusión general</u>	221
----------------------------------	-----

<u>Bibliografía</u>	227
----------------------------	-----

<u>Anexo</u>	239
---------------------	-----

Nomenclatura:

α	El ángulo de desprendimiento.
β	El coeficiente de Quinney – Taylor.
ϕ	El ángulo de cizallado.
η'	La fracción del calor de fricción evacuado dentro de la viruta.
κ	La conductancia térmica entre las superficies en contacto.
μ	El coeficiente de fricción de Coulomb.
μ_{ap}	La fricción aparente.
$\bar{\mu}$	La fricción media actuando sobre la superficie de desprendimiento.
σ	La tensión normal a la superficie de desprendimiento.
τ	La tensión de fricción en la superficie de desprendimiento.
τ_y	La tensión límite en cizalladura del material.
F_c	La fuerza de corte.
F_t	La fuerza de avance.
l_c	La longitud total de contacto entre la herramienta y la viruta.
l_p	La longitud de contacto de tipo adherente entre la herramienta y la viruta.
N	La fuerza normal a la superficie de desprendimiento.
T	La fuerza tangencial a la superficie de desprendimiento.
T	La temperatura.
t_1	El avance.
t_2	El espesor de viruta.
R	El radio de curvatura de la viruta.
V	La velocidad de corte.
V_c	La velocidad media de la viruta.
V_s	La velocidad relativa de deslizamiento del material en la interfase.

CAPITULO I:

Introducción y estado del arte del proceso
de mecanizado.

1. Introducción general

El mecanizado es un proceso mecánico que consiste en la fabricación de piezas de gran precisión. El método se basa en el arranque de material de un bloque inicial de materia prima, mediante una herramienta, hasta la obtención de la geometría de la pieza final. Existen numerosas familias de arranque de material pero, en este trabajo, nos centraremos en particular en los procesos de mecanizado con herramientas de filo geométricamente definido, básicamente de tres tipos: el torneado, el fresado y el taladrado. Estos tres tipos de mecanizados son los más frecuentemente utilizados hoy en día en la industria y representan un porcentaje muy importante del PIB de los países industrializados.

Controlar el proceso de mecanizado no es una tarea fácil de conseguir. Los mecanismos físicos que definen el arranque de material son complejos porque engloban todo un conjunto de procesos que son objetos de estudio por parte de las disciplinas de la mecánica y de las ciencias de los materiales. Parte de la complejidad de este proceso radica en que las condiciones de contacto mecánico y físico entre la herramienta y la pieza influyen notablemente en la formación de la viruta. De hecho, se observa que cambiando el tipo de material de la herramienta (o el de la pieza) así como cambiando alguna de las condiciones de corte (por ejemplo la velocidad de corte, la profundidad de corte, el ángulo de desprendimiento etc.), los mecanismos de generación de la viruta pueden cambiar pasando de ser continua a serrada o segmentada (rotura del material). Por otra parte, cerca del filo de la herramienta se producen zonas de carga extrema con elevados valores de deformación, de velocidad de deformación y de temperatura, y generación de nuevas superficies libres (superficie mecanizada).

Fabricar objetos mediante el arranque de material es una tecnología que aparece ya en las actividades de manufactura en las primeras civilizaciones conocidas hace miles de años. A pesar de esto, la modelización de este proceso de mecanizado sigue siendo un desafío para los investigadores debido a la continua necesidad industrial de mejorar el proceso o de mecanizar nuevos tipos de materiales como las aleaciones de baja maquinabilidad o los materiales compuestos.

2. Breve repaso de la historia del desarrollo del proceso mecanizado

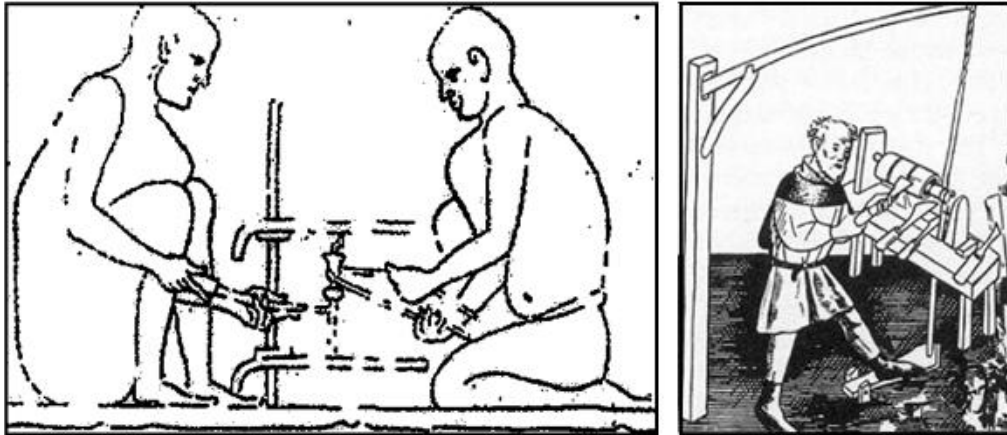


Figura 1.1: Reproducción de un (jeroglífico) egipcio del siglo III BC de una operación de torneado. (Izquierda). Imagen de un torno utilizado en Alemania en 1395 (Derecha).

Mucho antes que empezara la Revolución Industrial del siglo XVIII en Europa, las herramientas manuales fueron utilizadas para cortar y formar piezas con el propósito de producir bienes destinados a un uso doméstico. Gracias a los estudios arqueológicos sabemos hoy que el uso de un torno se hacía hace más de 1000 A.C. Incluso existe una ilustración del antiguo Egipto del siglo III D.C. que representa una operación de cilindrado realizado por un artesano ayudado de su asistente, figura 1.1 (Izquierda). Los arqueólogos también demostraron que el uso del torno en Europa fue gracias a la expansión de los pueblos celtas a partir de Escocia y Dinamarca hacia el sur.



Figura 1.2: Torno construido por Leonardo Da Vinci.

Al fin de la Edad Media el uso del torno a arco, figura 1.1 (Derecha), es frecuente en Europa. El movimiento rotativo del eje del torno se obtenía mediante un arco cuya cuerda se envolvía en torno a un eje y que accionaba un operador con su pie, sus manos sujetando la herramienta. Este tipo de torno todavía lo utilizan relojeros y joyeros en la India.

Es curioso encontrar en la historia del mecanizado el interés del gran inventor Leonardo Da Vinci, que se invirtió su genialidad visionaria en la elaboración de un torno, figura 1.2. Cabe destacar que uno de sus esquemas reproducido en la figura 1.3 (Izquierda) dio lugar a la realización de varios prototipos que muestran una gran eficiencia en el trabajo de la madera, figura 1.3 (Derecha).

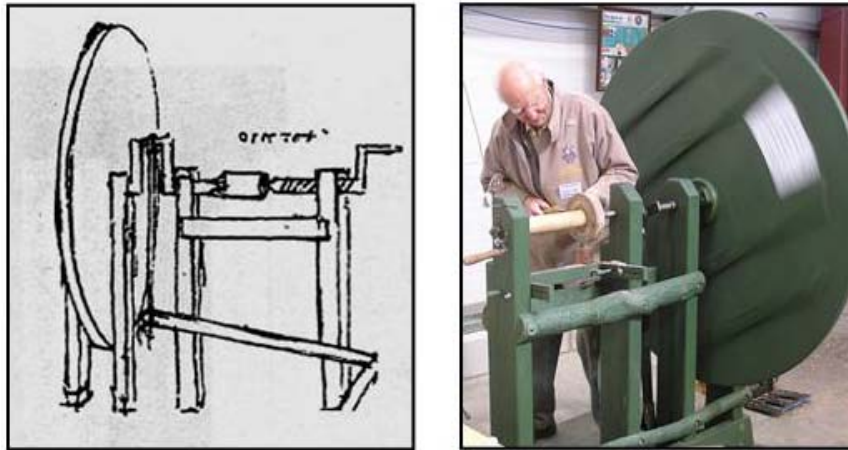


Figura 1.3: Esquema dibujado por Leonardo Da Vinci de un torno (Izquierda). Prototipo de máquina de torneado funcionando elaborado a partir del esquema de Da Vinci (Derecha).

Con la invención de la máquina de vapor, la industrialización de la producción empezó. La utilización masiva en el siglo XIX de máquinas herramientas capaces de fabricar piezas de gran precisión en grandes cantidades rápidamente hizo de la fabricación en serie una realidad.



Figura 1.4: Fotografía de la máquina de cilindrado interior de Wilkinson (Inglaterra – 1775).

Al principio en Inglaterra y en Francia asistimos a un crecimiento importante de la concepción de nuevas máquinas-herramientas cada vez más sofisticadas y realmente modernas. Como ejemplo, destacan la máquina de cilindrado interior de John Wilkinson de 1775 ilustrado por la Figura 1.4, y el torno con cambio de velocidad de Henry Maudslay de 1797, figura 1.5, ambos de fabricación inglesa, así como el torno elaborado por el inventor francés Sénot en 1795 ilustrado en la figura 1.6.

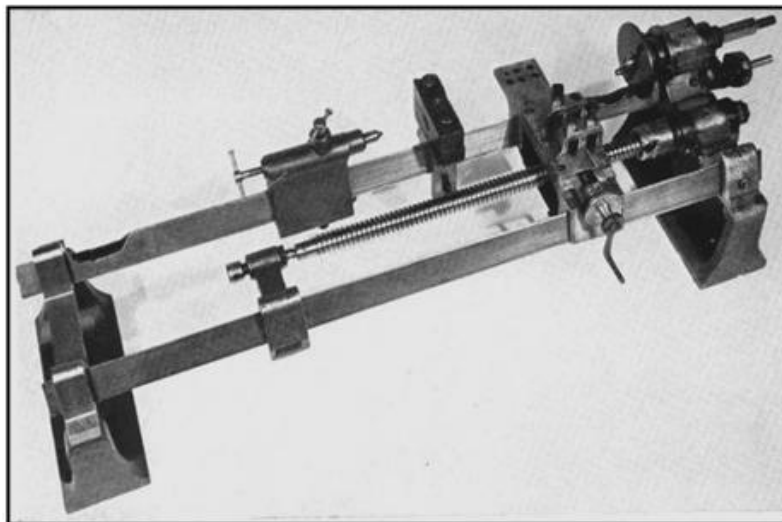


Figura 1.5: Fotografía del torno con cambio de velocidad de H. Maudslay (Inglaterra – 1797).

A lo largo del siglo XIX fue el turno de los inventores norteamericanos de desarrollar el diseño y la elaboración de las máquinas-herramientas. Se sigue una larga

serie de patentes entre las cuales destacan varios tornos y bancos de taladro depositados por E. Whitney, J.R. Brown y F.W. Fellows.

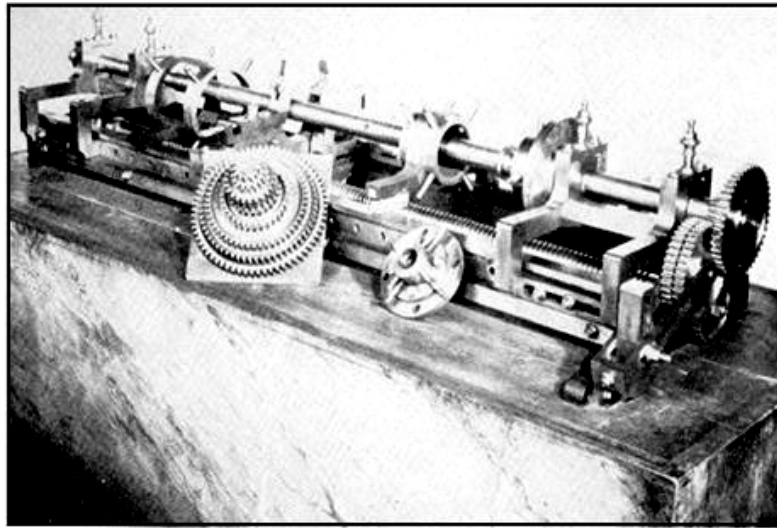


Figura 1.6: Fotografía del torno con cambio de velocidad de Sénot (Francia – 1795).

La producción de materiales abrasivos artificiales a finales del siglo XIX permitió la aparición de un nuevo tipo de máquinas-herramientas: las muelas. C.H. Norton demuestra la gran eficiencia de su máquina, figura 1.7, realizando una operación de rectificación de un cigüeñal de automóvil en tan solo 15 minutos cuando esta tarea llevaba a un técnico más de 5 horas de trabajo.

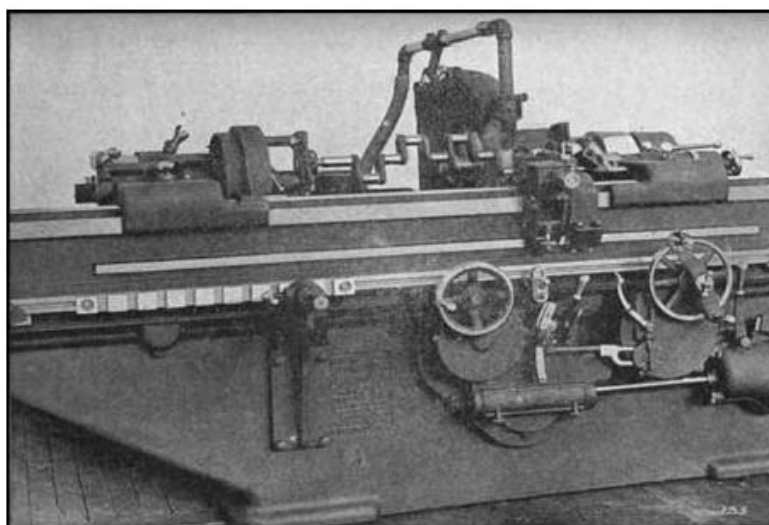


Figura 1.7: Fotografía de la rectificadora de Charles Hotchkiss Norton (EE.UU – 1896).

El siglo XX fue testigo de la introducción de numerosas mejoras de las máquinas-herramientas, particularmente en el desarrollo de la automatización de las tareas controladas por sistemas electrónicos e informáticos. También se desarrollaron nuevas técnicas llamadas no convencionales como el mecanizado electroquímico y ultrasónico. A pesar de todo, los fundamentos de la concepción de máquinas-herramientas siguen siendo en gran parte la herencia de los inventores de los siglos XVIII y XIX.

3. Estado de arte

3.1. Introducción

El mecanizado es un proceso de fabricación complejo que depende del material de la pieza y de la herramienta, de los parámetros de corte y de las condiciones de contacto en la interfase. La formación de la viruta también depende de las condiciones de corte del problema (Ángulo de corte, ángulo de desprendimiento, avance, velocidad de corte, rigidez de la máquina...). Para un investigador, la comprensión de este proceso es un verdadero desafío. La formulación de una teoría generalizada sobre el mecanizado que defina un modelo capaz de predecir todos los resultados es un reto difícil de conseguir. Debido a este motivo, los primeros trabajos sobre este tema fueron sobre todo descriptivos, y que la elaboración de un modelo generalizado fiable sigue siendo hoy un objetivo de actualidad.

3.2. Los pioneros de la investigación sobre el proceso de mecanizado

Primeras observaciones, descripciones e hipótesis importantes

Con la aparición de las máquinas-herramientas a partir del fin del siglo XVIII y del comienzo de la producción en masa a mediados del siglo XIX, la optimización de la productividad [en este caso la maximización del tiempo de vida de la herramienta de corte] se convirtió en un punto clave de la competitividad en los países recientemente industrializados. Fue entonces cuando la investigación en la temática del proceso de mecanizado se inició, y sigue siendo hoy una línea de investigación importante con más de 200 años de estudio y resultados.

En su libro, Childs [1] explicó que las primeras observaciones sobre la formación de la viruta fueron hechas por Tresca y por Mallock. En 1878, Tresca [2] presentó sus trabajos en cuales propone nuevas ideas sobre la forma de la herramienta y la profundidad de corte óptimas. Tresca, que publicó una foto explicativa de la formación de viruta ilustrada en la figura 1.8-a, insistió sobre la necesidad de adoptar un enfoque mecánico para estudiar el proceso de mecanizado.

Mallock [3] publicó en 1881 una imagen presentada en la figura 1.8-b en la cual pone de manifiesto que la formación de la viruta es debido al fenómeno de cizallamiento del material en la zona primaria. Gracias a unas observaciones realizadas con un microscopio óptico que sólo aumentaba 5x el tamaño de los objetos, Mallock estableció otro principio importante del mecanizado: la fricción entre la herramienta y la viruta es determinante en el proceso de la formación de la viruta. Por otra parte, Childs [1] indica en su libro que Mallock [3] propuso en sus trabajos la idea de que la viruta tenía un espesor que minimizaba la energía de fricción. Esta idea es parecida a la hipótesis formulada por Merchant más de 60 años después.



Figura 1.8: Ilustraciones sobre la formación de la viruta según Tresca (a) y Mallock (b).

En otra publicación importante presentada en 1907, Taylor [4] concluyó 25 años de trabajos sobre el proceso de mecanizado, insistiendo sobre el destacado papel de los fenómenos térmicos en la optimización de la duración de vida de las herramientas de corte. Taylor introdujo los aceros rápidos como material de corte, demostrando que éstos mejoraban la resistencia a las temperaturas altas, lo que permitió mecanizar piezas a mayores velocidades de corte, aumentando la productividad.

3.3. Las primeras teorías para la predicción de los resultados

La modelización analítica del proceso de mecanizado

En 1945, Merchant [5] publicó el primer modelo predictivo centrado en la operación de arranque de material. Este modelo sigue siendo hoy uno de los más importantes y de los más utilizados en el ámbito académico. Merchant se centró en el corte ortogonal, con lo que su modelo se basa en un análisis bajo la hipótesis de flujo de material en el plano perpendicular al filo de corte (deformación plana), figura 1.9. El material fue considerado de tipo plástico perfecto y el contacto entre la viruta y la herramienta fue definido como totalmente deslizante bajo una relación de tipo Coulomb con un coeficiente de fricción constante. La hipótesis más importante de este modelo era que la formación de la viruta se originaba en el plano de espesor infinitesimal (AB), llamado zona primaria de cizallamiento, donde el material cambia instantáneamente de dirección. Esta hipótesis proviene en realidad de las observaciones experimentales publicadas por Ernst [6] en 1938. El plano (AB) define con la dirección de corte el ángulo de cizallamiento ϕ y Merchant [5] propone que el ángulo de cizallamiento ϕ minimiza la fuerza de corte.

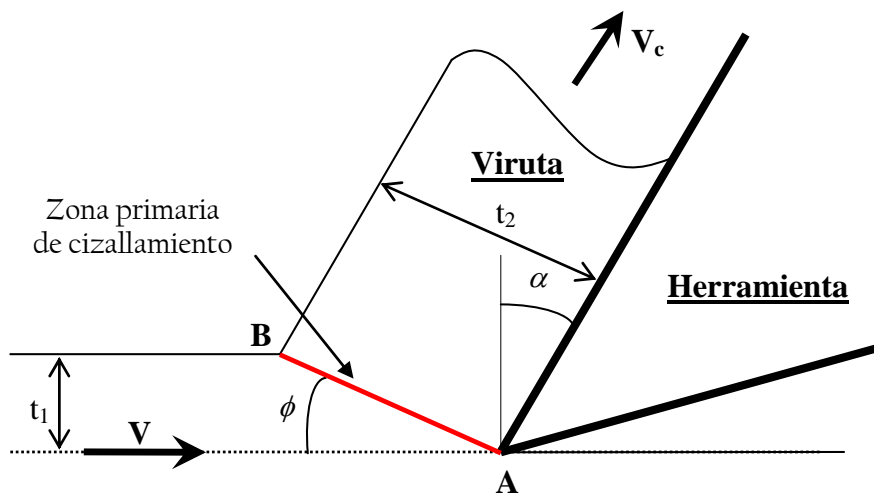


Figura 1.9: Modelo de corte ortogonal publicado por Merchant [5].

La simplicidad del modelo de Merchant ha contribuido a su amplia utilización por parte de distintos investigadores. Sin embargo, el modelo de Merchant no predice satisfactoriamente los resultados obtenidos en los ensayos experimentales.

Varios trabajos han sido publicados recientemente para criticar la determinación del ángulo ϕ a partir del principio de minimización de la energía. Baker [7] quiso comprobar la validez del modelo de Merchant mediante la simulación numérica. El autor publicó un estudio numérico donde consideraba todas las hipótesis de Merchant y analizaba los resultados. Baker [7] constata que el principio de minimización de la energía juega un papel muy importante en la formación de la viruta, particularmente en su segmentación a altas velocidades de corte, pero que ese principio no determina el valor de ϕ . A pesar de basarse en las mismas condiciones que las expresadas previamente por Merchant, los resultados de Baker no se corresponden con los de Merchant, porque el modelo analítico de este último cuenta con un defecto importante en la definición de la cinemática de la formación de la viruta. Ese detalle ha sido discutido por Molinari & Moufki [8], que consiguieron identificar el fallo en el modelo analítico y corregirlo.

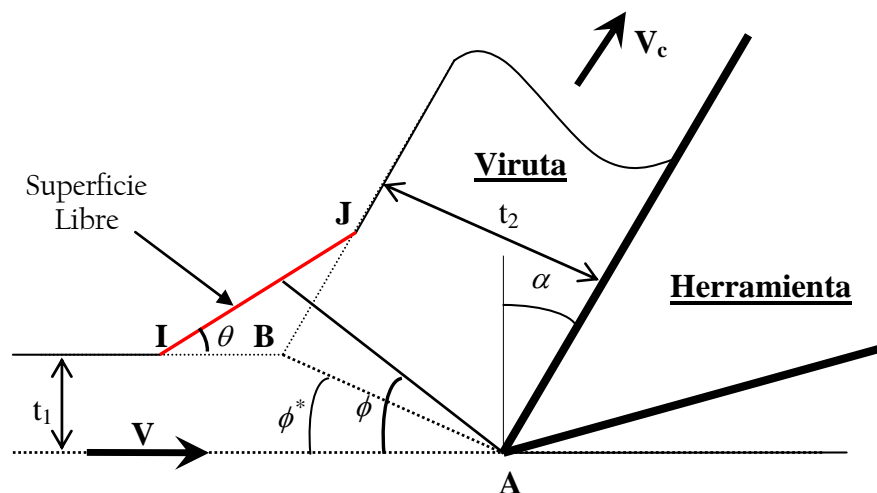


Figura 1.10: Modelo modificado de Merchant propuesto por Molinari & Moufki [3].

Molinari & Moufki [8] propusieron un modelo de Merchant modificado que mejora la definición de la cinemática del problema. Los autores incluyen un criterio de estabilidad suplementario para la morfología de la viruta. Concretamente, este nuevo modelo, ilustrado en la figura 1.10, toma en cuenta una forma suavizada de la superficie libre en la base de la viruta que permite corregir el valor del ángulo de cizallamiento.

Existen otros modelos analíticos de corte ortogonal desarrollados para predecir las fuerzas de corte. Los más populares dentro de la comunidad científica son los de Lee

& Shaffer [9] y de Oxley [10]. El modelo de Lee & Shaffer [9] fue publicado en 1951. Este modelo, desarrollado después por Kudo [11], y luego también por Dewhurst [12] (mejorando la predicción de la curvatura de la viruta), se centra en el estudio de la formación de la viruta, a través de un análisis de la respuesta de tipo plástico del material. En el modelo, Lee & Shaffer [9] suponen un espesor infinitesimal de la zona primaria como en el modelo de Merchant y consideran el material de la pieza como rígido-plástico perfecto despreciando los efectos del endurecimiento y de la velocidad de sollicitación en la respuesta del material. La principal aportación de este modelo es que considera un contacto plástico en la interfase. Concretamente, en este modelo el valor de la fricción se considera en términos microscópicos, definiendo un coeficiente de fricción medio a lo largo de la interfase.

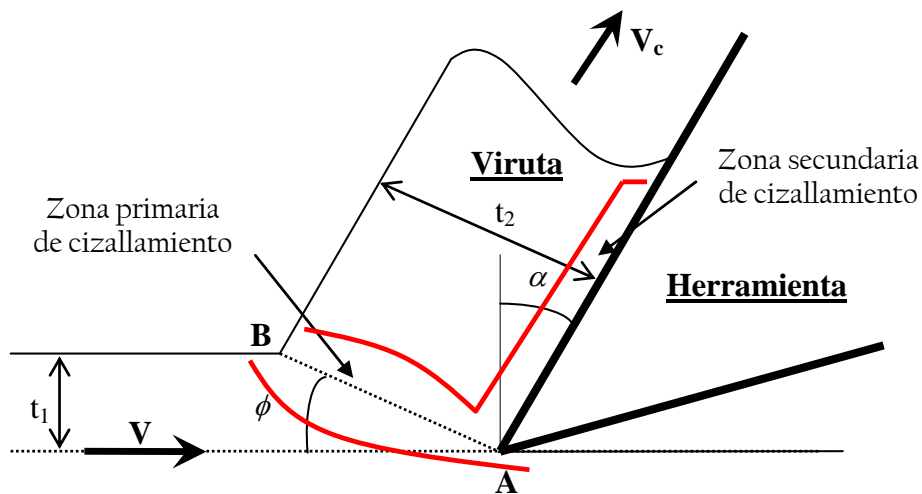


Figura 1.11: Modelo de corte ortogonal desarrollado por Oxley [10].

Oxley [10] desarrolló un modelo termo-mecánico considerando un comportamiento termo-visco-plástico para el material además de definir un espesor no-infinitesimal para la zona primaria de cizallamiento. Asimismo, definió en la interfase un contacto de tipo no plástico donde la materia no desliza sobre la herramienta. Esta hipótesis tiene como consecuencia la aparición de la zona secundaria de cizallamiento, figura 1.11. Es importante destacar que este modelo de corte ortogonal considera la fricción como un fenómeno de cizallamiento del material dentro de la viruta a lo largo de la zona de contacto.

3.4. El contacto en la interfase viruta/herramienta

El contacto entre la herramienta y la viruta es un aspecto clave para la comprensión del proceso de mecanizado. La fricción ha sido un tema investigado y discutido desde el principio. Las fuerzas de corte y de avance no permiten obtener conclusiones acerca de la interacción local en la interfase. La obtención de las tensiones normales y de fricción proporciona este tipo de información.

Durante una operación de mecanizado, las fuerzas de corte que se miden suelen ser muy altas sobre todo teniendo en cuenta las zonas de contacto entre herramienta y pieza son muy pequeñas. Esto es consecuencia de las elevadas tensiones entre la herramienta y el conjunto pieza/viruta.

Takeyama & Usui [13] publicaron en 1958 un estudio sobre la variación de las fuerzas de corte con respecto a la superficie de contacto. Para esto, los autores utilizaron una herramienta diseñada para mantener la superficie de contacto constante. La principal conclusión de este trabajo era que la fuerza de fricción es proporcional a la superficie de contacto, es decir, la tensión de fricción media en la interfase es constante. Además, los autores demostraron que esta tensión de fricción media es casi igual al límite elástico de cizalladura del material.

Kattwinkel en 1957 [14], Andreev en 1958 [15] y Usui & Takeyama en 1960 [16] fueron de los primeros en observar experimentalmente la distribución de las tensiones en la interfase. Para conseguirlo, estos autores utilizaron una herramienta foto-elástica para mecanizar plomo a bajas velocidades de corte (entre 0,02 m/s y 0,08 m/s). El perfil de las tensiones obtenido por Kattwinkel e Andreev es muy similar. La tensión normal disminuía fuertemente hasta el final del contacto siguiendo una ley de tipo potencia. La disminución de esta tensión obtenida por Usui & Takeyama es diferente, figura 1.12-a.

Los autores observaron que la tensión normal presentaba un importante pico de tensión en el filo de corte, luego se estabilizaba en una pequeña parte de la interfase antes de volver a caer fuertemente en la segunda parte de la zona de contacto. La principal observación de Usui & Takeyama [16] era que la tensión de fricción presentaba una meseta a lo largo de la casi totalidad de la interfase antes de caer fuertemente al final del contacto, figura 1.12-a. Como en las demás publicaciones [14,15]

citadas por Hsu [17], este trabajo puso de manifiesto a posteriori, que el ratio de las tensiones, que uno puede asimilar a la fricción local en cada posición de la interfase, no era constante a lo largo de la interfase herramienta/viruta, figura 1.12-b.

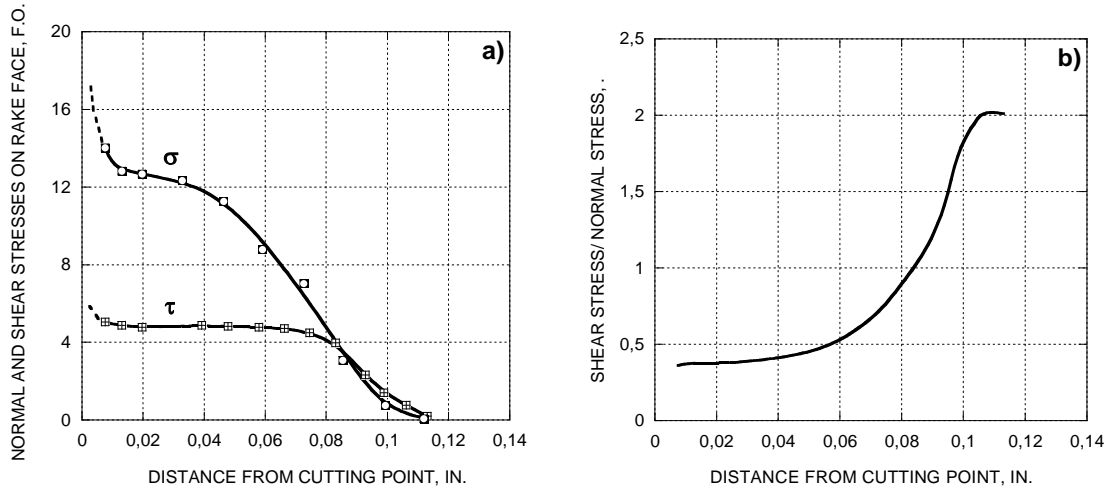


Figura 1.12: a- Distribución de la tensión normal y de cizalladura obtenidos experimentalmente por Usui & Takeyama [16]. b- Ratio de las tensiones que le corresponde.

Las mismas tendencias de distribución de tensiones fueron publicadas por Zorev [18], que propuso en 1963 el modelo representado en figura 1.13. En este modelo, la tensión normal σ disminuye fuertemente y no linealmente desde el filo de corte hasta el fin del contacto, siguiendo una ley de tipo potencia. l_p es la zona de contacto plástico donde el valor de la tensión de fricción iguala a la tensión del límite elástico de cizalladura del material ($\tau = \tau_Y$). $l_p \leq x \leq l_c$ es la zona de deslizamiento donde, como consecuencia de la baja presión normal, la tensión de fricción es proporcional a la tensión normal según la relación clásica de Coulomb ($\tau = \mu \cdot \sigma$).

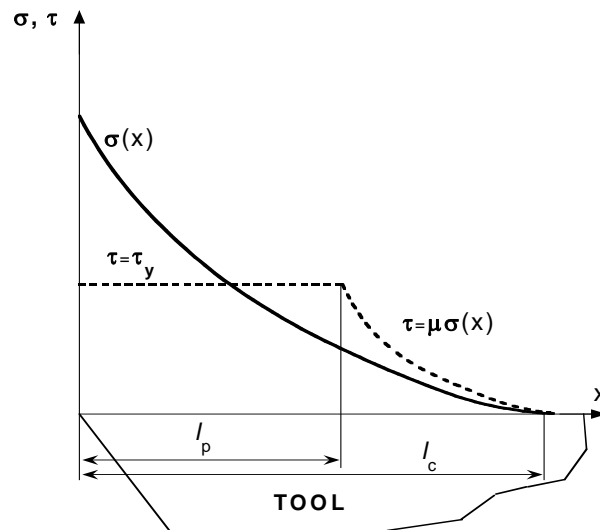


Figura I.13: Distribución de la tensión normal y tangencial en la interfase según Zorev [18].

Varios trabajos experimentales sobre la distribución de las tensiones han sido también publicados utilizando un dispositivo con una herramienta dividida (splits cutting tool) a lo largo de los años 60 y 70. Los más destacados son los trabajos de Hsu [17] y de Kato et al. [19]. A partir de resultados obtenidos por ensayos de torneado de aluminio a 8 m/s, Hsu propone una ley potencial para la tensión normal. El autor introduce también la idea de similitud geométrica de los resultados, concluyendo que dos procesos geoméricamente similares (es decir, dos ensayos donde los ratios de la longitud de contacto por el avance, l/t_1 , son iguales) deben de tener la misma distribución de las tensiones en la interfase. Wallace & Boothroyd y Takeyama criticaron estos resultados poniendo de manifiesto la dificultad que existe de extrapolar, a partir de las fuerzas de corte, la distribución de las tensiones en la interfase. Kato et al. [19] midieron las tensiones en la interfase para varios materiales (Al-O, Al-H, Cu, Pb, Pb-Sn y Zn) con varios avances y ángulos de desprendimiento, pero despreciando las medidas cerca del filo de corte. Los autores demostraron que la distribución de las tensiones en la interfase estaba relacionada con el tipo de material observado, tanto en la forma como en los niveles de tensiones medidos.

En 1989, Childs et al. [20] obtuvieron experimentalmente para un acero dulce una distribución de tensiones de fricción similar a la de Kato et al. [19] utilizando una herramienta cortada. Childs et al. insistieron en el hecho de que las tensiones normales

que observó presentaban una meseta además de un fuerte pico de tensión cerca del filo de corte antes de bajar bruscamente al final del contacto, figura 1.14-a.

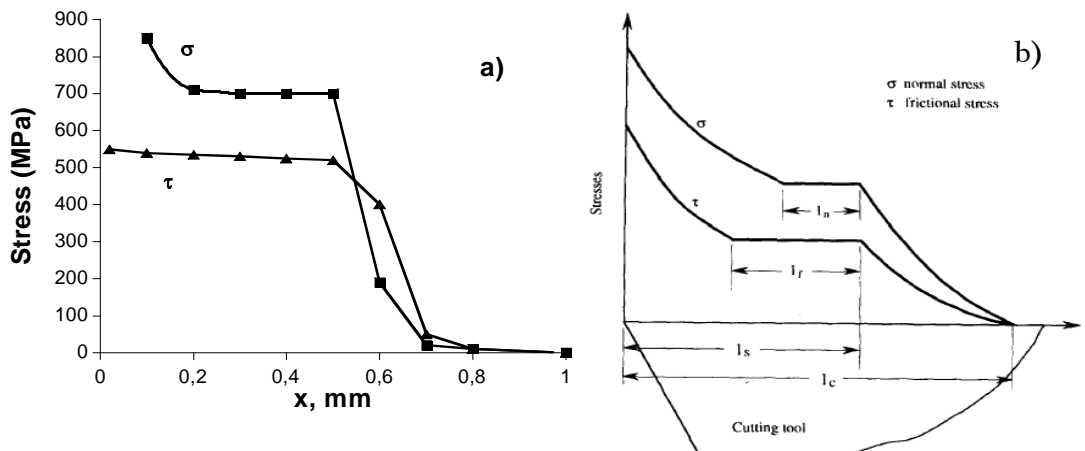


Figura 1.14: Distribución de las tensiones normales y de fricción a lo largo de la interfase viruta herramienta para un acero dulce según: a- Childs et al. [20], b- Lee et al. [21].

Unos años después, Lee et al. [21] se centraron particularmente en medir las tensiones cerca del filo de corte. Sus observaciones eran muy parecidas a las de Childs por cuanto a la meseta y al pico cerca del filo de corte que presentaba la tensión normal. Los autores mostraron que un pico de tensiones similar al de las tensiones normales existía también para las tensiones de fricción en esa misma zona, figura 1.14-b.

3.5. Naturaleza del contacto en la interfase

Mecanismos de la fricción entre la herramienta y la viruta

Estudiar la distribución de las tensiones en la interfase viruta-herramienta es un campo de los más importantes en el mecanizado, ya que representa uno de los procedimientos experimentales más accesibles para obtener datos precisos sobre el estado real del contacto mecánico en esa zona. La existencia simultánea de una zona de adhesión y una zona de deslizamiento, pone en evidencia el carácter discontinuo y complejo del contacto en la interfase [16, 18, 20, 21]. Para ilustrarlo, el modelo presentado por Zorev [18], por ejemplo, describe dos relaciones para la tensión de fricción, τ , según que ésta esté situada en la parte pegada o deslizante del contacto, Ecuación.1.

$$\tau(x) = \tau_Y, \quad \text{en la parte pegada,} \quad (1-1-a)$$

$$\tau(x) = \mu \cdot \sigma(x), \quad \text{en la parte deslizante.} \quad (1-1-b)$$

donde τ_Y es el límite elástico de cizalladura del material de la pieza y σ es la tensión normal en la posición x sobre la interfase.

En su libro, Shaw [22] explica que la fricción tiene un comportamiento diferente según que la presión en la interfase sea relativamente alta o relativamente baja: para las presiones relativamente bajas, el ratio de la tensión de fricción entre la tensión normal tiene un valor constante para un par de materiales en contacto, independientemente de la presión aplicada (siempre que sea baja), de la velocidad de deslizamiento relativa entre los dos sólidos, de la temperatura, del estado de las dos superficies en contacto y de la superficie de contacto aparente. Shaw insiste en que estas observaciones, que eran conocidos por los trabajos de Amontons (1699) [23], no son válidas para el mecanizado, como lo demuestran algunos trabajos experimentales citados previamente [6, 13, 14-21].

En el caso de un contacto con altas presiones, el valor de la fricción medida para un par de materiales en contacto depende de varios parámetros, principalmente del nivel de la presión aplicada pero también de la temperatura en la interfase y de la velocidad relativa de deslizamiento de un sólido con respecto al otro. Varios trabajos publicados posteriormente consolidan estas hipótesis. Por ejemplo Lim et al. [24] observaron en 1989 que la fricción obtenida depende fuertemente de la rugosidad en la interfase para velocidades de corte inferiores a 1m/s. Para las velocidades de corte superiores, los autores mostraron que la fricción depende tanto de la velocidad como de la presión normal aplicada en la interfase.

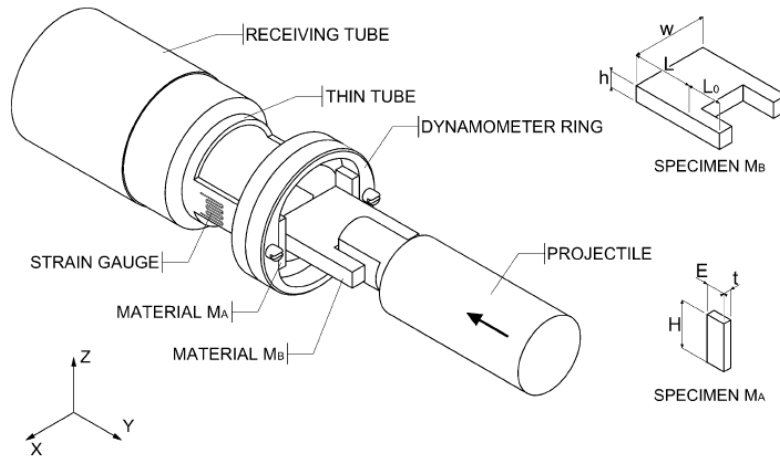


Figura 1.15: Dispositivo de medición de la fricción publicado por Philippon et al. [25].

Philippon et al. [25] publicaron en 2004 un trabajo donde presentaban un dispositivo experimental de medición de la fricción entre dos sólidos, figura 1.15. La ventaja principal de este dispositivo era que se podía controlar y variar la presión entre las dos piezas que friccionan entre sí. De esta forma, los autores publicaron para un material dado la variación de la fricción con respecto a la velocidad y a la presión ilustrada en la figura 1.16:

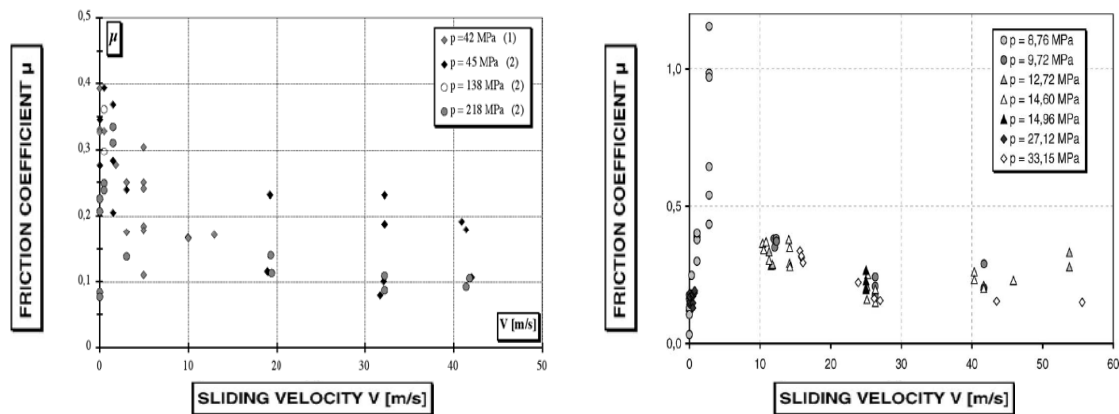


Figura 1.16: Variación de la fricción deslizando en función de la velocidad para: un contacto carburo/acero obtenido por Sutter et al. [81] (izquierda); un contacto acero/acero obtenido por Philippon et al. [25] (derecha).

Los resultados de Philippon et al. [25] tienen la particularidad de estar relacionados únicamente con el tipo de contacto deslizando. Así pues, uno puede observar, a partir de estos resultados, que existen dos tendencias para describir la

variación de la fricción con la velocidad de deslizamiento relativa entre dos superficies a presión constante:

- A bajas velocidades de deslizamiento (hasta unos 3m/s), el coeficiente de fricción obtenido aumenta fuertemente con la velocidad.
- A altas velocidades de deslizamiento (a partir de 3m/s), la fricción obtenida disminuye con el aumento de la velocidad aunque también se observa que para bajas presiones aplicadas entre las dos superficies, la fricción tiende a aumentar ligeramente a partir de altas velocidades de deslizamiento (30 m/s).

Con relación a la influencia de las tensiones normales aplicadas en el comportamiento de la fricción, aunque la tendencia no esta clara del todo por el pequeño intervalo de las presiones aplicadas en la figura 1.16, Philippon et al. observan que las presiones no juegan un papel importante, salvo a altas velocidades donde, al contrario de los resultados obtenidos para las bajas presiones, los coeficientes de fricción obtenidos para altas presiones se estabilizan alrededor del valor $\mu = 0.2$.

Recientemente, varios autores [26-28] estudiaron la variación de la fricción seca en función de la velocidad para varios aceros utilizando un dispositivo experimental de tipo “pin-on-disk” ilustrado en la figura 1.17.

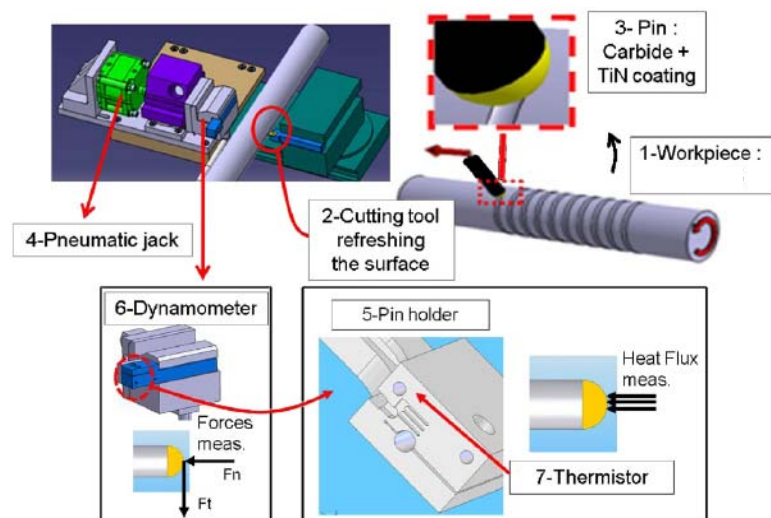


Figura 1.17: Dispositivo de medición de la fricción utilizado en [26-28].

Los resultados obtenidos por Bonnet et al. [26] para el AISI 316L y por Rech et al. [27] para el AISI 1045 confirman los resultados de Philippon et al. [25] aunque, la comparación de estos nuevos trabajos aporta nuevas aclaraciones sobre el comportamiento de la fricción con relación al tipo de material estudiado.

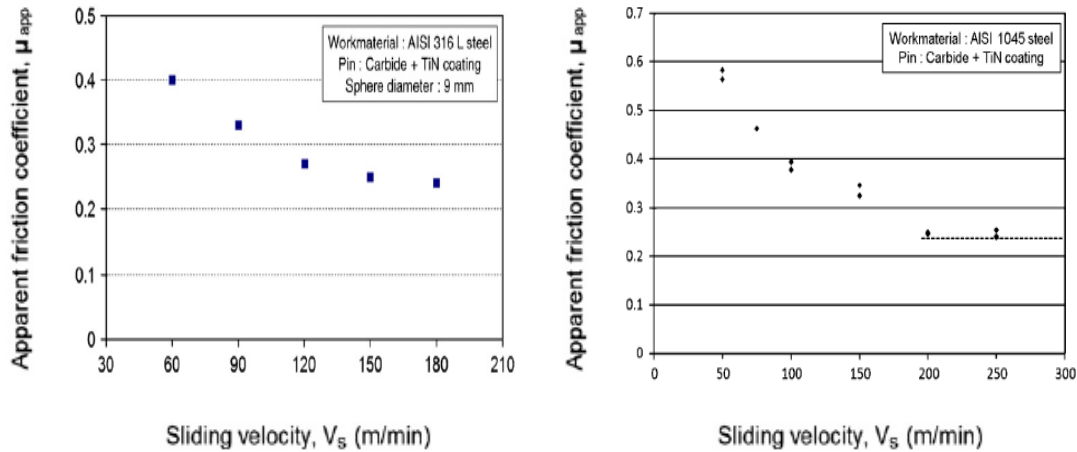


Figura 1.11: Variación de la fricción en función de la velocidad utilizando un dispositivo de medición de tipo “pin-on-disk” para los aceros: AISI 316L según Bonnet et al. [26] (Izquierda) y AISI 1045 según Rech et al. [27] (Derecha).

En efecto, en las figuras 1.11 y 1.12 se observa que:

- La fricción obtenida depende fuertemente del tipo de material utilizado sobre todo a bajas velocidades. Este resultado es válido para un estado de superficie equivalente, ya que las superficies de contacto de los materiales ensayados han sido mecanizados de igual manera en el mismo dispositivo experimental.
- Un valor asintótico de la fricción, que depende del tipo de material utilizado (entre 0.2 y 0.25), se alcanza a partir de una velocidad crítica que también depende del material. Además, Zemzemi et al. [28] demuestra que estos valores no dependen de la geometría del dispositivo utilizado ya que en su publicación Zemzemi compara los resultados obtenidos para varios diámetros de la cabeza del pin.

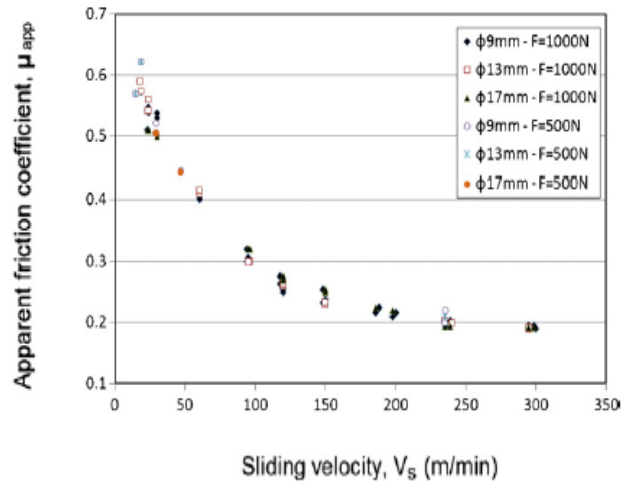


Figura 1.12: Variación de la fricción en función de la velocidad y de la presión para un acero AISI 4142 según Zemzemi et al. [28].

En 1956, Finnie & Shaw [29] relacionaron la física del fenómeno de la fricción, para las altas presiones, con el efecto de Moore [30] donde, como consecuencia de la plastificación excesiva de una de las dos superficies en contacto, el ratio R entre la superficie de contacto real y la superficie de contacto aparente, aumenta de forma logarítmica para alcanzar valores mayores que 1, a partir de un cierto nivel de presión. El comportamiento de la fricción entre dos superficies puede entonces ser modelado con una ley de tipo exponencial, donde se distinguen 3 regímenes de fricción en función del nivel de tensión normal aplicada entre la dos superficies [31]:

- σ bajo $\Rightarrow R \ll 1$: $\tau = \mu \cdot \sigma$: (donde la fricción es constante) El tipo de contacto es entonces totalmente deslizante;
- σ transición $\Rightarrow R < 1$: Una fase de transición;
- σ alto $\Rightarrow R = 1$: $\tau = \tau_Y$: la tensión de fricción es igual a la tensión del límite elástico de cizalladura del material. Y esto, independientemente de la presión aplicada. El contacto se produce con adhesión completa.

La mayoría de los ensayos experimentales llevados a cabo para estudiar la fricción en la interfase se han centrado en el estudio de la distribución de las tensiones

(ver apartado 2.3). Los altísimos niveles de presión observados cerca del filo de corte fueron el principal argumento de varios autores, como por ejemplo Wallace & Boothroyd [32] en 1964 o Bailey [33] en 1975, para sugerir la existencia de una zona de contacto pegado localizada cerca del filo de corte.

En realidad, en un trabajo publicado en 1979 por Doyle et al. [34], la equivalencia entre el hecho de tener altas presiones entre dos superficies en contacto y afirmar que tal condición implica un contacto pegado (hipótesis comúnmente encontrada en los trabajos relacionados con el mecanizado, sobre todo para modelizar el contacto cerca del filo de corte) ha sido muy discutida. Basándose en sus propias observaciones y notando que observaciones similares habían sido publicadas por Childs & Rowe en 1973 [35], Doyle et al. [34] publicaron las imágenes presentadas en la figura 1.17 donde se puede ver que en una pequeña parte cerca del filo de corte, el contacto es de tipo deslizante. Los autores explican que los mecanismos de deslizamiento en esta zona (zona 1-a) son diferentes de los de la zona 2 y, además, comparan este deslizamiento elástico en la zona 1-a con el modelo de la alfombra deslizante que ilustra la propagación de una dislocación en el material.

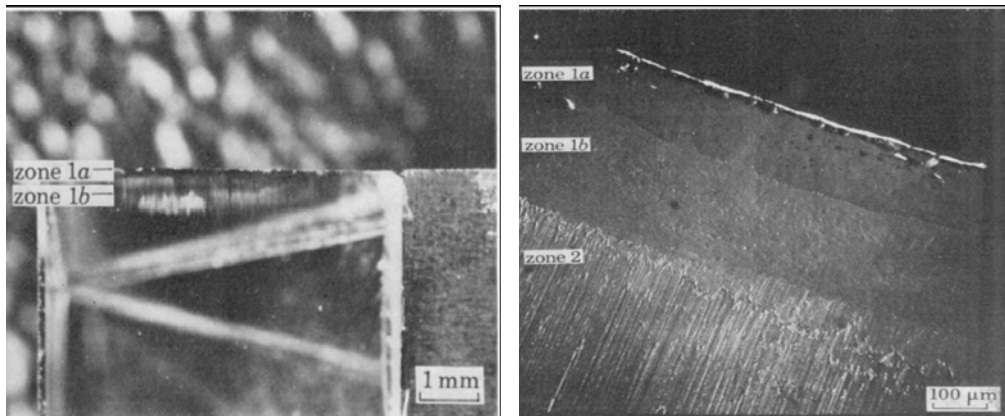


Figura 1.17: Fotos, a diferentes escalas de la superficie de desprendimiento, de una herramienta de zafiro publicadas por Doyle et al. [34].

Por otra parte, Doyle et al. [34] profundizaron aún más en el análisis de las causas de la aparición de la zona de adhesión entre herramienta y viruta haciendo una campaña de ensayos donde variaban el porcentaje de oxígeno en la atmósfera. Los resultados mostraban que la oxidación del material en la interfase era un parámetro de gran importancia en cuanto al desarrollo del fenómeno de adhesión.

Shirakashi & Usui [36] se basaron en los trabajos de Finnie & Shaw [29] para proponer un modelo, Ecuación (1-2), que relaciona de forma continua la tensión de fricción con la tensión normal en los casos de bajas y altas presiones en la interfase:

$$\tau = k \left[1 - e^{-(\mu\sigma/k)} \right] \quad (1-2)$$

donde k es la tensión límite de cizalladura del material en la zona primaria de deformación.

Childs et al. [37] modificaron la ecuación (1-2) para mejorar la transición de bajas a altas presiones. En la relación (1-3), los autores introdujeron dos factores correctivos: el primero es un factor de fricción dependiendo de la temperatura, $m(T)$, que impide en caso de contacto pegado, que la tensión de fricción sobrepase la tensión límite de cizalladura del material. El segundo parámetro empírico, n , controla la transición del contacto deslizante al contacto pegado.

$$\tau = m(T)k \left[1 - e^{-((\mu\sigma)/(m(T)k))^n} \right]^{1/n} \quad (1-3)$$

El autor nota que, como el producto $m.k$ está limitado por τ_y [38], la ecuación (1-3) es consistente con la relación (1-1).

Por otra parte, es importante destacar el trabajo publicado por Albrecht [39] en 1960. La idea de Albrecht consistía en tener en cuenta el aspecto redondo de la punta de la herramienta, y de descomponer la superficie de contacto en una zona recta, la de desprendimiento, y otra redonda, la de la punta de la herramienta. Esta distinción entre las dos zonas permitiría, en principio, deducir el valor del coeficiente de fricción en la interfase, a partir de un estudio paramétrico donde se varía el valor del avance. El coeficiente de fricción venía dado por la curva que relacionaba las fuerzas de corte al avance; concretamente por la pendiente de la zona lineal de la curva obtenida a partir de un valor de avance crítico. Para pequeños avances, se suele observar experimentalmente un comportamiento no lineal. La identificación de la fricción por la metodología de Albrecht supone tres hipótesis importantes:

- La fuerza total que actúa sobre la zona recta del contacto (redondeo de punta excluido) es proporcional al avance.
- La fuerza que actúa sobre la parte redonda es independiente del avance, salvo para los pequeños valores del avance.
- La fricción en la zona recta del contacto es constante con respecto al avance.

En la discusión del trabajo [39], M.C. Shaw apuntaba el hecho de que un trabajo similar había sido publicado siete años antes por M. Masuko[40]; además, las hipótesis en las que se basa esta metodología eran difícilmente previsibles. Particularmente, Shaw negó que la fuerza que actúa en la zona recta de la herramienta fuese proporcional al avance.

3.6. Modelización numérica del proceso de mecanizado

Los primeros modelos numéricos se remontan a los trabajos de Zienkiewicz [41] y Kakino [42] ambos publicados en 1971. Pero, son Shirakashi & Usui [43] quienes han desarrollado los primeros modelos numéricos termomecánicos con un comportamiento termo-visco-plástico para el material de la pieza. Utilizaron un programa iterativo para la formación de la viruta y implementaron una condición de fricción entre la viruta y la herramienta.

Gracias al desarrollo de la capacidad de cálculo a partir de 1980, se han podido construir los primeros modelos a base del Método de los Elementos Finitos, llevando a cabo unos análisis globales del corte ortogonal. Strenkowski & Carrol [44] fueron así los pioneros de la modelización numérica del régimen estacionario de corte realizando una simulación de la formación de una viruta discontinua basada en un criterio de deformación plástica. Más tarde, con el fin de solucionar los problemas numéricos relacionados con las condiciones extremas propias a la formación de la viruta, Marusich & Ortiz [45] introdujeron en las simulaciones unas nuevas técnicas numéricas de adaptividad del mallado. Se trata de unos programas que gestionan la operación de remallado del modelo para optimizar la geometría de la malla, particularmente, cerca del filo de corte, con el fin de mejorar el fenómeno de separación del material.

Al principio, la modelización del proceso de corte ortogonal se basaban en la formulación lagrangiana, donde la deformación de la malla está directa y únicamente relacionada con la deformación del material solicitado. Pero cada vez hay más estudios publicados en el tema utilizando, para definir la malla del modelo, una formulación híbrida llamada A.L.E. (Arbitrary Lagrangian Eulerian) [46,47]. Una ventaja de esta formulación es que permite eliminar los problemas numéricos relacionados con la distorsión excesiva de los elementos en la interfase, obtenidos a causa de las muy altas deformaciones alcanzadas durante el cálculo, sin recurrir a un costoso programa iterativo de remallado automático. Pero sin duda la principal ventaja de la formulación ALE es que la separación del material al nivel del filo de corte se define geoméricamente al construir el modelo, y eso sin tener que definir ningún criterio de separación de material (siempre elegido de forma arbitraria) [48]. Esto tiene la consecuencia de poder considerar unos niveles de fricción realistas entre la viruta y la herramienta, siendo una condición absolutamente necesaria para obtener, y comprender, los mecanismos que controlan el proceso de corte. De hecho, se sabe desde hace mucho tiempo que estos mecanismos están fuertemente relacionados con las condiciones de fricción en la interfase [49].

3.7. Modelización numérica de la fricción en las simulaciones de corte ortogonal

En los estudios publicados sobre la simulación numérica del corte ortogonal, se distinguen varios conceptos del modelado del contacto tangencial entre la viruta y la herramienta.

Como primer acercamiento al mecanizado, hemos de citar los trabajos por ejemplo de Miguélez et al [48] o de Bäker [50] donde se consideró una fricción nula en la interfase. Esta hipótesis se hizo para simplificar el análisis de los resultados obtenidos relacionados particularmente con la zona primaria de deformación (por ejemplo la variación del ángulo ϕ). Los autores argumentaban que el dominio de validez de sus estudios cubre únicamente las altas velocidades de corte. Para justificarlo, Bäker [51] se apoyó en las observaciones experimentales de Hoffmeister y de Gente, que enseñan que a grandes velocidades de corte, el coeficiente de fricción aparente baja de forma significativa.

De manera general, en las simulaciones numéricas, la fricción suele ser considerada por un coeficiente, a menudo constante, a través de la relación de Coulomb [52], que corresponde a la ecuación (1-1-b).

$$\tau = \mu \cdot \sigma \quad (1-1-b)$$

Inspirados por el modelo de Zorev, numerosos trabajos han considerado lo que se llamó “modelo de Coulomb modificado”, donde se considera limitar la tensión de fricción a un valor determinado τ_{crit} , Ecuación (1-4). En la mayoría de los trabajos, como en el de Liu & Guo [53], esta limitación es la tensión límite de cizalladura inicial del material τ_y . Pero, también se implementó como valor límite para τ_{crit} la tensión de rotura en cizallamiento del material [54].

$$\tau = \min (\mu \cdot \sigma ; \tau_{crit}) \quad (1-4)$$

Varios autores se interesaron en la forma del coeficiente de fricción que se ha de implementar en las simulaciones numéricas. Por ejemplo, Childs propuso en [55] que el coeficiente de fricción fuera dependiente de la velocidad de deformación plástica y Karpát & Özel [56] implementaron una ley de fricción que depende de la tensión normal. También, Childs estudia en [57] la elección de un valor límite de la tensión de fricción y su influencia sobre los resultados numéricos.

Otra manera frecuentemente encontrada para la implementación de la fricción en las simulaciones numéricas considera, más que una relación entre la tensión normal y la tensión de fricción, una tensión de cizalladura, determinada como si fuera una condición de contorno en toda la interfase o sólo en la parte pegada del contacto. Este concepto de fricción está pre-implementado en varios códigos de elementos finitos como por ejemplo ADVANTEDGE y DEFORM. En este tipo de trabajos se suele definir previamente la longitud de contacto igual a $1x$ o $2x$ el avance; aunque dos tendencias se distinguen: la primera, utilizada por ejemplo en [58, 59], se basa en el modelo de corte ortogonal de Oxley descrito en [10], donde se considera que la totalidad del contacto es de tipo pegado (“tensión constante model”) según la siguiente relación:

$$\tau = m \cdot k \quad (1-5)$$

donde m es el factor de fricción, un coeficiente empírico (valor típico $m=0.8$) y k es la tensión de cizalladura en la zona primaria, generalmente dada por la formula:

$$k = \frac{(F_c \cos \phi - F_t \sin \phi) \cdot \sin \phi}{t_1} \quad (1-6)$$

donde F_c y F_t son respectivamente las fuerzas de contre y de avance. ϕ el ángulo cizallado y t_1 el avance.

La segunda tendencia, expuesta en la ecuación (1-7), se inspira del modelo de Zorev [18] para dividir la zona de contacto ($0 \leq x \leq l_c$) en dos partes distintas, la primera parte que contiene el filo ($0 \leq x \leq l_p$) de corte es de tipo pegado y la segunda ($l_p < x \leq l_c$) de tipo deslizante. En esta tendencia, la proporción de zona pegada suele ser implementada a partir de ensayos experimentales [42, 60].

$$\tau = m \cdot k, \quad \text{para } (0 \leq x \leq l_p) \quad (1-7-a)$$

$$\tau = \mu \cdot \sigma, \quad \text{para } (l_p < x \leq l_c) \quad (1-7-b)$$

Varios estudios sobre la comparación de los modelos de fricción han sido publicados estos últimos años [61-64]. En la mayoría de los casos, se trata de confrontar los diferentes modelos de fricción implementados por defecto en los códigos de cálculo por elementos finitos. La validación de los resultados numéricos siempre pasa por la confrontación con los datos experimentales correspondientes en término de fuerzas de corte y espesor de viruta, y alguna vez en términos de temperatura máxima. Todos estos trabajos insisten en el hecho de que la elección del modelo de fricción entre la viruta y la herramienta tiene gran influencia en los resultados numéricos.

En 1995 Shi et al. [60] publicaron un trabajo donde presentaron un modelo termomecánico de corte ortogonal bajo la formulación lagrangiana, con una herramienta de punta perfecta e implementaron un criterio de separación de material para conseguir la formación de la viruta. Los autores variaron el ángulo de desprendimiento (entre 15º y 30º) y el coeficiente de fricción implementado (entre 0 y

0.6) para una velocidad de corte de 2.54m/s y un avance de 0.254mm. El modelo de fricción utilizado en este trabajo era dado por la ecuación (1-4) con una interpretación poco común de la variable τ_{crit} . Se implementó como tensión límite de cizallamiento, la tensión de rotura en cizallamiento del material. Las principales conclusiones de Shi et al fueron que los resultados numéricos eran consistentes con las observaciones experimentales pero, al mismo tiempo, notaron que estos resultados numéricos eran muy dependientes del coeficiente de fricción implementado. Cabe destacar en este trabajo que, en los cálculos numéricos, los autores obtenían el régimen estacionario a los pocos milisegundos.

Bil et al. [61] centraron sus observaciones, publicadas en 2004, en la comparación de los resultados numéricos dados por diferentes códigos de Elementos Finitos: MSC MARC y DEFORM 2D (con formulación implícita), y Thirdwave AdvantEdge (con formulación explícita). Los autores notan que los códigos MSC Marc y Thirdwave AdvantEdge no utilizan ningún criterio de separación de material, ya que la viruta se forma por un remallado continuo de las zonas deformadas plásticamente. Pero, en el caso de DEFORM 2D, es imprescindible implementar un criterio de daño para el cual los elementos más deformados se ven eliminados en cada operación de remallado. Los modelos analizados por Bil et al. [61] están resumidos en la tabla 1.1.

Tipo de código:	DEFORM 2D	MSC MARC	AdvantEdge
Método de integración:	Implícito		Explícito
Criterio de separación:	SI	NO	
Modelo de fricción:	Tensión constante (5)		Coulomb
Parámetros:	$m = 0.2$, $m = 0.4$ y $m = 0.7$		$\mu = 0.2$, $\mu = 0.4$ y $\mu = 0.5$
Remallado automático:	SI		
Avance:	0.05 mm y 0.1 mm		
Áng. desprendimiento:	20° y 25°		
Velocidad de corte:	0.35 m/s		
Variables analizadas:	F_c , F_t , t_2 , l_c y ϕ		

Tabla 1.1: Síntesis de los modelos numéricos comparados en [61].

Comparando los resultados numéricos con los datos experimentales obtenidos en las mismas condiciones, la tendencia general obtenida por los autores muestra que cuando las fuerzas de corte se acercan a los niveles experimentales, tanto el espesor de viruta como la longitud de contacto y el ángulo de cizallamiento se alejan de ellos. También, Bil et al. observan que la variación entre las fuerzas de corte, obtenidas para los diferentes códigos, puede alcanzar el 300% (el peor resultado ha sido obtenido con AdvantEdge con un coeficiente de fricción constante de 0.5) con respecto a los resultados experimentales. En cuanto a las fuerzas de avance, las predicciones numéricas no son buenas. Los autores observaron que son negativas para las pequeñas fricciones cuando se utiliza el modelo de cizallado constante (Tensión constante). Físicamente, esto significaría que durante el corte, la herramienta está empujada dentro de la pieza. En efecto, el alto valor positivo del ángulo de desprendimiento hace que la componente vertical de la fuerza normal a la superficie de desprendimiento sea superior a la componente vertical de la fuerza de fricción. Estas observaciones dejan de ser ciertas para grandes valores de fricción. Cabe destacar que tampoco se obtiene este fenómeno cuando se utilizó el modelo de fricción de Coulomb (Caso de AdvantEdge). Por otra parte, Bil et al. sugieren sin demostrarlo que la tensión de fricción no está limitada por la tensión límite en cizallamiento del material en el caso del modelo de Coulomb.

Aunque la conclusión de los autores era que la dispersión y la mala predicción de los resultados numéricos es principalmente debida a la modelización de la separación del material durante el corte, para profundizar en el análisis de este trabajo, haría falta un dato que Bil et al. no presentan en su artículo, y que es el radio de la punta de herramienta utilizado en cada caso.

Childs [44] publicó en 2006 un artículo sobre la validez de la implementación del modelo de fricción de Coulomb entre la herramienta y la viruta. El autor realizó en AdvantEdge un modelo termomecánico de corte ortogonal de un acero de baja contenido en carbono con un avance de 0.1mm y una velocidad de corte que varía entre $V=50\text{m/min}$ y $V=250\text{m/min}$. Childs implementó dos valores de coeficiente de fricción ($\mu = 0.4$ y $\mu = 1$) en el modelo dado por la relación (1-4). En su estudio, Childs propone limitar la tensión de fricción, no al límite en cizallamiento del material, sino a una fracción m^* de ella:

$$\tau = \min(\mu \cdot \sigma; m^* \cdot k) \quad (1-4-a).$$

Childs [55, 64] constata que sus resultados numéricos no corresponden con los resultados experimentales obtenidos en las mismas condiciones y para el mismo material. Sobre todo, el autor muestra que la fricción aparente dada por sus simulaciones numéricas era diferente de la fricción implementada. Analizando un ejemplo con $\mu = 0.4$ en [55] y $\mu = 0.5$ en [57], Childs supone que esta variación se debe principalmente a la existencia de un radio de punta significativo del filo de corte y analiza su influencia en [57]. Concretamente, el autor varía el radio de la punta de la herramienta entre $r = 5 \mu m$ y $r = 20 \mu m$ para diferentes ángulos de desprendimiento α . Childs demuestra para $\alpha = 0$ que la fricción obtenida después del cálculo tiende hacia el valor del coeficiente de fricción de Coulomb implementado inicialmente cuando se extrapolan los resultados para el radio de la punta de la herramienta a $r = 0$. Este resultado es para Childs [57] una prueba de la consistencia de este modelo con el hecho de que, en mecanizado, una parte importante del contacto es de tipo plástico y entonces no debe presentar el comportamiento descrito por el modelo de Coulomb que sólo valdría en el un tipo de contacto deslizante.

	Variables Input: (implementados en los modelos de fricción)		Variables Output: (variación con respecto a los datos experimentales de Childs [65])				
Modelo implementado	Factor de fricción m	Coef. de fricción μ	F_c	F_t	l_c	ϕ	T
Constant shear (1-5)	$m = 0.818$.	+55	+30	-37	+11	+3
Mixto (1-7)	$m = 0.818$	$\mu = 1$	+63	+52	-37	+13	-24
Tensión constante Variable (1-3)	$m = 1$.	+52	+22	-43	+12	+2
Coulomb con coeficiente variable	.	$\mu = \mu(\sigma)$	+56	+39	-22	-2	+5
Mixto con parámetros variables	$m = m(\sigma)$	$\mu = \mu(\sigma)$	+71	+69	-15	-5	-17

Tabla 1.2: Síntesis de los modelos numéricos comparados en [62].

En su publicación del 2006 [62], Özel utiliza el código DEFORM 2D para construir un modelo numérico de corte ortogonal de un acero de bajo contenido en carbono, donde el ángulo de desprendimiento era $\alpha = 0$, el avance era $t_1 = 0.1 \text{ mm}$, el radio de punta de la herramienta era $r = 0.02 \text{ mm}$ y la velocidad de corte valía $V = 250 \text{ m/min}$.

El autor compara resultados experimentales, obtenidos para el mismo material en las mismas condiciones por Childs en [65], con sus resultados numéricos donde se cambió el modelo de fricción en la interfase. Los parámetros de la fricción implementados por el autor son empíricos y han sido encontrados a partir de la distribución de las tensiones en la interfase, y utilizando la relación (1-6). Globalmente, Los resultados numéricos que ha obtenido Özel [62] siempre sobrestiman fuertemente las fuerzas de corte y de avance, mientras que las longitudes de contacto se ven significadamente subestimadas. Sin embargo, el autor observa que los resultados numéricos obtenidos con los modelos donde se implementaron valores empíricos, se aproximan mejor a los resultados experimentales. La conclusión de este trabajo era que los resultados numéricos están fuertemente relacionados con el modelo de fricción implementado. Como corolario a esta afirmación, Özel afirma la necesidad de analizar con más profundidad la influencia de los modelos de fricción en la modelización numérica del corte ortogonal.

Filice et al. [63] han publicado en 2007 un trabajo parecido al de Özel. Los autores compararon los resultados experimentales para un acero AISI 1045 con los resultados numéricos desarrollados en DEFORM 2D con varios modelos de fricción. En este estudio el ángulo de desprendimiento $\alpha = 0$ y el avance $t_1 = 0.1 \text{ mm}$. El radio de punta de la herramienta no ha sido especificado y la velocidad de corte era $V = 100 \text{ m/min}$. La contribución de los autores se centraba en un extenso estudio paramétrico de los valores de las constantes de fricción ($0.3 \leq m \leq 0.9$ y $0.1 \leq \mu \leq 0.8$). Comparando con los resultados numéricos de Özel, las fuerzas de corte obtenidas por Filice et al. [63] se aproximaban mucho mejor a las fuerzas experimentalmente (una variación máxima de 9%). Pero, mientras que las fuerzas de avance obtenidas por Özel sobrestimaban fuertemente las observaciones experimentales, las de Filice et al. eran mucho más bajas que los valores experimentales (entre 15% y 45% de diferencia). La

conclusión de este trabajo era que los resultados numéricos eran poco sensibles a la variación de los parámetros de los modelos de fricción, lo que contrasta drásticamente con el estudio llevado a cabo por Özel. En las conclusiones del artículo, los autores insisten en el hecho de que este resultado es probablemente sólo válido para el material modelado (AISI 1045).

Arrazola et al. [66] publicaron en 2008 un trabajo que destaca la importante influencia de la punta de la herramienta en la definición de la fricción en la interfase. En este estudio numérico Arrazola et al. [66] aplican el método propuesto por Albrecht [39] descomponiendo la zona de contacto entre la herramienta y la pieza en dos zonas distintas. Los autores fijan la longitud de la zona que contiene la punta de la herramienta a partir de unos resultados experimentales previos. Los autores ensayan dos modelos de fricción: El primero está definido como “discontinuo” y supone que en la parte recta del contacto, el modelo de fricción es de tipo Coulomb con un valor constante, y que en la zona cercana al filo de corte, el coeficiente de fricción depende de la longitud de contacto entre la herramienta y la viruta. El segundo modelo de fricción, llamado por los autores “modelo continuo”, define a lo largo de toda la interfase un modelo de fricción que depende de la longitud de contacto. Una de las desventajas principales de este modelo se encuentra en la medición de la zona de contacto ya que el autor reconoce que ésta puede suponer una dispersión en las medidas experimentales obtenidas que puede llegar hasta el 50% del valor medio, lo que afectaría de manera importante a las constantes a implementar en el modelo numérico.

4. Objetivo de la tesis

Los fenómenos de contacto entre la herramienta y la viruta han sido previamente estudiados desde el punto de vista experimental. Por otra parte, las teorías analíticas utilizadas para reproducir los efectos de la fricción presentan grandes simplificaciones con respecto a la realidad del contacto. Asimismo, se puede afirmar que tanto en los trabajos analíticos como en los estudios numéricos, solo se encuentran dos tipos de formulaciones para modelar el contacto tangencial en la interfase: modelo de Coulomb, con un coeficiente constante en la mayoría de los casos, – para los contactos deslizantes –, y modelo de “Tensión constante” – para los contactos pegados –, o una combinación de los dos.

En trabajos numéricos publicados recientemente [44, 55, 61-64], se ha puesto de manifiesto la influencia del modelo de fricción en los resultados. Se observó una importante dispersión de los resultados numéricos con los valores del coeficiente de fricción implementado. Incluso en [44], la validez del modelo de Coulomb fue cuestionada para el modelado del proceso de arranque de viruta. Ninguno de estos trabajos ofrece un análisis sistemático y completo centrado en la interfase, y que explique los efectos del modelo de contacto en los resultados numéricos. Por otra parte, no se han centrados en estos trabajos en desacoplar los efectos, sobre las fuerzas de corte, del modelo de contacto de las demás variables del problema, como la velocidad de corte, el avance o el coeficiente de Quinney-Taylor etc.

En primer lugar, hay que recordar que el modelo de Coulomb implementado en los códigos numéricos no consiste únicamente en relacionar linealmente las tensiones normales y tangenciales mediante un coeficiente μ , constante o variable, en las zonas de contacto deslizante. Este modelo también implica que el contacto se vuelve de tipo no deslizante cuando la tensión de fricción τ supera el producto $(\mu \cdot \sigma)$. Es decir, con esta configuración, se puede obtener un contacto pegado de otra manera que con la implementación del modelo basado en la teoría de tensión constante.

En segundo lugar, considerar e implementar una tensión de cizalladura constante para modelar la zona pegada, es una hipótesis poco cercana de los datos experimentales expuestos previamente en [19, 21, 22]. En la zona de contacto pegado, la tensión de fricción iguala la tensión límite elástica en cizalladura del material por lo que, varía con el tipo de material de la pieza mecanizada, pero también con las variables locales (deformación, velocidad de deformación y temperatura...) en la interfase.

En este trabajo de tesis doctoral, se propone desarrollar un modelo numérico de corte ortogonal. Con este modelo numérico, se llevara a cabo un estudio paramétrico exhaustivo, donde se cuantificaran y se analizaran, en un amplio intervalo de velocidades de corte, los efectos del modelo de Coulomb sobre el tipo de contacto obtenido en la interfase.

Concretamente, en una primera etapa, se estudiará como afecta el aumento de los niveles de los coeficientes de fricción constantes a las variables locales a lo largo de

la interfase en ambos aspectos mecánico y térmico. También se analizará el comportamiento de los resultados numéricos con respecto al aumento de la velocidad de corte, a coeficiente de fricción constante.

Luego, estos efectos termomecánicos se relacionaran tanto con el tipo de contacto obtenido (adherente o deslizante), como con la cinemática de la formación de la viruta que le corresponde.

Por último, se analizaran y se confrontaran los resultados numéricos obtenidos, con los diferentes coeficientes de fricción constantes, con resultados experimentales. Se analizaran tanto los puntos fuertes como los puntos débiles de la modelización del contacto con un coeficiente de fricción constante. Y, finalmente, se implementaran dos coeficientes de fricción variables, dependiendo de la velocidad relativa de deslizamiento del material en la interfase, para mejorar las predicciones numéricas del modelo de corte ortogonal.

CAPITULO II:

Modelización numérica del corte ortogonal
y validación del modelo.

1. Introducción

Sería una equivocación pensar que el único objetivo de las simulaciones numéricas en la temática del mecanizado, es la predicción de los resultados experimentales. Todavía no existe un modelo predictivo versátil y preciso. Las herramientas numéricas tienen que ser entendidas como una extensión natural de las teorías analíticas, donde la complejidad de los acoplamientos termomecánicos hace difícil la concepción de un modelo de corte generalizado. La modelización numérica representa una excelente alternativa para profundizar y completar los trabajos analíticos y experimentales. En efecto, al contrario del enfoque experimental, las simulaciones numéricas permiten estudiar un único aspecto del proceso de corte variando un único parámetro numérico, para aislar y después identificar, la influencia de este parámetro sobre los resultados. Como consecuencia, la interpretación de los resultados experimentales puede ser mejorada y la modelización analítica completada.

2. Consideraciones generales

Este trabajo de tesis doctoral se centra en los aspectos termomecánicos de la formación de la viruta. Para simplificar la problemática, nos hemos centrado en la configuración más sencilla del mecanizado: el corte ortogonal donde el ángulo de corte $\lambda = 0$ en la figura 2.1. En este caso particular, la velocidad de corte es perpendicular al filo de corte. Además, considerando que el ancho de corte es muy superior al avance, es razonable considerar el problema bajo la hipótesis de deformación plana.

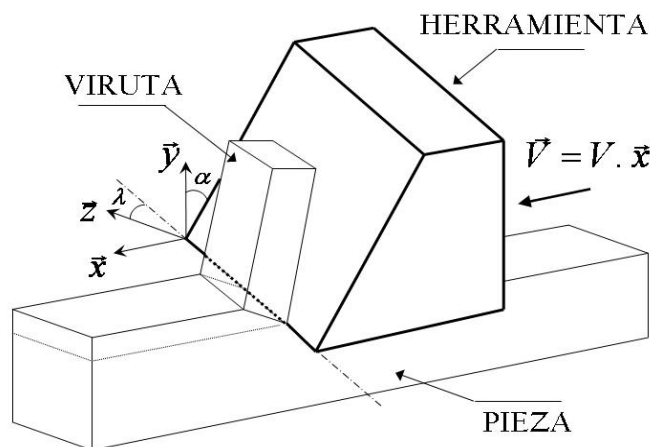


Figura 2.1: Esquema del modelo de corte general (corte oblicuo).

El Método de los Elementos Finitos (MEF) consiste en la discretización de un problema continuo inicial. Cuanto más fina es la discretización aplicada, mejor aproximación del problema continuo se obtiene. En el caso de la modelización del proceso de corte ortogonal la geometría y la velocidad de corte son datos conocidos, y es preciso definir los siguientes aspectos:

- Material de la pieza y material de la herramienta.
- Interacción entre la pieza y la herramienta.
- Condiciones de contorno para la pieza y para la herramienta.
- Método de integración (Implícito o explícito).
- Formulación del problema (Lagrangiano, euleriano o ALE).
- Mallado (talla, forma y tipo).

Es un hecho conocido que los resultados numéricos pueden ser dependientes de los parámetros numéricos implementados. Lo ideal sería controlar la influencia en los resultados de todos y cada uno de los parámetros numéricos. Sin embargo, la influencia cruzada entre los parámetros durante una simulación hace muy difícil desacoplar las distintas contribuciones.

El análisis paramétrico puede paliar este problema. Se trata de validar un modelo numérico definido con una configuración numérica dada, y mantener esta misma configuración en un estudio paramétrico donde sólo se cambia un parámetro tecnológico (por ejemplo: velocidad de corte, avance, ángulo de desprendimiento...). La variación de los resultados sólo se debería, en este caso, a la variación del parámetro estudiado.

El trabajo presentado en este capítulo se centra en explicar los modelos y formulaciones numéricas implementados para obtener el modelo numérico de corte ortogonal utilizado en esta tesis. El objetivo del desarrollo de este modelo es aprovechar las numerosas ventajas del Método de los Elementos Finitos para profundizar en el análisis de los fenómenos que están en el origen de la formación de la viruta, y particularmente en los fenómenos termomecánicos que actúan en la interfase viruta/herramienta. A continuación se detalla el modelo numérico de corte ortogonal implementado en el código de Elementos Finitos Abaqus®.

3. El modelo numérico de corte ortogonal

3.1. Método de integración

En Abaqus [67], existen dos posibilidades para resolver un problema numérico: con esquema de integración implícito o con esquema de integración explícito. El método implícito se basa en el algoritmo iterativo de Newton-Raphson donde se busca la convergencia de la solución del problema.

En este trabajo se utilizó el método explícito que se basa en un enfoque dinámico donde las variables del problema en cada incremento están relacionadas de forma explícita (directa) con las soluciones del incremento anterior. De esta forma, definiendo las condiciones iniciales adecuadas, se inhiben los problemas de convergencia de los cálculos numéricos, en particular a altas velocidades de corte, o cuando se implementa una fricción significativa en la interfase.

3.2. Formulación del problema

Existen tres tipos de formulaciones para modelar numéricamente un problema mecánico mediante el Método de los Elementos Finitos: Lagrangiana, Euleriana y ALE.

Formulación lagrangiana

La malla se mueve solidariamente con el material. En el proceso de mecanizado, las grandes deformaciones, el fenómeno de localización de la deformación del material, los altos valores de la fricción en la interfase y sobre todo la separación del material cuando se forma la viruta hacen que esta formulación sea difícil de manejar incluso contando con los cada vez más eficientes algoritmos de remallado automático.

Ventajas:

- No se necesita definir una geometría de viruta previa.
- Facilita la localización de la deformación: Capacidad de obtención de la segmentación de la viruta.
- Posibilidad de definir una etapa de enfriamiento de la pieza después de la operación de arranque de viruta: Posibilidad de obtención de las tensiones residuales inducidas por el mecanizado.

Desventajas:

- Distorsión excesiva de los elementos causada por las elevadas deformaciones alcanzadas en las zonas primaria y secundaria de cizallamiento cuando parte de la viruta se pega a la herramienta.
- Necesidad de considerar un criterio de separación de material con un valor arbitrario para conseguir la formación de la viruta, aunque no es necesario en el caso de usar un remallado automático.
- Grandes dificultades para obtener un contacto realista de forma clara, particularmente el contacto por adhesión.

Formulación euleriana

En esta configuración, el mallado está fijo en el espacio independientemente de las deformaciones que puede sufrir el material. La formulación euleriana se utiliza para resolver los tipos de problemas mecánicos que tratan con fluidos.

Formulación A.L.E. (Arbitrary Lagrangian Eulerian)

Es la más reciente de las tres formulaciones y es la que ha sido elegida para llevar a cabo el estudio presentado en esta tesis. Se trata de una configuración mixta que fue originalmente desarrollada para resolver problemas con interacción fluido/sólido [47] y se ha aplicado con éxito en la modelización del mecanizado. Esta formulación consiste en definir una parte de las condiciones de contorno del problema de tipo lagrangiano, y la otra parte de tipo euleriano. Mediante un algoritmo de optimización de la topología de malla (que no es una operación de remallado automático), la deformación excesiva de los elementos se ve reducida por medio de un reposicionamiento de los nodos

Ventajas:

- Elimina las distorsiones excesivas de los elementos en las zonas primaria y secundaria de cizallamiento
- No hay necesidad de considerar un criterio de separación de material.
- La zona de contacto queda muy bien definida. Se puede observar claramente la existencia de los contactos deslizante y pegado.
- Se pueden realizar grandes tiempos de cálculo con un número reducido de elementos, ya que no es necesario definir toda la longitud del material por mecanizar.

Desventajas:

- Es necesario definir una geometría de viruta previa.
- Imposibilidad de obtener la localización de la deformación: la segmentación de la viruta puede ser difícilmente modelada.

3.3. Geometría y Condiciones de contorno

3.3.1. Geometría

Se ha desarrollado en Abaqus/Explicit el modelo de corte ortogonal en 2D con la geometría ilustrada en la figura 2.2.

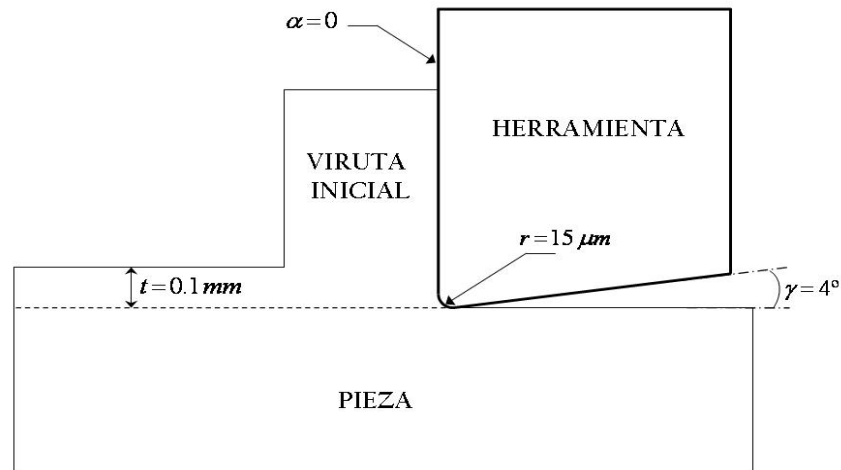


Figura 2.2: Esquema del corte ortogonal modelado en las simulaciones.

La hipótesis de considerar el proceso en 2D se justifica cuando el valor de la relación del ancho de corte por el avance es muy superior a 1 (típicamente a partir de 20). En Abaqus/Explicit, crear un modelo 2D simplemente es imponer que la deformación siempre ocurra en el plano $x - y$. Con la formulación ALE, sólo es necesario definir los cuatro parámetros presentados en la tabla 2.1 e ilustrados en la figura 2.2.

Avance t_1 (mm)	Radio de punta r (mm)	Áng. desprendimiento α (grad)	Áng. Incidencia γ (grad)
0.1	0.015	0	4

Tabla 2.1: Datos de la geometría del modelo de corte ortogonal.

El tamaño de la viruta inicial depende de la simulación, ya que se ajusta mediante operaciones de ensayo-error al tamaño de la viruta final. Esta operación es imprescindible sobre todo a la hora de definir el alto de la viruta. Lo ideal sería de tener una viruta inicial que mida (de forma aproximada) 1.5 veces la longitud de contacto entre la viruta y la herramienta en el régimen estacionario.

En cuanto a la herramienta, al principio, su tamaño no es un dato relevante para resolver la parte mecánica del problema. Sin embargo, se utilizó una herramienta de grandes dimensiones comparada con la geometría de la pieza y de la viruta, debido a consideraciones térmicas.

3.3.2. Las condiciones de contorno

Como se ha explicado, el modelo ha sido desarrollado bajo la formulación ALE, figura 2.3. En concreto, se han definido para la pieza varias superficies de tipo euleriano, donde se supone que un flujo de material atraviesa la superficie perpendicularmente con una velocidad predefinida o no. Las otras superficies son de tipo lagrangiano deslizante donde el material de la pieza fluye tangente a estas superficies e incluso puede deformarlas en el caso de presionarlas perpendicularmente (exactamente como si fuera un fluido dentro de una tubería). La herramienta ha sido modelada bajo la configuración lagrangiana clásica.

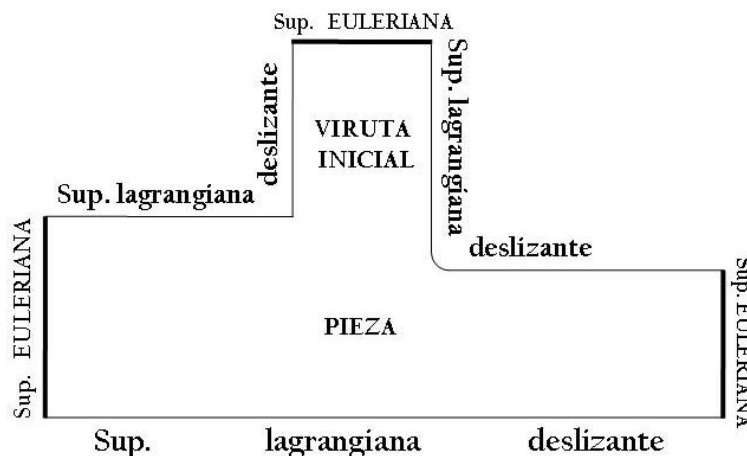


Figura 2.3: Definición de las superficies lagrangianas y eulerianas en la formulación ALE.

Se han definido los dos grupos de condiciones de contorno presentadas a continuación:

Condiciones de contorno mecánicas

Las condiciones de contorno mecánicas están ilustradas en la figura 2.4. La herramienta está empotrada por sus dos superficies exteriores. En cuanto a la pieza, primero, se definió un valor V para la velocidad de flujo del material perpendicularmente a las superficies eulerianas en la entrada y la salida de la pieza, excepto para la superficie euleriana de salida de la viruta, donde el valor de flujo del material a través de esta superficie es una de las incógnitas que se quiere resolver con las simulaciones. La velocidad de flujo de material definida corresponde físicamente a la velocidad de corte del proceso ensayado. En este trabajo, el intervalo estudiado de velocidades de corte es $1 \text{ m/s} \leq V \leq 50 \text{ m/s}$.

En la base de la pieza no se permite el desplazamiento en la dirección 2. En la superficie euleriana de la viruta, no se permite el desplazamiento vertical pero si horizontal. El resto de las superficies son libres.

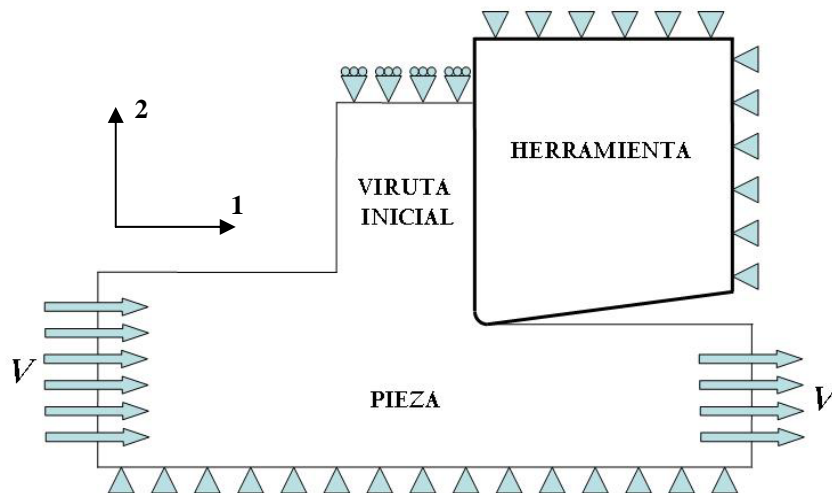


Figura 2.4: Ilustración de las condiciones de contorno mecánicas del modelo de corte ortogonal.

Condiciones de contorno térmicas

La interacción térmica entre la herramienta y el conjunto viruta/pieza es parte de la modelización del contacto. La convección del calor para los dos sólidos no se ha considerado en ninguna de las superficies definiendo el contorno de las piezas permite el traspaso del calor fuera de los sólidos. Esta hipótesis es realista para los tiempos de cálculo considerados (del orden de la centésima de segundo). En un proceso de corte, hay dos fuentes principales de generación del calor:

- Por deformación plástica en las zonas primaria y secundaria de cizallamiento.
- Por fricción en la zona de contacto herramienta viruta/pieza.

La configuración ALE para modelar el corte ortogonal describe un flujo continuo y constante de material a través del mallado definido por la geometría del problema. Esta importante convección de material hace que la interacción térmica de la pieza con el “exterior” sea despreciable una vez alcanzado el régimen estacionario. Pero el problema es diferente para la herramienta. La herramienta se modeló bajo la formulación lagrangiana con lo que se calentaría indefinidamente si no se le implementa una manera de difundir el calor. Resolver este problema supone el conocimiento previo y exacto del flujo de calor que sale de la herramienta. Además, implementar un valor demasiado alto para la convección del calor fuera de la herramienta correspondería a una refrigeración excesiva de la herramienta afectando de forma clara a la distribución de la temperatura en el régimen estacionario en la interfase y acabaría interfiriendo en los resultados numéricos de las simulaciones.

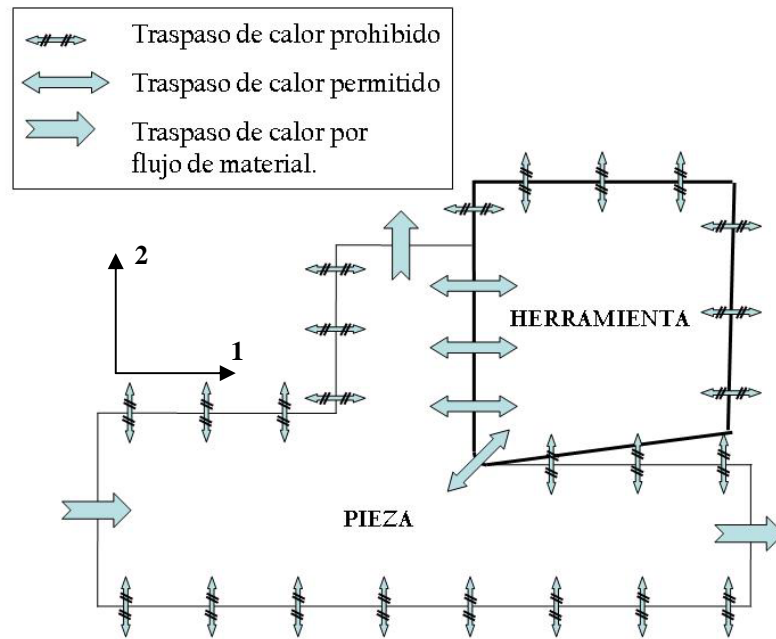


Figura 2.5: Ilustración de las condiciones de contorno térmicas del modelo de corte ortogonal.

Una buena alternativa al problema del calentamiento excesivo de la herramienta es definir un tamaño de la herramienta grande de modo que se alcance el régimen estacionario antes de que llegue el flujo de calor a los bordes externos de la herramienta. En este trabajo se ha modelado una herramienta de 4mm de lado (teniendo en cuenta que el avance es 0.1mm). A partir de una serie de simulaciones previas, se observó que el tiempo que tarda una simulación al llegar al régimen pseudoestacionario depende principalmente de la velocidad de corte implementada pero, globalmente, este tiempo es del orden del milisegundo. Es cierto que no se puede calcular con exactitud la distancia que recorre el calor en un milisegundo porque el nivel de la temperatura en la interfase se ve fuertemente afectado por la velocidad de corte aplicada, pero en el intervalo de las velocidades estudiadas se ha comprobado que en ninguno de los casos el flujo de calor llegó a los bordes externos de la herramienta con lo que se dio por válida la definición de las condiciones de contorno térmicas del modelo presentado.

Una vez definidas la geometría y las condiciones de contorno, con base a las observaciones “reales” hechas durante los ensayos experimentales, es preciso definir la discretización espacial de la geometría del modelo o el mallado.

3.4. Mallado

La definición del mallado de un problema complejo como el corte ortogonal es una de las tareas más complicadas de la modelización numérica.

- Primero, hay que encontrar un equilibrio entre el tamaño de los elementos más pequeños del mallado y el tiempo de cálculo que implica utilizar ese tamaño de malla porque, en una modelización con integración explícita, el incremento de tiempo de integración es proporcional al tamaño característico del elemento más pequeño de la malla.
- Segundo, hay que conseguir uniformizar y afinar el mallado en las zonas de máximo gradientes, en nuestro caso las zonas primarias y secundarias de cizallamiento.
- Tercero, como regla general, a efectos de eficiencia de cálculo, se minimiza el número de elementos.

En este trabajo, el tamaño característico de los más pequeños elementos utilizados para la discretización de las zonas primarias y secundarias de cizallamiento, ha sido obtenida de tal manera que la zona primaria de deformación pueda contener unos diez elementos en su espesor, con el objetivo de tener una buena resolución, en el estudio, de esta zona caracterizada por fuertes gradientes, en concreto en las velocidades de deformación.

Se observó en algunas simulaciones previas que el espesor de la zona primaria de deformación no varía, en un gran intervalo de velocidades de corte, midiendo alrededor de 50 micras. De esta forma pues, se definió el primer modelo de corte ortogonal con un tamaño medio de elemento de 4 micras de lado.

Los resultados numéricos en términos de fuerzas de corte están algo alejados de los obtenidos experimentalmente por Moufki et al. [68]. Sin embargo, las tendencias numéricas reproducen fielmente el comportamiento observado durante los ensayos experimentales para considerar la validez del uso de tal tamaño de malla. Asimismo, hay que tener en cuenta que tanto la ecuación constitutiva como la modelización del contacto podría ser el origen de errores en la reproducción exacta del proceso de formación de viruta.

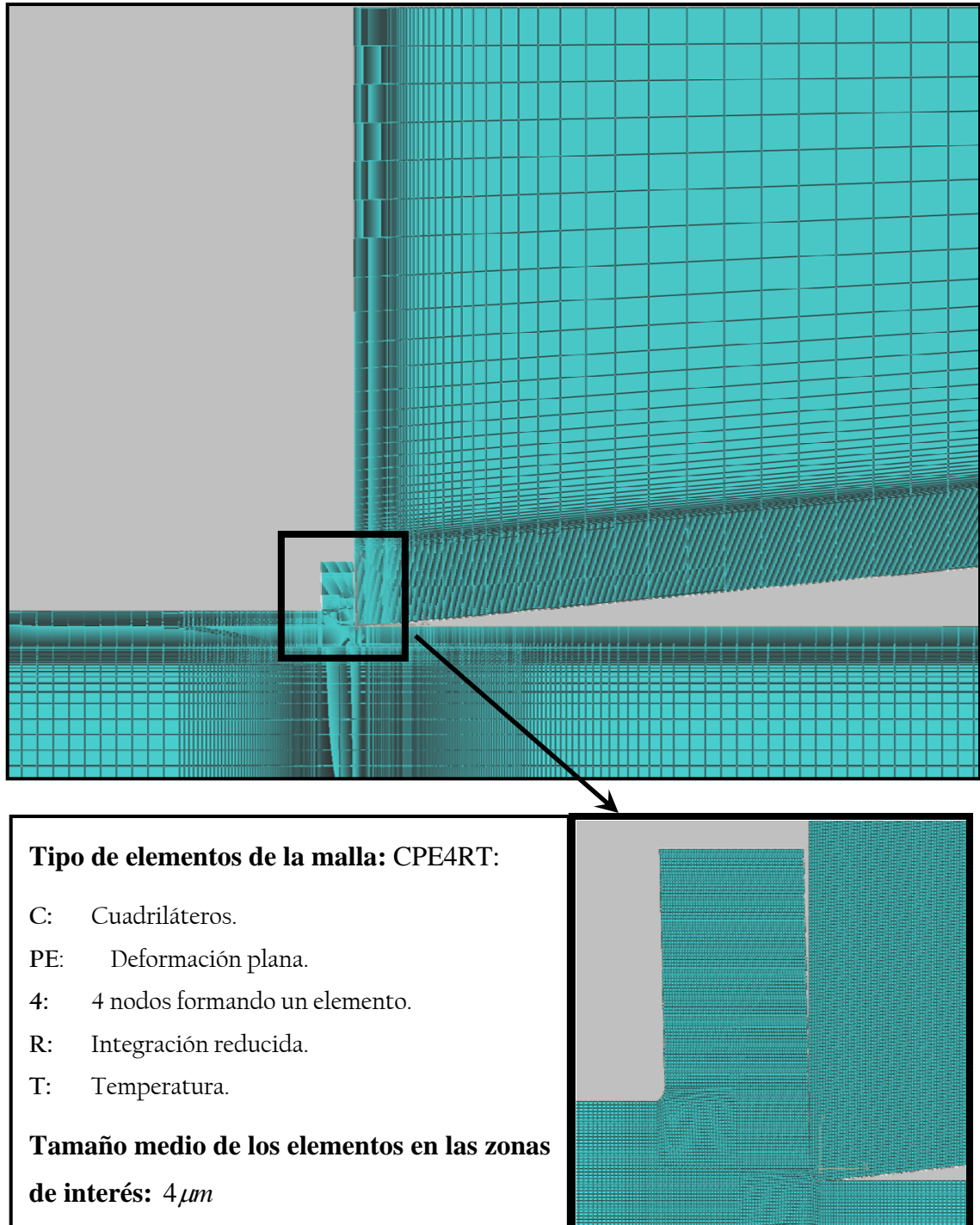


Figura 2.6: Ilustración de la malla aplicada al modelo de corte ortogonal.

Por otra parte, también se observó en el capítulo V que los resultados numéricos en termino de fuerzas de corte alcanzaban un valor asintótico para grandes velocidades de corte. Un análisis extendido de estas simulaciones puso de manifiesto que, al contrario de la zona primaria, la zona secundaria de cizallamiento presentaba un espesor que se reducía fuertemente al aumentar la velocidad de corte. Este espesor disminuía tanto que, al final, resultaba que la zona secundaria venía definida apenas por dos capas de elementos, y a muy grandes velocidades de corte (30m/s y 50m/s) se observaba la localización de las deformaciones en una única capa de elementos en la interfase. Este problema fue resuelto, para nuestro intervalo de velocidades de corte, definiendo una nueva discretización espacial presentado en la figura 2.6 con un tamaño de malla de 2 micras. Pasar de un tamaño de elemento de 4 micras de lado a 2 micras de lado supuso un aumento del tiempo de cálculo de las simulaciones por un factor que variaba entre 10 y 20 veces los tiempos anteriores dependiendo de la velocidad de corte aplicada.

3.5. Materiales de la pieza y de la herramienta

La herramienta ha sido modelada cómo un sólido elástico se elevada rigidez. Sus propiedades mecánicas y térmicas, típicas de un carburo, se resumen en la tabla 2.2:

Propiedades mecánicas			Propiedades térmicas	
Mod. de Young E (MPa)	Coef. de Poisson ν (.)	Densidad ρ (Kg/m ³)	Calor específico c_p (m ² /s ² /°K)	Conductividad k (W/m/°K)
$1 e^{+06}$	0.3	12700	234	33.5

Tabla 2.2: Constantes del material de la herramienta en el modelo de corte ortogonal.

La pieza a mecanizar está formada por un acero AFNOR 42CD4, de propiedades similares al AISI 4140, con bajo contenido en carbono y con las siguientes propiedades termomecánicas:

Propiedades mecánicas			Propiedades térmicas	
Mod. de Young E (MPa)	Coef. de Poisson ν (.)	Densidad ρ (Kg/m ³)	Calor específico c_p (m ² /s ² /°K)	Conductividad k (W/m/°K)
2.02 e ⁺⁰⁵	0.29	7800	500	54

Tabla 2.3: Constantes del material de la pieza a mecanizar en el modelo de corte ortogonal.

El comportamiento de este material ha sido caracterizado por Molinari et al. [69] mediante la ecuación constitutiva de Johnson-Cook (2-1).

$$\sigma(\epsilon_p; \dot{\epsilon}_p; T) = [A + B(\epsilon_p)^n] \cdot \left[1 + C \cdot \ln \left(\frac{\dot{\epsilon}_p}{\dot{\epsilon}_0} \right) \right] \cdot \left[1 - \left(\frac{T - T_0}{T_f - T_0} \right)^m \right] \quad (2-1)$$

Donde σ es la tensión, ϵ_p es la deformación plástica, $\dot{\epsilon}_p$ es la velocidad de deformación plástica y T la variable de la temperatura. $T_0 = 293\text{K}$ es la temperatura ambiente y $T_f = 1793\text{K}$ es la temperatura de fusión del material. Los parámetros Johnson-Cook del 42CD4 se presentan en la tabla 2.4.

A (MPa)	B (MPa)	C	n	$\dot{\epsilon}_0$ (s ⁻¹)	m
612	436	0.008	0.15	5.77 e ⁻⁰⁴	1.46

Tabla 2.4: Constantes del acero 42CD4 identificados para la ley constitutiva de Johnson-Cook, según [69].

En la literatura, se encuentran varios conjuntos de parámetros para modelar el comportamiento del 42CD4 con la ley constitutiva de Johnson-Cook. En la tabla 2.5 se encuentran algunos parámetros publicados en los trabajos numéricos. Las diferencias suelen estar relacionadas con el tratamiento químico o térmico que se utilizó durante la fabricación del acero. El tipo del material modelado en este estudio numérico ha sido utilizado en varios trabajos experimentales [68, 70] así que se dispone de datos experimentales con los que comparar los resultados numéricos.

Tipo:	A (MPa)	B (MPa)	C	n	$\dot{\epsilon}_0$ (s^{-1})	m
42CD4 [69]	612	436	0.0080	0.150	0.000577	1.46
42CD4 U [71,66]	598	768	0.0137	0.209	0.001	0.807
42CD4 Ca [71]	560	762	0.0192	0.255	0.001	0.660

Tabla 2.5: Constantes J-C de varios matices del acero 42CD4 publicados en la literatura.

Es probable que una de las críticas más pertinentes que se pueden hacer al conocer los detalles de la ley constitutiva utilizada. Aunque la ecuación constitutiva de Johnson-Cook ha sido ampliamente utilizada para modelar los procesos de corte, no está libre de problemas. Durante un proceso de mecanizado las deformaciones, velocidades de deformación y temperaturas alcanzadas son muy altas. Particularmente, a elevadas velocidades de corte, las velocidades de deformación máximas obtenidas en las simulaciones numéricas son del orden del $10^6 s^{-1}$ y las temperaturas pueden alcanzar los 1700K. La relación empírica expresada en la ecuación constitutiva de Johnson-Cook puede ser inadecuada para modelar el comportamiento de un material cuya sensibilidad a la velocidad de deformación, expresada por el parámetro C en (1), es grande.

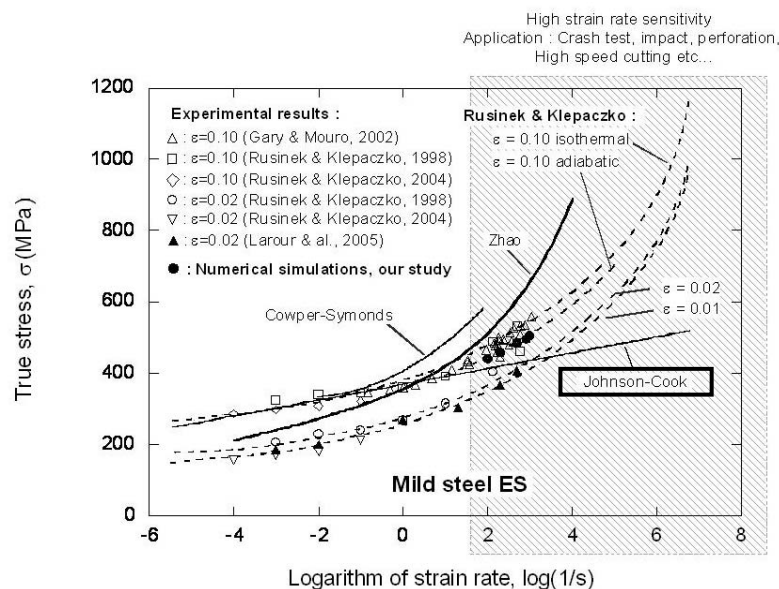


Figura 2.7: Comparación, para un acero dulce, de la ley de Johnson-Cook con resultados experimentales en términos de sensibilidad a la velocidad de deformación [72].

Por ejemplo, en la figura 2.7 publicada en [72] uno puede observar cómo, a muy altas velocidades de sollicitación, la ley constitutiva utilizada en de Johnson-Cook sigue siendo lineal en cuanto al logaritmo de velocidad de deformación cuando los ensayos experimentales indican a un crecimiento exponencial de las tensiones.

En el caso del estudio numérico presentado en este informe, esta carencia de la ley de Johnson-Cook en modelar la respuesta del material a muy altas velocidades de deformación ha sido minimizada por la utilización del material elegido (42CD4). En efecto, la caracterización del 42CD4 por Molinari et al. [69] indica un parámetro C muy pequeño ($C = 0.008$) lo que se relaciona con escasa sensibilidad a la velocidad de deformación.

3.6. Modelización del contacto entre pieza y herramienta

Uno de los objetivos principales de esta tesis doctoral consiste en el estudio de del contacto en la interfase viruta/herramienta. En el modelo de corte ortogonal, es preciso prestar gran atención a la interacción termomecánica en la interfase.

3.6.1. Interacción mecánica

El modelo clásico de fricción de Coulomb (2-2) utilizado en este trabajo, define la tensión de fricción en la interfase como una función lineal de la tensión normal con la siguiente relación:

$$\tau(x) = \mu \cdot \sigma(x), \quad (2-2)$$

donde τ es la tensión de fricción y σ la tensión normal en la posición x en la interfase.

El código Abaqus/Explicit [67], permite elegir diferentes opciones para describir el tipo de las dos superficies en contacto y definir el comportamiento normal y tangencial (o de fricción) del contacto.

Este trabajo, no se centró en estudiar los modelos numéricos de contacto sino en utilizarlos para llevar a cabo un estudio paramétrico donde se investiga la influencia de la variación de la fricción en los resultados numéricos. Pero, se considero importante llevar a cabo un trabajo preliminar de estudio de consistencia del modelo de contacto

por utilizar. Así pues, se analizaron las diferentes opciones para modelar el contacto proporcionadas por Abaqus/Explicit.

A continuación, se presentan dos simulaciones de corte ortogonal utilizando el modelo numérico desarrollado en esta tesis. El algoritmo de contacto tipo “Penalty” y el algoritmo de contacto tipo “Kinematic” disponibles en Abaqus/Explicit han sido implementados entre la pieza y la herramienta. Las otras especificaciones del modelo de contacto utilizado están presentadas en la tabla 2.6:

	Tipo de contacto		Tipo de superficie	Ley de contacto
Herramienta	Contact Pair	Master	Elementos	La presión es una función exponencial de la inter-penetración
Pieza		Slave	Elementos	

Tabla 2.6: Propiedades de la interacción mecánica implementada en el modelo numérico.

Es necesario elegir, para la superficie de la viruta, una superficie deformable de tipo “elementos” ya que la documentación de Abaqus [67] insiste en el hecho de que la elección de una superficie de tipo nodos es inadecuada para la obtención del fenómeno de adhesión, un fenómeno físico importantísimo para el estudio del proceso de mecanizado.

La interacción tangencial en la interfase fue modelada bajo el clásico modelo de Coulomb (2-2) con un coeficiente de fricción constante $\mu = 0.74$. El valor de la fricción ha sido obtenido para el mismo material y en las mismas condiciones de corte experimentalmente por Moufki et al. [68].

Los resultados numéricos obtenidos en términos de fuerzas de corte y espesor de viruta están representados en la tabla 2.7. También se introdujeron en esa tabla los datos experimentales publicados en [68].

	Exp.	“Kinematic”	Err. (%)	“Penalty”	Err. (%)
Fuerza de corte F_c (N/mm)	280	237	15	280.5	0.2

Fuerza de avance F_t (N/mm)	206	97.5	53	163	21
Fricción aparente F_t / F_c (.)	0.74	0.41	45	0.58	22
Espesor de viruta t_2 (mm)	0.17	0.26	53	0.30	76

Tabla 2.7: Comparación entre los resultados experimentales y numéricos obtenidos con el mismo modelo de corte ortogonal pero para dos diferentes algoritmos de contacto.

Se trata aquí de confrontar los resultados numéricos con los ensayos experimentales pero sobre todo se quiere comparar los resultados numéricos entre sí para ilustrar la influencia de la elección del algoritmo de contacto en los resultados numéricos.

La figura 2.8 muestra que el algoritmo de contacto afecta significativamente a los resultados numéricos ‘locales’ a lo largo de la interfase, no sólo en el nivel de los valores obtenidos sino también en la naturaleza misma de los resultados. En particular, uno puede observar que la longitud de contacto aumenta un 50% pasando de la formulación “Kinematic” a la formulación “Penalty”, figura 2.8-a. Además, la distribución de la velocidad de deslizamiento del material, figura 2.8-b, muestra que el algoritmo “Kinematic” predice solamente un contacto deslizante a lo largo de toda la interfase, excluyendo a la punta de la herramienta, pero que el tipo de contacto obtenido por el algoritmo “Penalty” se divide en dos zonas iguales: la primera de tipo adhesión y la segunda deslizante. Este resultado es de gran importancia para la interpretación de la distribución de la fricción entre la herramienta y la viruta.

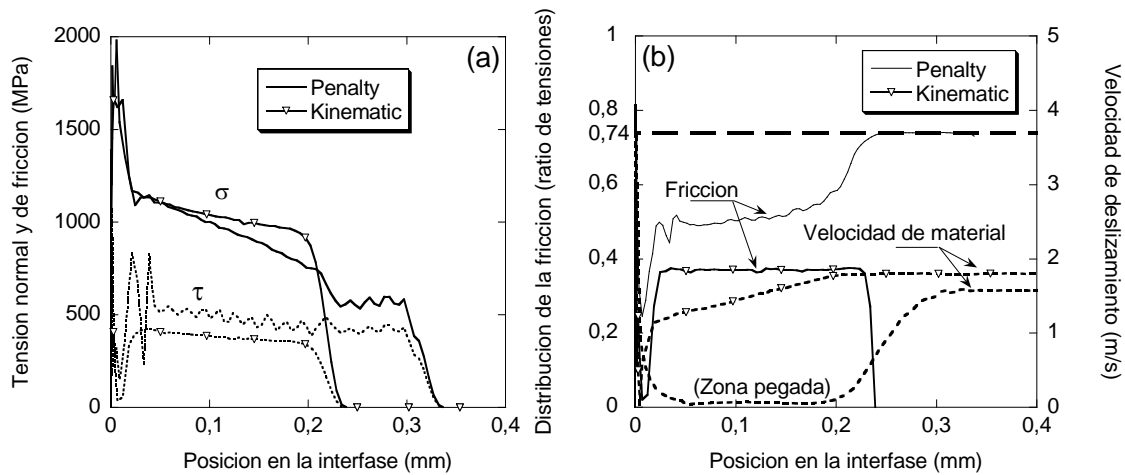


Figura 2.8: a- Distribución de tensiones, b- Velocidad de material y ratio de la fricción en la interfase viruta/herramienta obtenidos por simulaciones con los dos algoritmos de contacto proveídos en Abaqus/Explicit. Fricción implementada: $\mu = 0.74$; Velocidad de corte: $V = 4$ m/s.

Los resultados numéricos son fuertemente dependientes del tipo de algoritmo de contacto utilizado incluso cuando se usa el mismo modelo de fricción. En nuestro caso ilustrado en la tabla 2.7, al nivel microscópico la mejor aproximación de las fuerzas de corte se obtuvo con el algoritmo “Penalty”, sin embargo el algoritmo “Kinematic” se acercaba más para la predicción del espesor de viruta. En esta etapa del análisis, sería erróneo basarse en estas observaciones macroscópicas para argumentar acerca del mejor algoritmo de contacto para el corte ortogonal y mucho menos para concluir sobre la validación del modelo de contacto a utilizar en las simulaciones numéricas.

En efecto, el modelo de fricción de Coulomb implementado (2-2) estipula que un tipo de contacto deslizante entre dos sólidos corresponde a un ratio de las fuerzas (o tensiones) es igual al coeficiente de fricción implementado. En nuestro caso, se puede ver en la figura 2.8-b que la formulación “Penalty” es consistente con el modelo de Coulomb ya que, en la zona de contacto deslizante, la fricción obtenida alcanza el valor 0.74. Sin embargo, el algoritmo “Kinematic” combinado con una superficie esclava de tipo elementos presenta una clara inconsistencia.

Como consecuencia de este trabajo preliminar, se ha decidido implementar el algoritmo de contacto “Penalty”, y el modelo de fricción de Coulomb dado por (2-2) en el trabajo presentado a continuación.

3.6.2. Interacción térmica

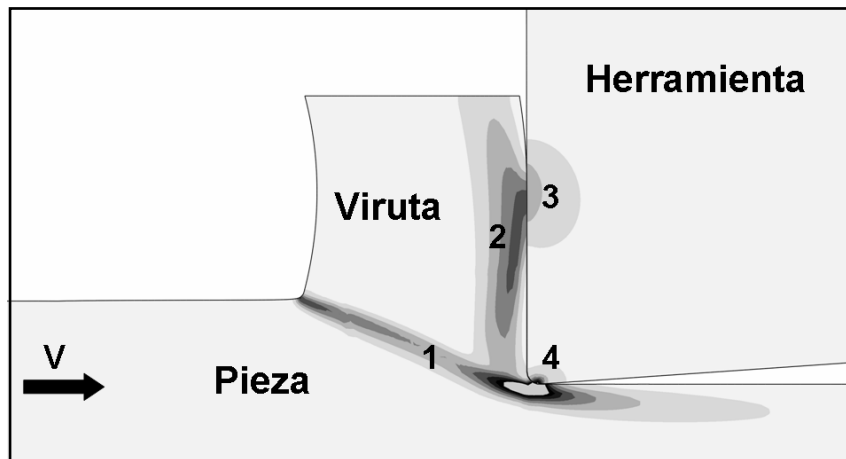


Figura 2.9: Identificación de los focos de calor mediante la representación del mapa de los flujos de calor observados en el estado estacionario: Calor generado por deformación plástica en las zonas primaria y secundaria de deformación, respectivamente (1) y (2). Calor generado por fricción en las superficies de desprendimiento y de incidencia, respectivamente (3) y (4).

En la modelización numérica utilizando el código cálculo por EF Abaqus, el contacto térmico entre dos superficies se define a través de dos parámetros:

- Conductancia térmica entre las dos superficies (GAP HEAT CONDUCTION).
- Generación del calor debido a la fricción (HEAT GENERATION).

Conductancia térmica entre las superficies en contacto

El traspaso del calor entre la herramienta y la viruta sigue siendo un punto muy discutido:

Por una parte, desde el punto de vista mecánico, la presión altísima medida entre las dos superficies impone un tipo de contacto perfecto y esto nos lleva a considerar una condición de continuidad de temperatura en la interfase.

Por otra parte, se sabe que los materiales interactúan químicamente con el entorno (ya sea con oxígeno o con algún lubricante) y también interactúan entre sí. Hay veces que forman en la interfase una capa de material de diferente naturaleza que los dos materiales inicialmente en contacto. La presencia de este “tercer cuerpo” en la

interfase puede generar una cierta resistencia térmica entre la herramienta y la viruta y, entonces, la condición de continuidad de temperatura en la interfase sería discutible.

Numéricamente, el flujo de calor q que pasa de una superficie A a una superficie B es una función lineal del parámetro de conductancia térmica κ entre las dos superficies A y B dada por la siguiente relación (2-3):

$$q = \kappa \cdot (T_A - T_B) \quad (2-3)$$

donde T_A y T_B son las temperaturas respectivas de las dos superficies A y B.

Un estudio paramétrico preliminar del parámetro de la conductancia térmica en la interfase muestra una baja influencia sobre los resultados numéricos macroscópicos. Salvo en el capítulo III, el valor de este parámetro κ en el modelo se considera $\kappa = 2000 \text{ W} / \text{m}^2 / \text{K}$. Sin embargo, la variación del valor de la conductancia térmica en la interfase resulta ser un dato clave para el estudio de la partición del calor de fricción entre herramienta y viruta.

Generación del calor debido a la fricción

En esta parte, se trata de modelar la disipación en forma de calor de la energía de fricción y su partición entre las dos superficies en contacto. Numéricamente, cuando dos superficies están en contacto, la derivada de la energía de fricción disipada se define por la relación (2-4):

$$Q = f \cdot \tau \cdot V \quad (2-4)$$

donde τ la tensión tangencial entre la dos superficies y V es la velocidad relativa de deslizamiento de una superficie sobre la otra. La fracción de esta energía de fricción que se convierte en calor se define a través del parámetro f . En nuestro modelo, se consideró que la totalidad de la energía de fricción se disipa en forma de calor, entonces se implementó el valor $f = 1$.

La partición del calor debida a la fricción entre la herramienta y la viruta ha sido analizada en el capítulo III. En nuestro modelo numérico, se implementó una partición inicial equilibrada entre las dos superficies.

4. Validación del modelo numérico

En esta sección, se comparan resultados numéricos con datos experimentales, con el fin de comprobar la validez de las tendencias previstas por el modelo numérico de corte presentado en este capítulo. Para ello, se decidió estudiar la variación de las tensiones numéricas en las zonas primarias y secundarias de deformación, y comparar el factor de fricción obtenido numéricamente, con los resultados experimentales correspondientes que se publicaron en [37].

Como se explicó en el capítulo I, Childs et al. [37] definieron un parámetro macroscópico m definido por la relación $m.k = \tau_y$, donde k es la tensión límite de cizalladura del material en la zona primaria de cizallamiento, y τ_y es la tensión límite de cizalladura del material en la interfase. El modelo de fricción propuesto por Childs et al. [37] se define por la siguiente ecuación: $\tau = m(T)k \left[1 - e^{-((\mu\sigma)/(m(T)k))^n} \right]^{1/n}$.

Para $\mu = 0.8$, donde se obtuvo un contacto pegado entre la viruta y la herramienta, se evaluaron para cada velocidad de corte, la tensión límite media de cizalladura del material \bar{k} en la zona primaria de cizallamiento, figura 2.11, y la tensión límite media de cizalladura del material $\bar{\tau}_{zs}$ en la parte de adhesión de la interfase. Los datos están ilustrados a continuación.

Implementando un coeficiente de fricción constante $\mu = 0.8$, el factor de fricción calculado a partir de los resultados numéricos, presenta una elevada sensibilidad a la velocidad de corte, figura 2.10. En la tabla 2.8, la tensión límite en la zona primaria sube sensiblemente (un 14%) con la velocidad de corte, en gran medida debido al aumento de la velocidad de deformación del material en esta zona. Al mismo tiempo, la tensión límite en la zona secundaria baja un 42% por efecto del aumento de la temperatura debida a la disipación en calor de la energía de fricción.

Velocidad de corte (m/s)	Tensión límite de cizalladura \bar{k} (zona primaria) (MPa)	Tensión límite de cizalladura $\bar{\tau}_{zs}$ (zona de adhesión) (MPa)	Factor de fricción $m = \bar{\tau}_{zs} / \bar{k}$	Temperatura media en la zona de adhesión (°K)
2	577	527	0.91	1058
4	589	476	0.81	1116
6	630	448	0.71	1176
8	640	423	0.66	1204
10	642	391	0.61	1240
12	647	376	0.58	1274
15	650	361	0.56	1288
30	658	335	0.51	1368
50	658	305	0.46	1391

Tabla 2.8: Identificación en función de la velocidad de corte del factor de fricción m en las simulaciones numéricas con un coeficiente de fricción implementado constante $\mu = 0.8$.

En la literatura presentada en el capítulo bibliográfico, el valor escogido para definir el factor de fricción suele ser constante, y para los aceros cercano a $m = 0.8$. Sin embargo, recientemente, Childs [55] publicó unos resultados experimentales sobre un acero 0.45C en condiciones de corte similares a lo que se ha implementado en el modelo numérico (ángulo de desprendimiento $\alpha = 0$, un avance $t_1 = 0.1\text{mm}$), y en este trabajo, Childs observó una variación importante de m y supuso que la variación del factor de fricción era debida al ablandamiento térmico del material.

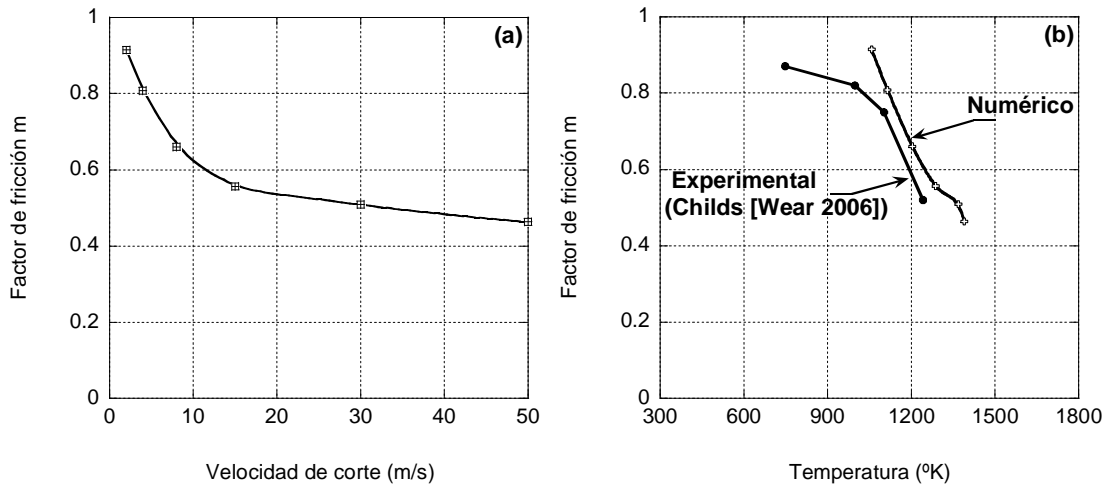


Figura 2.10: a) Variación en función de la velocidad de corte del factor de fricción m en las simulaciones numéricas con un coeficiente de fricción implementado constante $\mu = 0.8$. b) Variación del factores de fricción en función de la temperatura mediana en la interfase en las simulaciones numéricas con $\mu = 0.8$ y experimentalmente por Childs [55] mecanizando un acero 0.45 C.

Considerando los cálculos numéricos con un coeficiente de fricción constante $\mu = 0.8$, se puede observar que el factor de fricción disminuye a medida que la velocidad de corte aumenta, figura 2.10-a. Además, el valor $m = 0.8$ parece válido en un pequeño intervalo de velocidades de corte centrado en $V = 4 \text{ m/s}$. Pero, globalmente, la figura 2.10-b muestra una muy buena correlación entre los resultados numéricos publicados por Child en [37], y las predicciones numéricas obtenidas por el modelo de corte ortogonal.

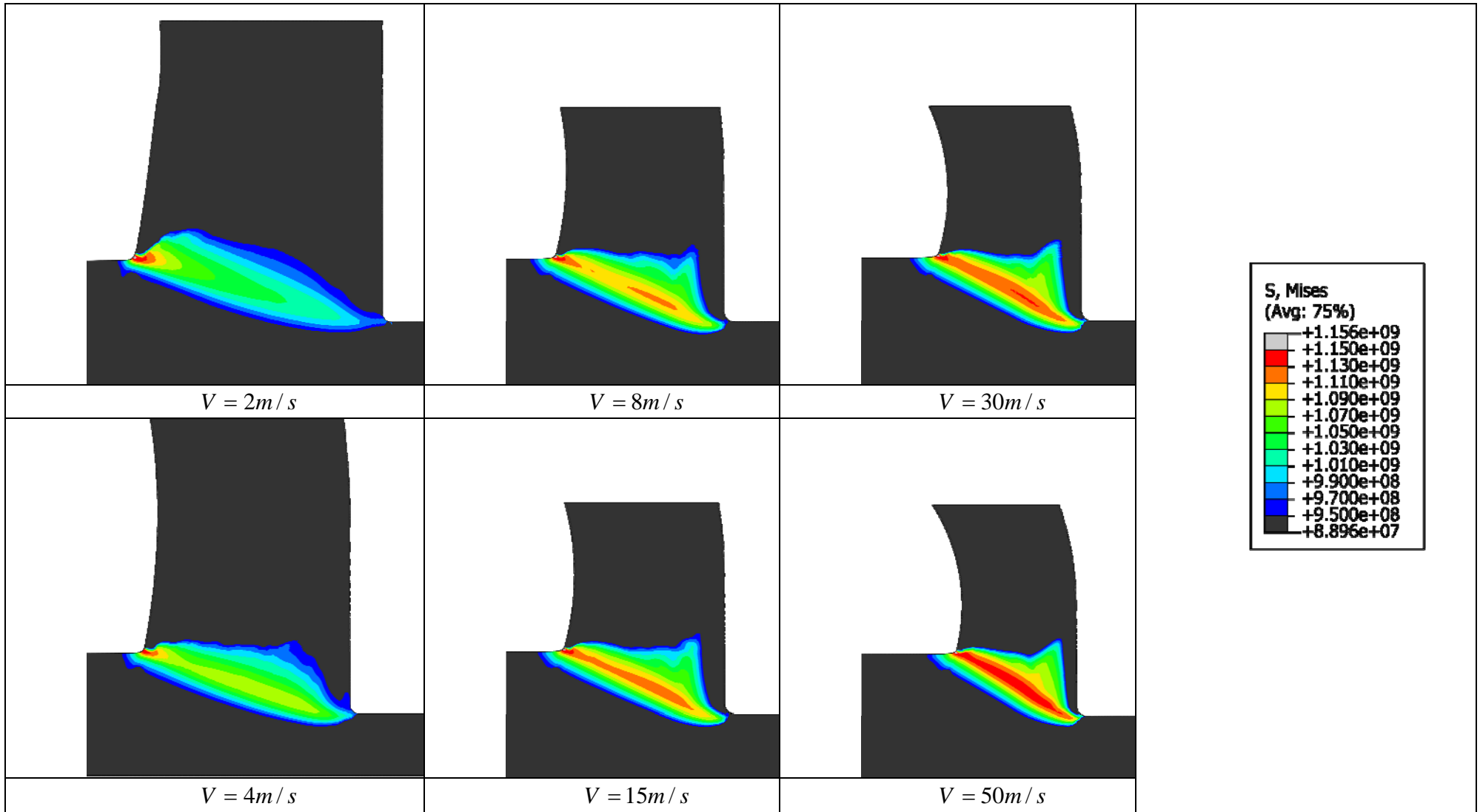


Figura 2.11: Evolución de la tensión equivalente de Mises en la zona primaria de cizallamiento.

5. Conclusiones

En este capítulo, se presenta el modelo numérico de corte ortogonal que se usó para la obtención de los resultados analizados en los próximos capítulos. Se trata de un modelo termomecánico utilizando la formulación ALE, con un contacto tangencial en la interfase viruta/herramienta definido por el modelo de fricción de Coulomb.

La comparación entre los resultados numéricos obtenidos con $\mu = 0.8$ y las mediciones experimentales publicadas por Childs en [37], presenta muy buenas similitudes a pesar de las incertidumbres del trabajo experimental y de las simplificaciones inherentes a la modelización numérica. Esta buena correlación entre los resultados numéricos y experimentales nos proporciona un sólido argumento a favor de la validación experimental del modelo numérico desarrollado en esta tesis doctoral, y eso, en un amplio intervalo de velocidades de corte.

El siguiente punto de este trabajo consistirá en llevar a cabo un estudio paramétrico sobre el coeficiente de fricción implementado en la interfase, para analizar la influencia de este valor, en las variables termomecánicas locales situadas en la zona de contacto viruta/herramienta.

CAPITULO III:

Análisis del contacto termomecánico en la interfase.

1. Introducción

Como se explicó en el primer capítulo de esta tesis, los trabajos numéricos sobre el corte ortogonal coinciden en concluir que los resultados numéricos dependen en gran medida del modelo de contacto implementado. Concretamente, estos trabajos mostraron que el modelo de fricción escogido para modelar la interacción termomecánica entre la viruta y la herramienta gobierna los niveles de fuerzas obtenidas.

A continuación, se propone explicar como los resultados numéricos obtenidos están relacionados con el modelo de contacto implementado. En este capítulo, el análisis se centrará en explicitar la influencia del modelo de fricción en las variables locales a lo largo de la interfase viruta/herramienta. Se analizarán por separado las interacciones mecánica y térmica, y se explicitarán las relaciones entre los comportamientos de las variables locales en la interfase, y el tipo de contacto (adherido o deslizante) que se obtiene.

2. Contacto mecánico

En esta primera parte, se implementó un coeficiente de fricción de Coulomb μ constante. Es decir, se supone que la fricción es independiente de las condiciones termomecánicas (presión normal, velocidad de deslizamiento del material de la pieza sobre la herramienta o temperatura en la interfase). Así pues, el valor de la fricción implementada es independiente de las condiciones de corte. A continuación, se analizan los resultados numéricos obtenidos por un estudio paramétrico considerando una operación de corte ortogonal con un ángulo de desprendimiento $\alpha = 0$, un avance $t_1 = 0.1\text{mm}$, un radio de punta $r = 15\ \mu\text{m}$ y una velocidad de corte en el rango $1\text{m/s} \leq V \leq 50\text{m/s}$. El valor del coeficiente de fricción implementado ha sido variado entre 0.0 y 1.0.

La figura 3.1 presenta una comparación de la distribución, a lo largo de la interfase viruta-herramienta, de las tensiones normales σ y de fricción τ obtenidas por un cálculo numérico, junto con dos ejemplos experimentales de la literatura ilustrando la distribución de estas mismas tensiones para otros tipos de aceros. Cualitativamente,

la comparación entre los datos experimentales y los resultados numéricos obtenidos con el modelo presenta grandes similitudes: Se puede comprobar que las dos curvas numéricas tienen una forma de meseta a lo largo de la interfase, al igual que ocurre con las observaciones experimentales. También, se ha obtenido numéricamente un pico de la tensión normal situado en el filo de corte de una manera muy parecida a la que se observó experimentalmente. Por último, la caída de las tensiones en la zona final del contacto es muy similar en los resultados numéricos y experimentales, particularmente en el caso publicado por Childs et al [20].

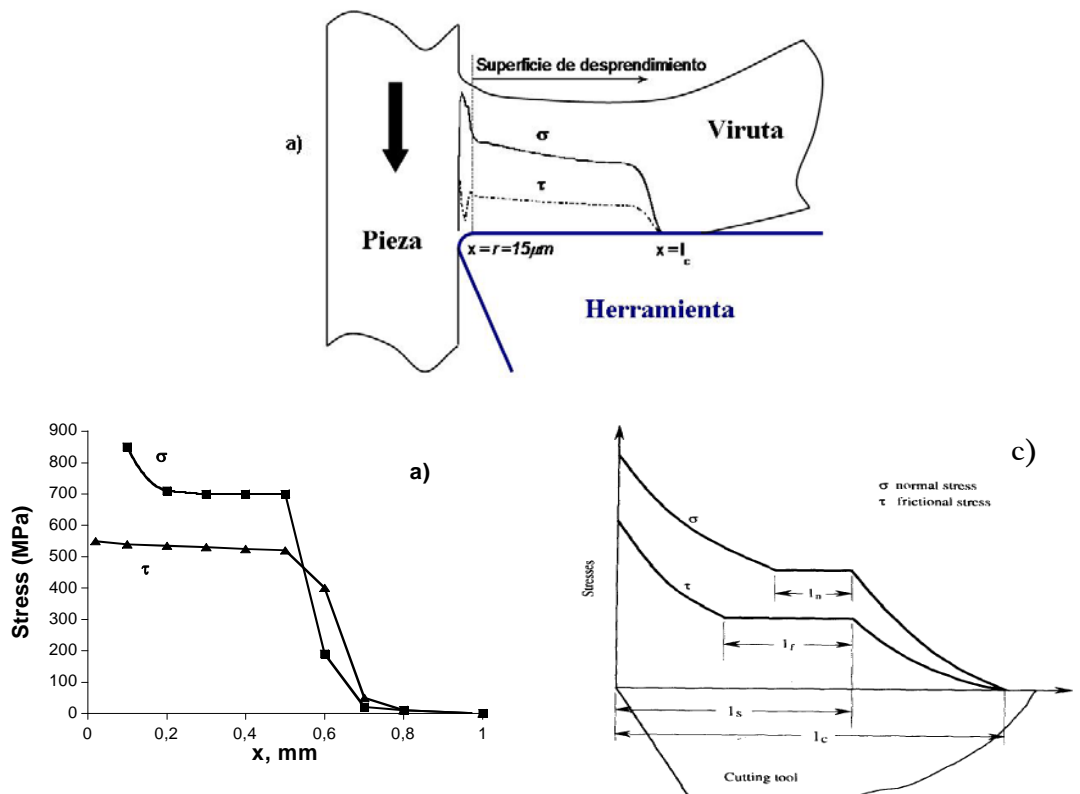


Figura 3.1: Distribución de las tensiones normales y de fricción obtenidas numéricamente para el acero 42CD4 (a) (velocidad de corte $V = 8 m/s$, coeficiente de fricción $\mu = 0.4$), y experimentalmente para aceros por: (b) Childs et al. [20] y (c) Lee et al. [21].

2.1. Fenómeno de de adhesión en la interfase:

La distribución a lo largo de la interfase de la velocidad relativa de deslizamiento viruta/herramienta está representada en la figura 3.2 para los diferentes niveles de fricción implementados. Los resultados muestran la existencia de una clara zona de material adherido (“sticking”) para los coeficientes de fricción implementados $\mu = 0.6$, $\mu = 0.8$ y $\mu = 1.0$.

La zona de adherencia se caracteriza por una velocidad de deslizamiento relativa nula o cuasi nula. Se puede observar como la longitud de la parte pegada aumenta ligeramente con el aumento del valor de fricción implementado. La velocidad de deslizamiento de la viruta sobre la herramienta no es homogénea a lo largo de la interfase: Solo para los coeficientes de fricción bajos ($\mu \leq 0.4$), la velocidad del material no es totalmente nula en la zona definida por el redondeo de la punta de la herramienta ($0 \leq x \leq 15 \mu m$). Por tanto, en la superficie de desprendimiento, el material siempre sufre un aumento progresivo de la velocidad antes de llegar al valor estabilizado de salida de viruta, y eso incluso para los casos donde se obtuvo contacto adherido.

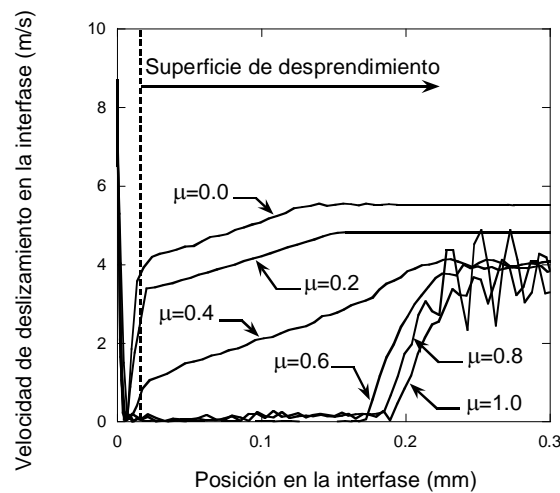


Figura 3.2: Velocidad de deslizamiento del material a lo largo de la interfase para una velocidad de corte $V = 8 \text{ m/s}$ y diferentes valores de coeficiente de fricción.

De acuerdo con la teoría de Mises de plasticidad (J_2), si la deformación plástica es gobernada por el fenómeno de cizallamiento, Entonces, todos los componentes del tensor desviador \underline{s} serian despreciables con respecto a $s_{XY} = s_{YX} = \tau$ y obtendríamos:

$$\sigma_{eq} = \sqrt{3} \tau \quad (3-1)$$

Bajo el régimen plástico, el criterio de plasticidad de von Mises tiene la siguiente forma:

$$\sigma_{eq} = \sqrt{3} \tau_Y \quad (3-2)$$

donde σ_{eq} es la tensión equivalente de Mises y τ_Y es la tensión límite en cizalladura.

Al final, se obtiene la siguiente relación en el caso de la deformación plástica bajo cizallamiento:

$$\tau = \tau_Y = \sigma_{eq} / \sqrt{3} \quad (3-3)$$

Consideramos ahora un elemento material en la superficie de desprendimiento. De acuerdo con el modelo de fricción de Coulomb implementado en el modelo numérico, la tensión de fricción en la interfase se define por la relación presentada previamente ($\tau(x) = \mu \cdot \sigma(x)$). Por otra parte, físicamente, esta tensión está limitada por la tensión límite del material de cizalladura τ_Y . Entonces, si la deformación plástica que sufre este elemento está dominada por el fenómeno de cizallamiento, la tensión de fricción debería satisfacer la relación (3-3).

Finalmente, el modelo de fricción que se aplica durante los cálculos numéricos es el siguiente:

$$\tau(x) = \min(\mu \sigma(x); \tau_Y(x)), \quad (3-4)$$

En el cálculo numérico con $\mu = 0.8$ y $V = 8 \text{ m/s}$, la tensión de fricción τ está representada en la figura 3.3 y comparada con las dos cantidades $\mu \sigma$ y τ_Y , respectivamente (a) y (b). Se puede observar que la relación $\tau(x) = \mu \sigma(x)$ es válida en la figura 3.3-a a partir de una cierta posición $l_p \leq x \leq l_c$, donde l_c es la longitud total de contacto entre la herramienta y la viruta. Para el intervalo definido por $0 \leq x \leq l_p$, la relación $\tau(x) = \tau_Y(x)$ se cumple, figura 3.3-b. Este intervalo corresponde a la zona de adhesión del material observado en la figura 3.2.

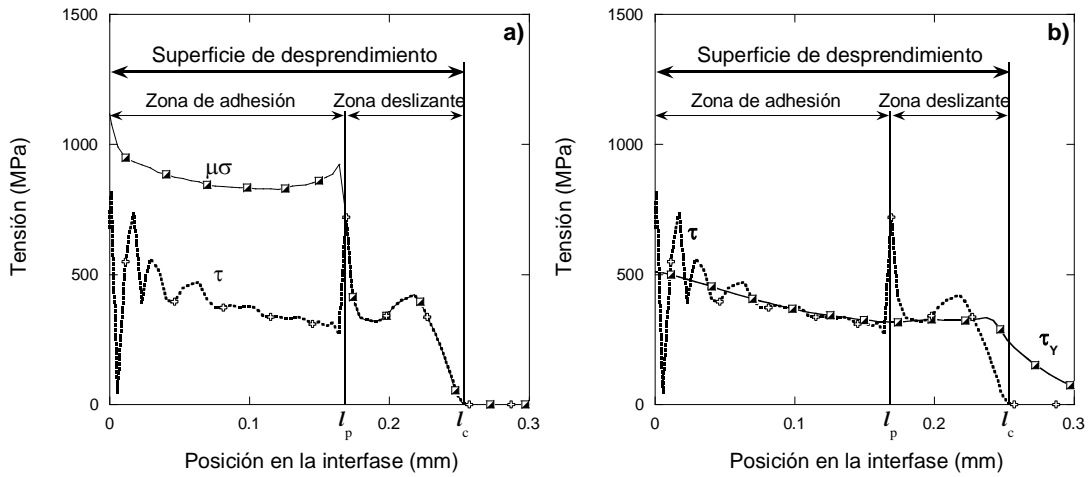


Figura 3.3: Comparación de la tensión de fricción τ con: a) el producto $\mu \cdot \sigma$, b) la tensión límite del material de cizalladura $\tau_y = \sigma_{eq} / \sqrt{3}$. Velocidad de corte $V = 8 \text{ m/s}$, coeficiente de fricción implementado $\mu = 0.8$.

En la figura 3.4, las condiciones de corte son iguales que las presentadas en la figura 3.3, siendo $\mu = 0.2$ el coeficiente implementado en lugar de $\mu = 0.8$. De acuerdo con la distribución de la velocidad del material en la interfase que se observó para este caso en la figura 3.2, la comparación de la tensión de fricción τ con la cantidad $\mu \sigma$ corresponde con la relación (3-3): Se obtiene $\tau(x) = \mu \sigma(x)$ a lo largo de toda la superficie de contacto, figura 3.4-a. Además, observamos $\tau(x) \leq \tau_y(x)$ en la figura 3.4-b y se puede comprobar (fig 3.2) que el tipo de contacto es deslizante en toda la interfase.

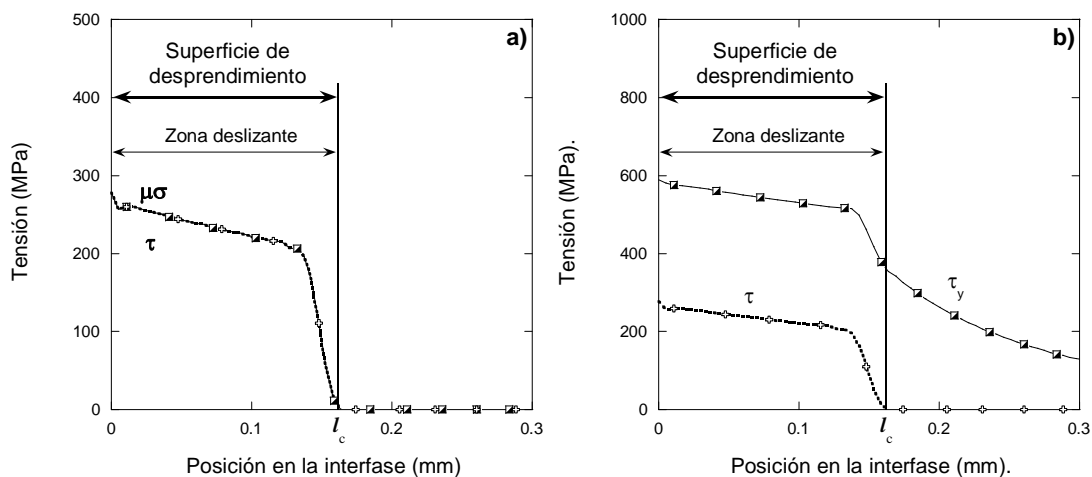


Figura 3.4: Comparación de la tensión de fricción τ con: a) el producto $\mu \cdot \sigma$, b) la tensión límite del material de cizalladura $\tau_y = \sigma_{eq} / \sqrt{3}$. Velocidad de corte $V = 8 \text{ m/s}$, coeficiente de fricción implementado $\mu = 0.2$.

2.2. Discusión sobre el comportamiento del contacto de adhesión en la interfase

Como se ha explicado, en los ensayos experimentales de mecanizado, dos regímenes distintos de contacto suelen ser observados: una zona de contacto donde el material está adherido a la herramienta y otra zona donde el material de la viruta desliza sobre la herramienta. Físicamente, el fenómeno de adhesión ha sido relacionado con los altísimos niveles de presión medidos cerca del filo de corte. A lo largo de la superficie de desprendimiento, la tensión normal suele disminuir hasta un cierto nivel por debajo del cual se observa el deslizamiento del material.

El modelo de Zorev [18] representa de manera simple estas dos situaciones. Este modelo está gobernado por la ley de fricción de Coulomb donde la tensión de fricción τ es proporcional a la tensión normal σ mediante un coeficiente de fricción μ constante. La tensión normal aumenta cuando la posición se aproxima al filo de corte, y la relación de Coulomb podría entonces violar el criterio de plasticidad si el producto $\mu\sigma$ es superior a la tensión límite de cizalladura τ_y del material. Como consecuencia, el deslizamiento del material se produce en esta zona del contacto dando lugar al fenómeno de adhesión.

Numéricamente, si bien el valor de la fricción en esta sección se considera constante, el límite plástico de cizalladura τ_y del material en la interfase no es constante. Es más, este parámetro depende de la deformación, de la velocidad de deformación y de la temperatura alcanzada. En el modelo numérico τ_y obedece a la ecuación constitutiva de Johnson-Cook implementada en el modelo numérico, y presentada en el capítulo II:

$$\sigma(\varepsilon_p; \dot{\varepsilon}_p; T) = [A + B(\varepsilon_p)^n] \cdot \left[1 + C \cdot \ln\left(\frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0}\right) \right] \cdot \left[1 - \left(\frac{T - T_0}{T_f - T_0}\right)^m \right]$$

Las variables de las que depende τ_y , están relacionadas con las condiciones de corte de forma compleja. Cuando la velocidad de corte aumenta, se espera que la temperatura a lo largo de la interfase aumente también. Esto tiene como consecuencia

el incremento de la longitud de la zona de contacto pegado ya que τ_y tiende a disminuir por culpa del ablandamiento térmico del material.

Este favorecimiento de la adhesión contradice las observaciones experimentales donde se puso de manifiesto que, aumentando la velocidad de corte, la zona de contacto pegado entre la viruta y la herramienta disminuye [25], incluso, puede desaparecer. Y eso, a pesar de las altas temperaturas, y del ablandamiento térmico inherente del material. Pues sería natural considerar en el modelo numérico una expresión de la fricción dependiente de la velocidad de deslizamiento del material o de su temperatura.

No obstante, en este capítulo y como primera aproximación, se implementó un coeficiente de fricción constante para desacoplar y aclarar los efectos de la fricción y de la velocidad de corte sobre los resultados numéricos. Se pretende evaluar la contribución del ablandamiento del material en los resultados numéricos. En los próximos capítulos, se considerará una fricción que depende de variables locales como la velocidad relativa de deslizamiento del material o la temperatura, para aproximar mejor las condiciones reales discutidas previamente.

2.3. Efecto del aumento de la velocidad de corte en las variables locales

Los fenómenos de contacto entre el material de la viruta y la herramienta dependen de numerosas variables locales como la presión, la temperatura o el valor de fricción implementado. Antes de comenzar con el análisis de las fuerzas de corte, es necesario entender el comportamiento de los fenómenos físicos locales que ocurren en la interfase para comprender las tendencias macroscópicas.

2.3.1. Temperatura

La distribución de la temperatura en la interfase es un parámetro clave en el análisis de los resultados numéricos. Para el material de la pieza mecanizada, el aumento de la temperatura, a coeficiente de fricción constante, tiene como consecuencia la bajada de la tensión límite plástica y puede resultar en la aparición o en el aumento del contacto de tipo pegado.

En la figura 3.5 se puede observar la influencia de la velocidad de corte sobre la distribución de la temperatura a lo largo de la interfase, y eso para dos valores del coeficiente de fricción implementado: (a) $\mu = 0.2$, (b) $\mu = 0.8$. Estos dos valores se han elegido a partir de la figura 3.2 para ilustrar los dos tipos de contacto que se han encontrado en los resultados numéricos: contacto deslizante para $\mu = 0.2$ y contacto mixto (con una zona de material adherido y otra zona deslizante) para $\mu = 0.8$.

Es importante distinguir entre los dos casos por el hecho de que el calor generado en la interfase se expresa como el producto de la tensión de fricción por la velocidad de deslizamiento del material:

$$Q(x) = \tau(x) \cdot V_s(x) = \mu \sigma(x) \cdot V_s(x) \quad (3-5)$$

En primer lugar, hemos de constatar que en la zona que corresponde a la punta de la herramienta, como no hay “sticking” para $\mu = 0.2$ la temperatura aumenta de forma significativa (alrededor de unos 300 °K) con el aumento de la velocidad de corte. Pero, al contrario, para el caso $\mu = 0.8$, la llamada “zona de adhesión” (material pegado a la punta de la herramienta) impide la creación de calor proveniente de la energía de fricción debido de la velocidad de deslizamiento cuasi nula del material allí. La temperatura en esta zona (evaluada entre 1000°K y 1100°K) proviene entonces en gran medida de la disipación de la energía de deformación plástica que ocurre en la zona primaria de cizallamiento.

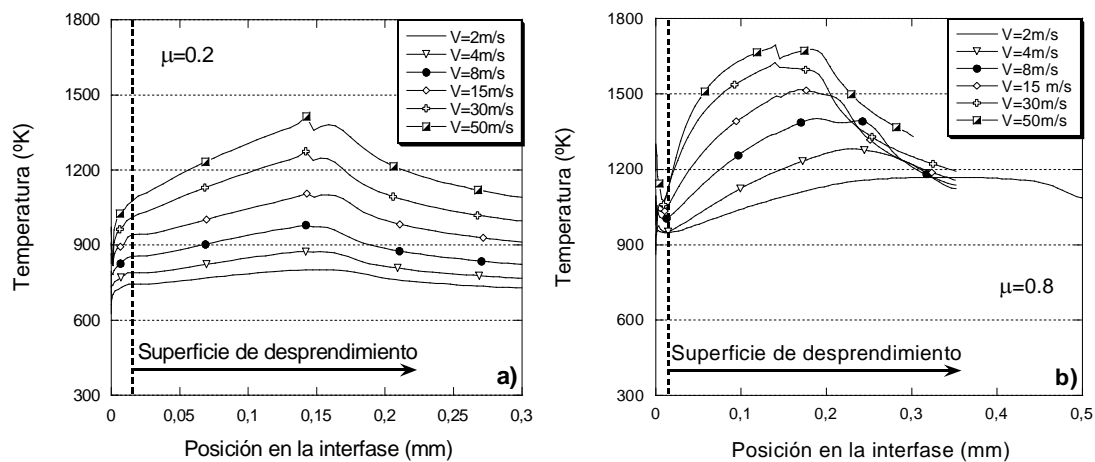


Figura 3.5: Distribución de la temperatura a lo largo de la interfase para un amplio intervalo de velocidades de corte para dos valores del coeficiente de fricción: a) $\mu = 0.2$, b) $\mu = 0.8$.

Para el caso $\mu = 0.2$, en la superficie de desprendimiento, donde la viruta desliza sobre toda la superficie, el punto más caliente de la viruta se encuentra en la misma posición para todas las velocidades de corte. Siendo $l_c = 0.17mm$ (para $V \geq 4m/s$) determinado a partir de la distribución de las tensiones en la figura 3.7-a. El punto más caliente se encuentra en la posición $x = 0.8 l_c$. Es interesante observar para $\mu = 0.2$ que la temperatura máxima aumenta de manera uniforme, pero para $\mu = 0.8$, el aumento de la temperatura es importante para bajas y medianas velocidades de corte, después, a partir de $V = 15m/s$, el aumento de la velocidad máxima es menos pronunciado. Este resultado ilustrado en la figura 3.6 tiene como explicación el hecho que, a medida que la velocidad de corte aumenta, se acerca a un régimen donde el calor generado en la interfase no tiene el tiempo necesario para difundirse, y genera entonces ablandamiento del material.

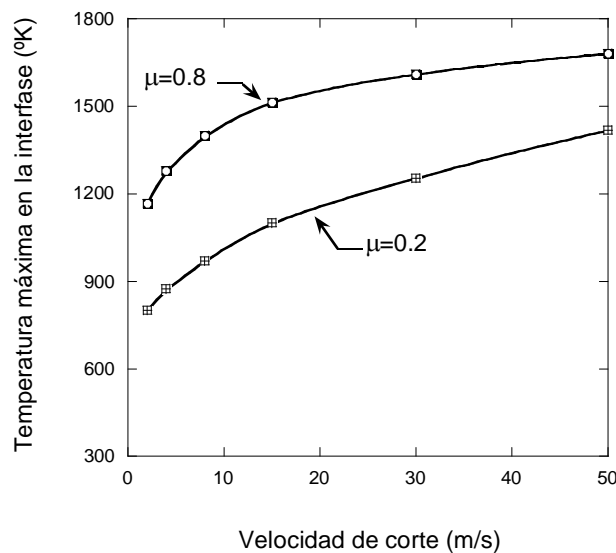


Figura 3.6: Variación de la temperatura máxima en la interfase con respecto a la velocidad de corte. Coeficientes de fricción implementados: $\mu = 0.2$ y $\mu = 0.8$.

Para $\mu = 0.8$, uno puede ver en la figura 3.6 que el punto más caliente de la viruta se acerca al filo de corte a medida que la velocidad de corte aumenta. La distribución de las tensiones que corresponden a este caso se analizará a continuación en la figura 3.7-b. Sin embargo, podemos adelantar para este caso que el análisis de la distribución de las tensiones nos enseña que la longitud total de contacto disminuye fuertemente con el aumento de la velocidad de corte. Calculando, para cada velocidad

de corte, el ratio de la posición del punto más caliente en la superficie de desprendimiento por la longitud de contacto, se obtiene al igual que para el caso $\mu = 0.2$, el punto más caliente en la posición $x = 0.8 l_c$. Finalmente, se puede observar en la figura 3.6 que la temperatura máxima en la interfase es mucho mayor para $\mu = 0.8$ que para $\mu = 0.2$. La diferencia media entre las dos curvas supera los 400°K. Pero, es importante notar que la saturación de la temperaturas para $\mu = 0.8$ es más rápida. La razón de esto es que el calor debido a la energía de fricción es proporcional al coeficiente de fricción implementado.

2.3.2. Tensiones y velocidades de deslizamiento del material en la interfase

El efecto de la velocidad de corte sobre la distribución de las tensiones en la interfase es muy sensible al valor de coeficiente de fricción implementado en los cálculos. De manera general, el aumento de la velocidad de corte influye más en los resultados numéricos cuando se implementa un coeficiente de fricción alto, figura 3.7.

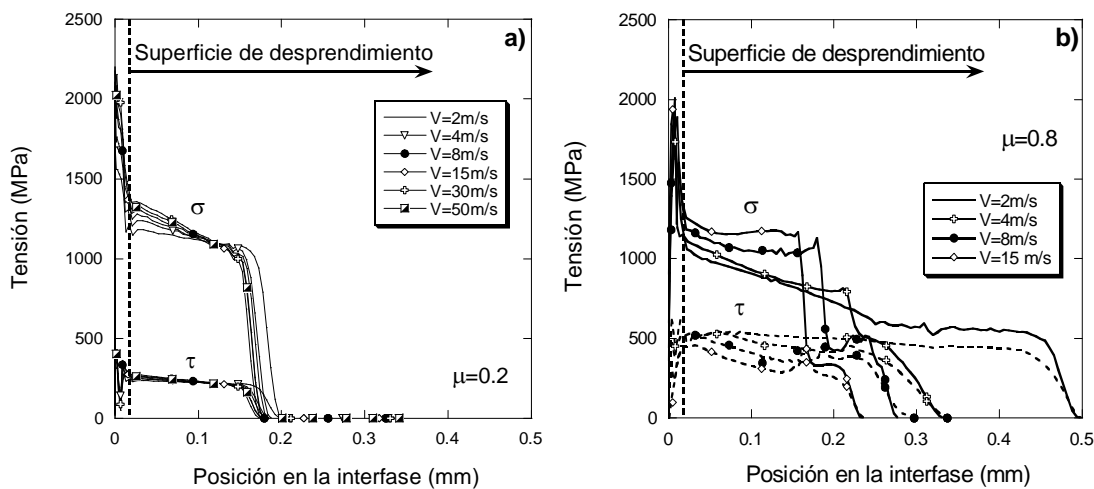


Figura 3.7: Distribución de las tensiones normales y de fricción a lo largo de la interfase para un amplio intervalo de velocidades de corte. Coeficiente de fricción: a) $\mu = 0.2$, b) $\mu = 0.8$.

Para el caso $\mu = 0.2$, figura 3.7-a, el aumento de la velocidad de corte no cambia sensiblemente la distribución de las tensiones en la interfase. Para $V \geq 4m/s$, tanto los niveles alcanzados por las mesetas de las tensiones normales y tangenciales, como la longitud de contacto entre la viruta y la herramienta no sufren ningún cambio

importante. Apenas se nota que la pendiente de la meseta de las tensiones normales disminuye en valores negativos a medida que la velocidad de corte aumenta.

Al contrario, en el caso de implementar un coeficiente de fricción alto $\mu = 0.8$, figura 3.7-b, aumentar la velocidad de corte de 2m/s a 50 m/s hace subir fuertemente el nivel de las tensiones normales de 400 MPa (approx. 40%) y bajar de manera importante las longitudes de contacto (casi 0.3mm, que corresponde a una disminución de 60% del valor de la longitud de contacto inicial).

En este trabajo numérico, no se pueden analizar de la misma manera las tensiones normales y las tensiones de fricción por una razón importante: durante el cálculo por Elementos Finitos, las tensiones normales son calculadas a partir de las condiciones de contorno del modelo. Al contrario, el cálculo de las tensiones de fricción obedece al modelo de fricción numérico implementado previamente en el modelo de corte ortogonal según la relación (3-6):

$$\tau(x) = \min(\mu\sigma(x); \tau_y(x)). \quad (3-6)$$

Para $\mu = 0.2$, figura 3.8-a, las tensiones de fricción obtenidas son muy poco sensibles a la variación de la velocidad de corte. El ratio de las tensiones de fricción entre las tensiones normales obtenidas en este caso, figura 3.8-a, vale exactamente 0.2 a lo largo de toda la interfase salvo en la zona de la punta de la herramienta. En el caso $\mu = 0.8$, la distribución de este ratio en la interfase es más complicada, figura 3.8-b. Para todas las velocidades de corte implementadas, el ratio de las tensiones no es igual a 0.8 en la mayor parte de la superficie de desprendimiento salvo en una pequeña parte cerca del final del contacto. De manera general, el ratio de las tensiones disminuye con el aumento de la velocidad de corte. Pero se observa también que los resultados de $V = 30m/s$ y de $V = 50m/s$ son muy parecidos.

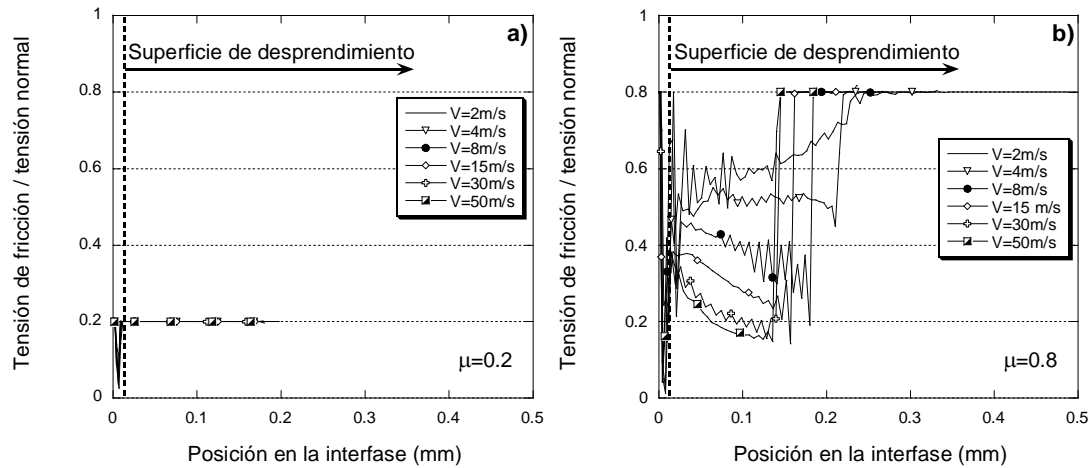


Figura 3.8: Ratio las tensiones de fricción por las tensiones normales a lo largo de la interfase en función de la velocidad de corte. Coeficiente de fricción: a) $\mu = 0.2$, b) $\mu = 0.8$.

A partir de estas observaciones e introduciendo un parámetro nuevo μ_{Local} , que sirve a expresar la fricción local en cualquier elemento de material en la interfase, podemos concluir a partir de la relación (3-6) lo siguiente:

$$\mu_{Local}(x) = \tau(x) / \sigma(x) = \mu \quad \Leftrightarrow \quad \tau(x) = \mu \sigma(x), \quad (3-7-a)$$

$$\mu_{Local}(x) = \tau(x) / \sigma(x) \neq \mu \quad \Leftrightarrow \quad \tau(x) = \tau_Y(x). \quad (3-7-b)$$

Así pues, para el caso $\mu = 0.2$, en la figura 3.7-a, la relación (3-7-a) es válida en toda la superficie de desprendimiento para cualquier velocidad de corte implementada. La distribución de la velocidad relativa del material a lo largo de la interfase para este caso, figura 3.9-a, es consistente con el resultado. Se puede comprobar que la velocidad de deslizamiento del material no es nula salvo en una zona muy pequeña redonda que caracteriza la punta de la herramienta. Además, se puede ver en esta gráfica que la velocidad del material en la interfase no es homogénea en la superficie de desprendimiento, sino que crece uniformemente desde el filo de corte hasta una cierta posición crítica (en este caso $x = 0.15mm$) a partir de cual la velocidad se estabiliza definitivamente en el valor de velocidad de salida de la viruta $0.5 V \leq V_c \leq 0.65 V$. En la figura 3.7-a, esta posición $x = 0.15mm$ corresponde al punto a partir de cual las tensiones caen a cero. Del mismo modo, siendo el calor disipado por la energía de fricción el producto de la velocidad de deslizamiento por la tensión de fricción,

podemos comprobar en la figura 3.5-a el resultado de que, efectivamente, la posición $x = 0.15\text{mm}$ corresponde a la zona donde se obtiene la temperatura máxima en la superficie de desprendimiento.

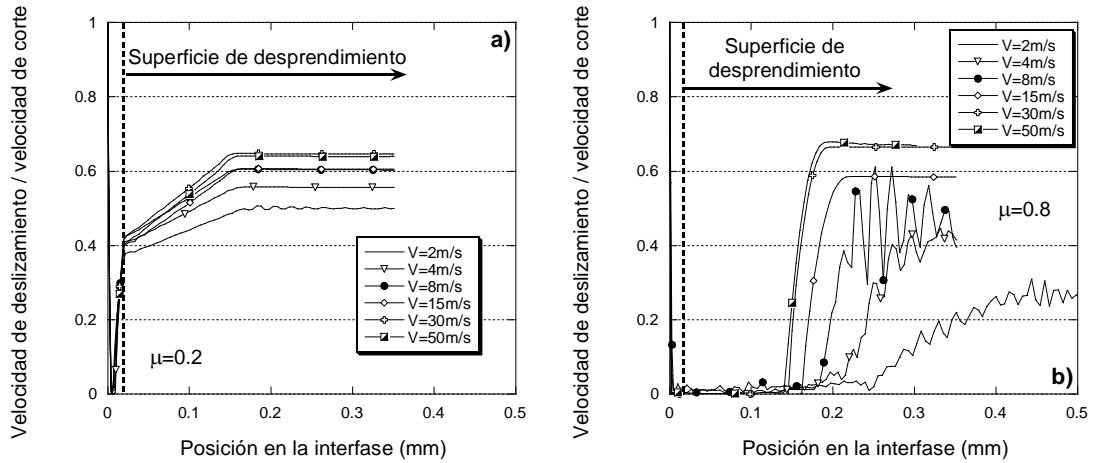


Figura 3.9: Velocidad de deslizamiento del material a lo largo de la interfase en función de la velocidad de corte para los dos coeficientes de fricción implementados:

a) $\mu = 0.2$, b) $\mu = 0.8$.

Las velocidades en la interfase obtenidas para $\mu = 0.8$, figura 3.8-b, son globalmente diferentes a las velocidades obtenidas para $\mu = 0.2$. Primero, se puede observar para todas las velocidades representadas una zona importante de material pegado donde $\tau(x) = \tau_y(x)$, figura 3.3-b. El tamaño de esta zona disminuye con el aumento de la velocidad de corte. Después de esta zona de sticking, comienza la zona de deslizamiento del material donde $\tau(x) = \mu \sigma(x)$, figura 3.3-a. Primero, se observa una zona de transición definida por $l_p \leq x \leq x_c$ donde la velocidad del material en la interfase crece rápidamente hasta la posición crítica x_c (en este caso, x_c es variable y disminuye fuertemente con el aumento de la velocidad de corte). Esta zona de transición corresponde a una primera caída de la tensión normal de una primera meseta hasta una segunda meseta. A partir de x_c , la tensión normal cae a cero. Para $\mu = 0.8$, el intervalo de valores a las que se estabiliza definitivamente la velocidad de la viruta V_c es mucho más amplio que para el caso $\mu = 0.2$. Aquí $0.3 V \leq V_c \leq 0.7 V$. También, podemos comprobar en la figura 3.5-b que x_c corresponde a la posición donde se mide la temperatura más alta en la superficie de desprendimiento.

Los resultados en términos de distribución de la temperatura, de la velocidad de material y de la tensión de fricción concuerden entre sí, y el análisis de estas variables locales numéricas es consistente con el modelo numérico de fricción implementado.

3. Contacto térmico

Diversos métodos analíticos [73], experimentales [74], y numéricos han sido desarrollados para intentar determinar los campos térmicos en las zonas de interés. Valores realistas de las propiedades térmicas del contacto deben de ser implementados en los códigos de cálculo por elementos finitos para conseguir una buena representación de las condiciones termomecánicas efectivas que ocurren durante el proceso de corte. Muy pocos trabajos se han centrado en analizar la influencia de la modelización del contacto térmico en las simulaciones numéricas del mecanizado.

En 2006, Mabrouki et al. [75] analizaron la morfología de la viruta obtenida a partir de un acero AISI4340 al variar algunas variables térmicas como la fracción del calor evacuada en la viruta y la conductancia del contacto en la interfase herramienta/viruta. Ambos parámetros influyen en la morfología segmentada de la viruta puesto que el fenómeno de la segmentación se acentúa cuando aumenta la fracción de calor transmitida a la viruta. Igualmente, cuando la disipación de calor en la viruta aumenta, el radio de la curvatura de la viruta es más pequeño, estando este fenómeno relacionado con una fragmentación más pronunciada de la viruta.

En 2007, Umbrello et al. [76], utilizaron la formulación mixta lagrangiana-euleriana para obtener numéricamente la conductancia térmica en la interfase herramienta/viruta. Los autores modelaron el comportamiento de un acero AISI1045 y optaron para una formulación inversa de determinación de la conductancia. Datos experimentales de la temperatura alcanzada durante el corte fueron medidos en un punto de la herramienta con un termopar. Estos datos fueron utilizados para identificar los valores de la conductancia en el contacto mediante un modelo por elementos finitos. Es interesante notar que, en este trabajo, se observó que era necesario un gran tiempo de cálculo para alcanzar el estado estacionario cuando el análisis incluía parámetros térmicos.

Se ha demostrado experimentalmente [31] que durante una operación de mecanizado, se alcanzan en la interfase niveles de presiones muy altos. Esta observación nos llevó a considerar una hipótesis numérica fuerte de que la resistencia térmica es despreciable entre las dos superficies en contacto. La condición de continuidad de la temperatura en la interfase ha de ser verificada. En el modelo numérico, la baja resistencia térmica en la interfase está indicada mediante grandes valores de la conductancia térmica (Gap Heat Conductance). Del punto de vista de la eficiencia computacional, se puede adelantar que se comprobó mediante un trabajo paramétrico previo que el aumento del valor del parámetro GHC no afecta al tiempo de cálculo.

En cuanto al segundo parámetro térmico, la partición del calor generado por la energía de fricción, tampoco se encontraron estudios numéricos exhaustivos en la literatura científica. Cuando se hace referencia a la partición del calor en los artículos numéricos, se considera normalmente por defecto una partición del calor equilibrada entre la herramienta y la viruta. Sin embargo, las teorías analíticas consideran que, a altas velocidades de corte, casi todo el calor generado por la energía de fricción se evacua con la viruta [45]. En un reciente trabajo analítico [77], se presentó un estudio basado en un desarrollo inverso para determinar el valor de la temperatura en estado estacionario situado en la interfase entre dos sólidos semi-infinitos con la condición de continuidad de la temperatura entre ambas superficies. La partición del calor en la interfase está determinada al aplicar la igualdad de la temperatura entre las dos superficies en contacto. Cada superficie teniendo un valor de temperatura inicial definido arbitrariamente.

Otros autores se centraron en estudiar el papel de la partición del calor generado por la energía de fricción en la interfase. Grzesik & Nieslony [78] publicaron en 2003 un trabajo donde desarrollaron modelos analíticos con el fin de estimar la temperatura en la interfase y la partición del calor en operaciones de mecanizado en seco continuo de aceros con herramientas tratadas con recubrimiento multicapas. Se observó una gran influencia de las características del contacto (temperatura de la interfase, longitud de contacto etc) sobre la partición del calor entre la herramienta y la viruta.

A partir de los trabajos analíticos, se dedujo que el valor de la partición del calor en la modelización numérica podía depender de la conductancia térmica de la interfase.

A pesar de tener la posibilidad de definir en la modelización numérica un determinado valor de la partición del calor, la continuidad de temperatura en la interfase asegurada por el alto valor de la conductancia térmica debería, en principio, imponer esta partición del calor entre las dos superficies.

3.1. Interacción térmica entre la herramienta y la viruta

En la modelización numérica, el contacto térmico se caracteriza, por una parte, por la conductancia térmica κ de la interfase viruta/herramienta. Físicamente, κ es el inverso de la resistencia térmica entre las dos superficies en contacto. En Abaqus/Explicit [67], la conductancia térmica está implementada mediante la variable “Gap Heat Conductance”.

En la interfase, el contacto térmico se caracteriza mediante el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\left\{ \begin{array}{l} k_v \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_v + \kappa (T_h - T_v) + \eta Q = 0 \quad (a) \\ -k_h \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_h - \kappa (T_h - T_v) + (1 - \eta) Q = 0 \quad (b) \\ Q = f \cdot \tau \cdot V_S \quad (c) \end{array} \right. \quad (3-8)$$

donde k_v y k_h son los coeficientes de conductividad respectivos del material formando la viruta y del material formando la herramienta. T_v y T_h son las temperaturas de dos puntos en contacto en la interfase, el primero perteneciendo a la viruta y el segundo a la herramienta. κ es la conductancia térmica en la interfase. τ y V_S son respectivamente la tensión de fricción y la velocidad relativa de deslizamiento en una posición determinada de la interfase. Q es la parte de la energía de fricción que se disipa en calor y f caracteriza la fracción de la energía de fricción que se disipa en calor (en el modelo numérico desarrollado en este trabajo $f = 1$).

3.2. Conservación de la energía térmica en la interfase

A partir de la ecuación (3-8), sumando (a) y (b) se obtiene una relación que expresa la conservación de la energía en la interfase:

$$k_v \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_v - k_h \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_h + Q = 0 \quad (3-9)$$

Se observa en la figura 3.10 que la suma de los flujos térmicos entrando en la viruta y en la herramienta por la zona de contacto es igual al valor del calor generado por la energía de fricción dado por la relación (3-8-c).

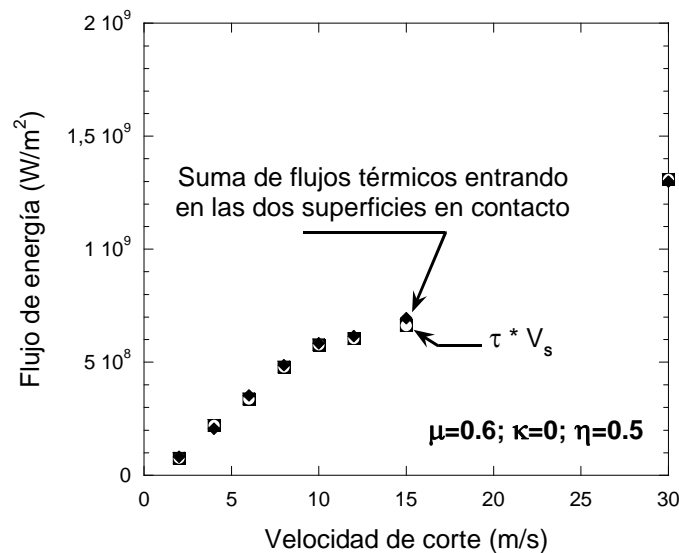


Figura 3.10: Comparación, en una posición dada de la interfase y para varias velocidades de corte, entre la energía de fricción y la suma de los flujos térmicos entrando en las dos superficies en contacto. $\mu = 0.6; \kappa = 0; \eta = 0.5$.

El aumento del nivel de la energía de fricción se debe sobre todo al crecimiento, con respecto a la velocidad de corte, de la velocidad de deslizamiento del material en la interfase. En esta gráfica, se representó el flujo de calor en una posición determinada de la interfase en la zona de mayor crecimiento de las velocidades de deslizamiento del material para cada velocidad de corte. En la figura 3.11, los flujos de calor, tanto como la energía de fricción fueron obtenidos en los elementos de la interfase cuyo valor de velocidad de deslizamiento del material es fija ($V_s = 1.3 \text{ m/s}$). De esta forma, además

de comprobar la conservación de la energía in la interfase, también se puso de manifiesto que la variación del parámetro de la conductancia térmica en la interfase κ no afecta, por lo menos de forma significativa, al nivel del calor generado en la interfase.

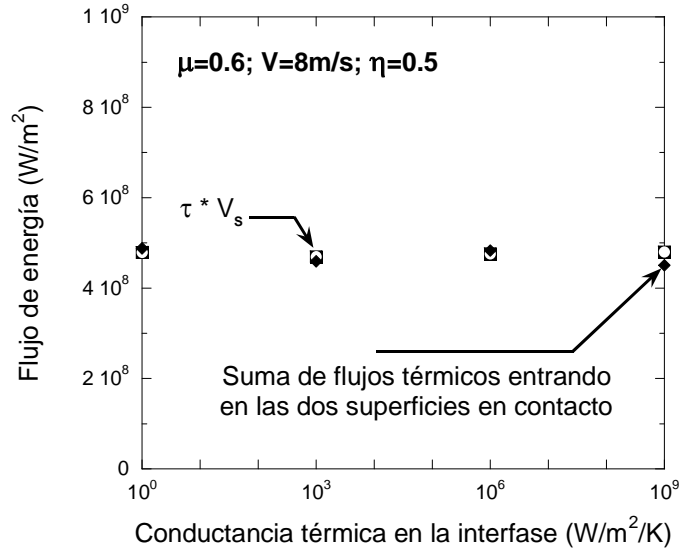


Figura 3.11: Comprobación de la conservación de la energía de fricción con respecto a la variación del parámetro de conductancia térmica en la interfase. $\mu = 0.6; V = 8 \text{ m/s}; \eta = 0.5$.

3.3. Efectos de la variación de la conductancia térmica en la interfase

En la modelización numérica, se implementa entre dos superficies en contacto un valor de conductancia térmica κ para definir el intercambio del calor entre ambas superficies. Físicamente, κ es identificable como el inverso de la resistencia térmica entre las dos superficies en contacto.

3.3.1. Temperaturas

En la figura 3.12, la variación de la temperatura en la interfase del lado de la viruta parece ser poco sensible al fuerte aumento de la conductancia térmica en la interfase. Por el otro lado, se observa como la temperatura en la interfase en el lado de la herramienta disminuye fuertemente con el aumento de κ . Este resultado nos lleva a considerar la hipótesis a que haya más calor que se evacua en la viruta cuando se aumenta el valor de κ . El paso siguiente es entonces evaluar la parte del calor que se evacua por la viruta y determinar su dependencia con el nivel de κ implementado.

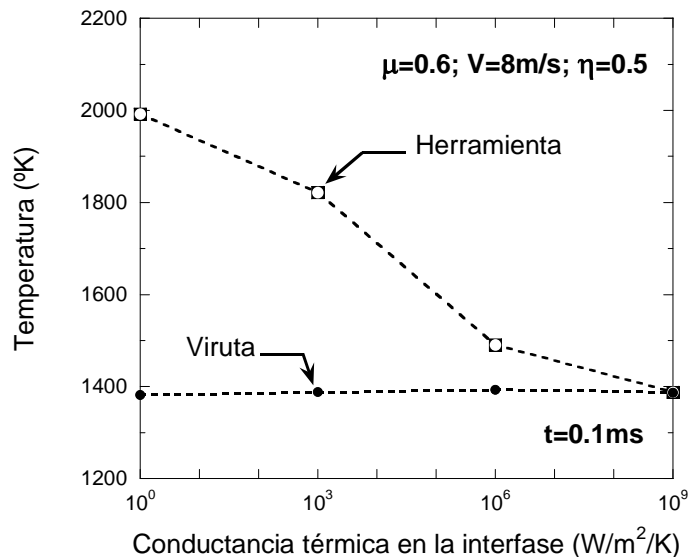


Figura 3.12: Variación de la temperatura entre dos puntos en contacto en la interfase con respecto a la variación del parámetro de conductancia térmica en la interfase.

3.3.2. Partición del calor en la interfase

En esta parte, consideramos un parámetro η' que corresponde a la fracción, con respecto a la energía de fricción disipada, del calor total que penetra dentro de la viruta en un punto dado en un instante determinado de la simulación.

El calor que penetra en la viruta por la interfase sólo puede tener dos orígenes: la energía de fricción, o el transporte de calor de la herramienta (en este caso, la herramienta debería ser más caliente que la viruta). En el caso donde se prohíbe el traspaso de calor entre las dos superficies en contacto ($\kappa = 0$), figura 3.13 (izquierda), el único flujo de calor que penetra la viruta proviene de la disipación de la energía de fricción. En este caso, y ya que se implementó una partición del calor equilibrada entre la viruta y la herramienta ($\eta = 0.5$), se puede comprobar el resultado $\eta' = \eta = 0.5$.

Numéricamente, imponer la continuidad de la temperatura entre dos superficies en contacto consiste en implementar un valor alto para el parámetro de la conductancia térmica κ en la interfase. En la figura 3.12 se observó que la continuidad de la temperatura en nuestro modelo, se obtenía a partir del valor $\kappa = 1 e^{+09} W / m^2 / K$.

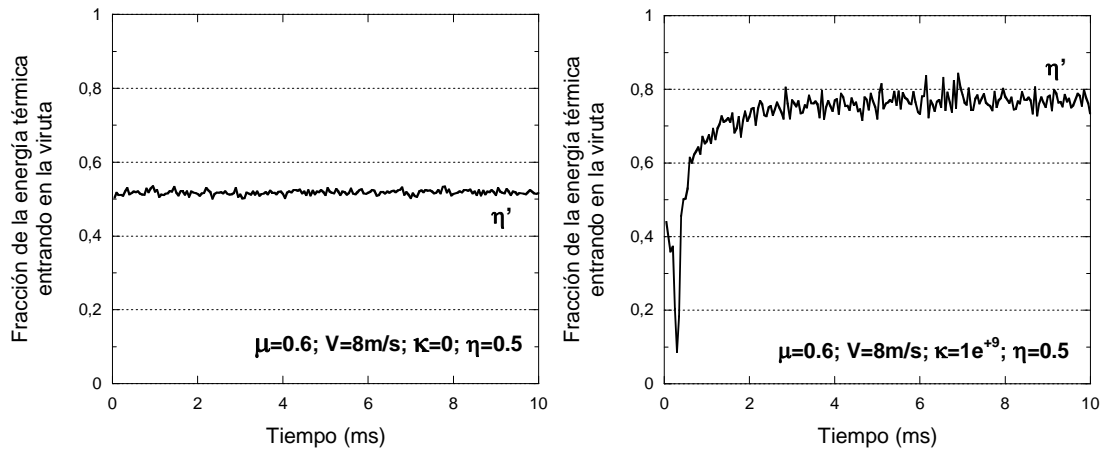


Figura 3.13: Variación con el tiempo de la proporción de calor total que se evacua dentro de la viruta para los casos: $\kappa = 0$ (izquierda), y $\kappa = 1e^{+09} \text{ W/m}^2/\text{K}$ (derecha).

$$\mu = 0.6; V = 8 \text{ m/s}; \eta = 0.5.$$

Sin embargo, en la figura 3.11, la magnitud de la energía de fricción creada en un punto dado de la interfase es del orden de $0.5 e^{+09}$. Con lo que una diferencia de unas décimas de grados en la interfase resultaría en la generación de un flujo de calor, $\kappa (T_h - T_v)$, de la misma magnitud que la energía de fricción disipada entre las dos superficies en contacto.

Para el modelo donde $\mu = 0.6$, $V = 8 \text{ m/s}$ y $\eta = 0.5$, se han obtenidos los siguientes resultados:

$\kappa \text{ (W/m}^2\text{/K)}$	$T_h \text{ (K)}$	$T_v \text{ (K)}$	$\kappa (T_h - T_v)$	$q_h \text{ (W/m}^2\text{)}$	$q_v \text{ (W/m}^2\text{)}$	$\eta \cdot \tau \cdot V_s$
$0 e^{+00}$	1992.00	1381.84	0	$2.435 e^{+08}$	$2.443 e^{+08}$	$2.396 e^{+08}$
$1 e^{+03}$	1821.68	1388.28	$4.334 e^{+05}$	$2.255 e^{+08}$	$2.336 e^{+08}$	$2.349 e^{+08}$
$1 e^{+06}$	1490.45	1393.41	$9.704 e^{+07}$	$1.410 e^{+08}$	$3.421 e^{+08}$	$2.382 e^{+08}$
$1 e^{+09}$	1387.38	1387.18	$2.000 e^{+08}$	$1.253 e^{+08}$	$3.348 e^{+08}$	$2.400 e^{+08}$

Tabla 3.1: Variables locales térmicas obtenidas por el modelo numérico variando la conductancia térmica en la interfase.

Las variables q_h y q_v son los flujos térmicos que penetran respectivamente la superficie de la herramienta y la superficie de la viruta que están en contacto.

Las variaciones de q_v y de $\kappa (T_h - T_v)$ ilustrados en la figura 3.14 ocurren de forma muy parecida, salvo para el caso $\kappa = 1 e^{+09} W/m^2/K$. Para los tres primeros casos, la diferencia entre las dos curvas es prácticamente igual y vale aproximadamente el valor $2.4 e^{+09} W/m^2/K$. Para $\kappa = 1 e^{+09} W/m^2/K$, esa diferencia es de $1.4 e^{+09} W/m^2/K$. La variación de la temperatura $(T_h - T_v)$ que correspondería para este caso a una diferencia de $2.4 e^{+09} W/m^2/K$ es de $(T_h - T_v) = 0.1 K$. En la tabla 3.1, la variación de la temperatura entre las dos superficies para este caso es de $(T_h - T_v) = 0.2 K$. Es decir, como se ha comentado antes, el nivel del parámetro de la conductancia térmica implementada es tan alto ($\kappa = 1 e^{+09} W/m^2/K$) que el más mínimo error de aproximación en la medición del salto de la temperatura en la interfase resulta en un error importante en la hora de determinar los flujos de calor que existen entre las dos superficies en contacto.

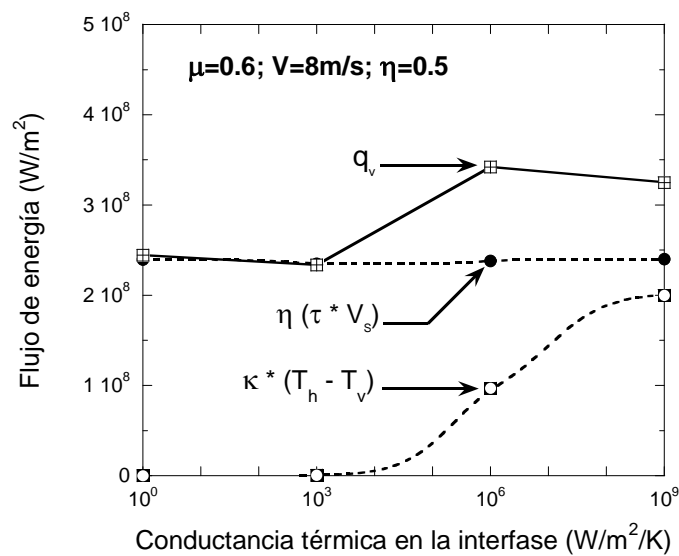


Figura 3.14: Comparación entre el flujo de calor q_v que penetra la viruta, la fracción de la energía de fricción que se evacua en la viruta y el flujo térmico generado por el transporte de calor entre las dos superficies en contacto a diferentes parámetros de conductancia térmica en la interfase. $\mu = 0.6$; $V = 8 m / s$; $\eta = 0.5$.

La conservación de la energía en la interfase, junto con el efecto de la transmisión de calor de la herramienta hacia la viruta para los grandes valores de $\kappa = 1 e^{+09} \text{ W/m}^2/\text{K}$, explican el resultado presentado en la figura 3.15 donde:

$$\begin{cases} q_v = \eta Q + \kappa (T_h - T_v) = -k_v \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_v & (a) \\ q_h = (1 - \eta) Q - \kappa (T_h - T_v) = k_h \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_h & (b) \end{cases} \quad (3-10)$$

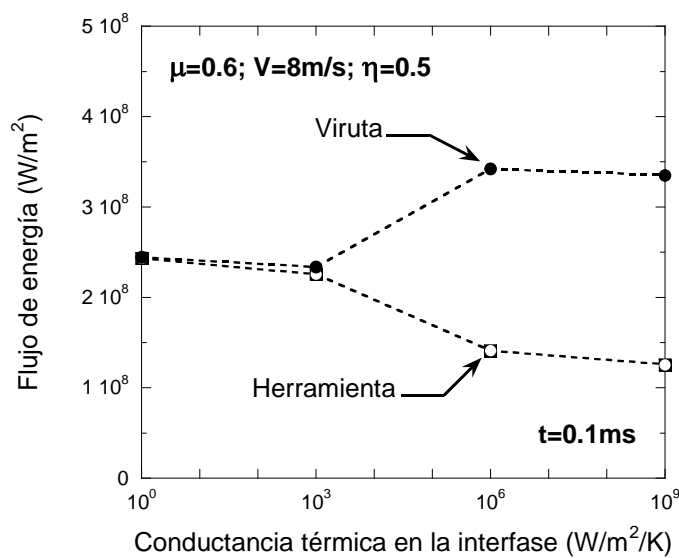


Figura 3.15: Variación de los flujos de calor, q_v y q_h respectivamente entrando en la viruta y la herramienta con respecto a la variación del parámetro de conductancia térmica en la interfase.

Combinando las ecuaciones (a) y (b) del sistema (3-10), podemos explicitar la forma analítica de la partición del calor total que se evacua dentro de la viruta con la relación:

$$\eta' = \frac{q_v}{q_v + q_h} = \frac{\eta Q + \kappa (T_h - T_v)}{Q} = \eta + \frac{\kappa (T_h - T_v)}{Q} \quad (3-11)$$

La dependencia de η' con respecto a la conductancia térmica en la interfase, por una parte, y a la velocidad de corte, por otra parte, están ilustradas en la figura 3.16 y en la figura 3.17 respectivamente.

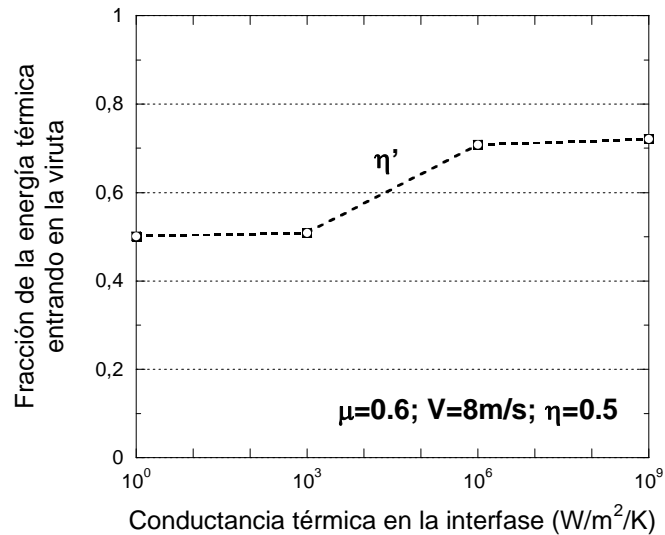


Figura 3.16: Variación de la fracción del calor que se evacua dentro de la viruta con respecto a la variación del parámetro de conductancia térmica en la interfase. $\mu = 0.6; V = 8 \text{ m/s}; \eta = 0.5$.

Considerar la continuidad de la temperatura en la interfase resulta en crear un flujo de calor que va de la herramienta hacia la viruta, que es la causa de la diferencia entre el valor de la fracción de calor implementada η , y el valor de la fracción η' del calor total (efectiva) que se evacua dentro la viruta.

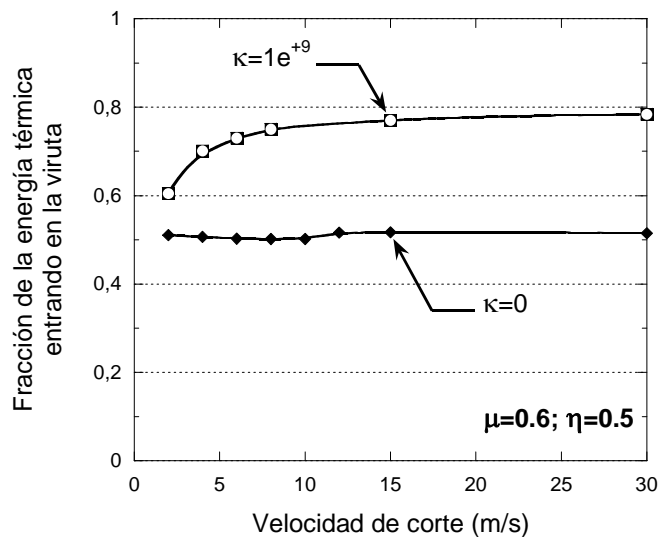


Figura 3.17: Variación con la velocidad de corte de la fracción del calor que se evacua dentro de la viruta para $\kappa = 0$ y $\kappa = 1e^{+09} \text{ W/m}^2/\text{K}$. $\mu = 0.6; \eta = 0.5$.

Por último, como cabía esperar, la velocidad de corte tiene una influencia de gran importancia sobre el valor de η' sólo si se considera la hipótesis de continuidad de

la temperatura entre la herramienta y la viruta. En efecto, se observa en la figura 3.17 que el aumento de la velocidad de corte favorece el crecimiento de la fracción del calor que se evacua por la viruta. Esto tiene su explicación en el hecho de que la convección del material de la pieza a través de la viruta evacua el calor de la interfase, con lo cual, la herramienta se ve obligada en proporcionar una cantidad más importante de calor a la viruta para llegar a la temperatura estacionaria de la interfase.

Cabe destacar que, para las muy altas velocidades de corte, el valor de η' tiende a saturar hacia el valor $\eta' = 0.8$. Este valor es coherente con el comúnmente utilizado como fracción del calor generado por la energía de fricción en los modelos analíticos del mecanizado a altas velocidades.

4. Conclusiones

En este capítulo, se analizan los efectos de los parámetros numéricos implementados, en el comportamiento del contacto mecánico y térmico de la interfase.

Por una parte, en relación con el contacto mecánico, se explicitaron las condiciones que generaban el contacto de tipo adherido, y se relacionaron con el tipo de modelo de fricción implementado. También se demostró que el coeficiente de fricción implementado, y el ablandamiento térmico del material son los mecanismos que controlan el tipo de contacto que se obtiene entre viruta y la herramienta. La adhesión del material en la interfase aumenta cuando se incrementa la temperatura (por efecto de la fricción), o cuando se implementa un coeficiente de fricción más alto.

Por otra parte, el análisis del contacto térmico llevado a cabo en la segunda parte de este capítulo, puso de manifiesto que tanto la continuidad de la temperatura en la interfase como la partición del calor debido a la energía de fricción, dependen fuertemente del valor de la conductancia térmica entre la viruta y la herramienta. Cuanto mayor es este valor, más calor pasa a la viruta, y se aproxima mejor la condición de continuidad de temperatura en la interfase.

CAPITULO IV:

Cinemática de la formación de la viruta.

1. Introducción

El primer paso para entender la formación de la viruta durante el proceso de corte consiste en estudiar el campo de velocidad de fluencia del material desprendido. En este capítulo, se propone analizar algunas de las variables más importantes en el proceso de corte (velocidad de la viruta, su radio de curvatura, ángulo de cizallado..etc), bajo un enfoque geométrico.

2. Campo de velocidades

Cuando se dibuja el perfil del campo de velocidad del material dentro de la viruta perpendicularmente a la dirección de fluencia, uno observa que la velocidad dentro de la viruta no es uniforme en el plano cartesiano. Se obtiene que el material siempre fluye con más velocidad cuando se acerca a la interfase, y eso de manera casi lineal. También se observa que el gradiente de velocidad es diferente según el nivel de fricción impuesto. Para un valor de fricción dado, este gradiente se acentúa con el aumento de la velocidad de corte, figura 4.1.

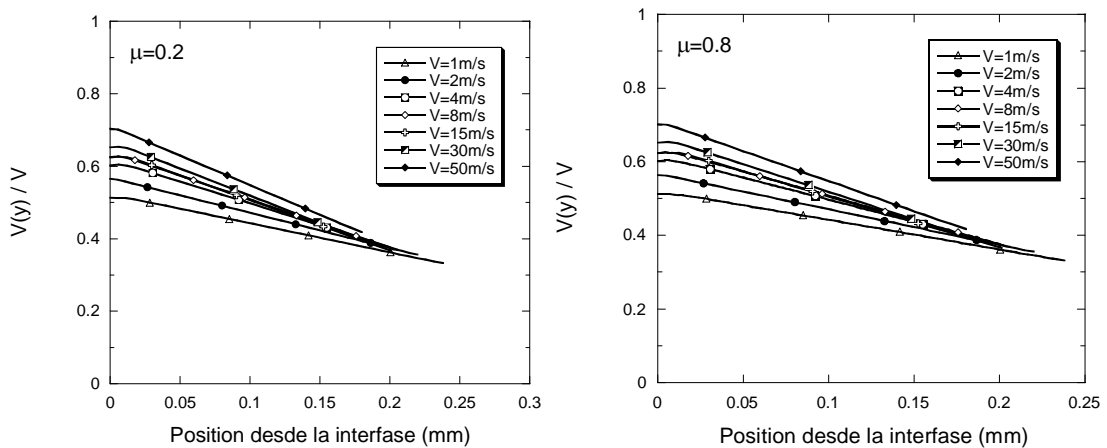


Figura 4.1: Distribución del campo de velocidad dentro de la viruta en el plano perpendicular a la superficie de desprendimiento y posicionada al final de la longitud de contacto. Fricción implementada: $\mu = 0.2$ (izquierda); $\mu = 0.8$ (derecha).

Para simplificar el análisis de los resultados numéricos en cuanto al campo de velocidades, consideramos, para cualquier simulación, una línea que atraviesa la viruta de su superficie libre hasta la interfase perpendicularmente a la superficie de

desprendimiento justo en el final de la longitud de contacto l_c , figura 4.2. Definimos entonces la velocidad de la viruta, V_c , como el valor medio entre la velocidad del material en los puntos de intersección de esa línea con las dos superficies de la viruta (la superficie libre y la superficie en contacto con la herramienta).

$$V_c = (V_{SL} + V_{Int}) / 2 \quad (4-1)$$

donde V_{SL} y V_{Int} son respectivamente las velocidades del material en los puntos de intersección de la línea que atraviesa la viruta con su superficie libre y la superficie de desprendimiento.

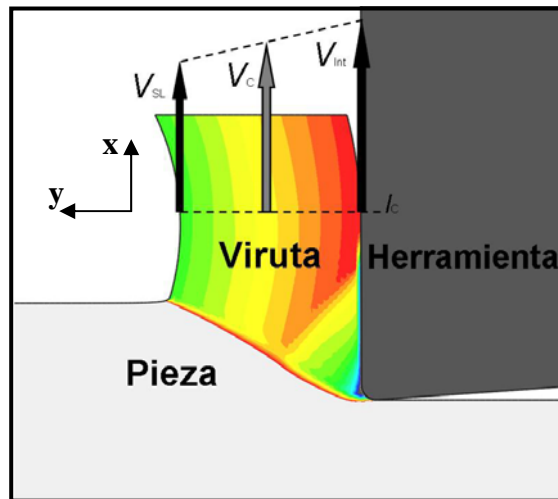


Figura 4.2: Ilustración de la metodología escogida para determinación de la velocidad media de la viruta V_c . V_{SL} es la velocidad del material en la superficie libre, y V_{Int} la velocidad del material en la superficie de desprendimiento.

En la figura 4.3 se comprueba que el modelo numérico verifica uno de los principios fundamentales de la mecánica: la conservación de la cantidad de material: El caudal de material por cortar definido por el producto $V \cdot t_1$ y el caudal de material evacuado en forma de viruta estimado con la relación $V_c \cdot t_2$ son iguales.

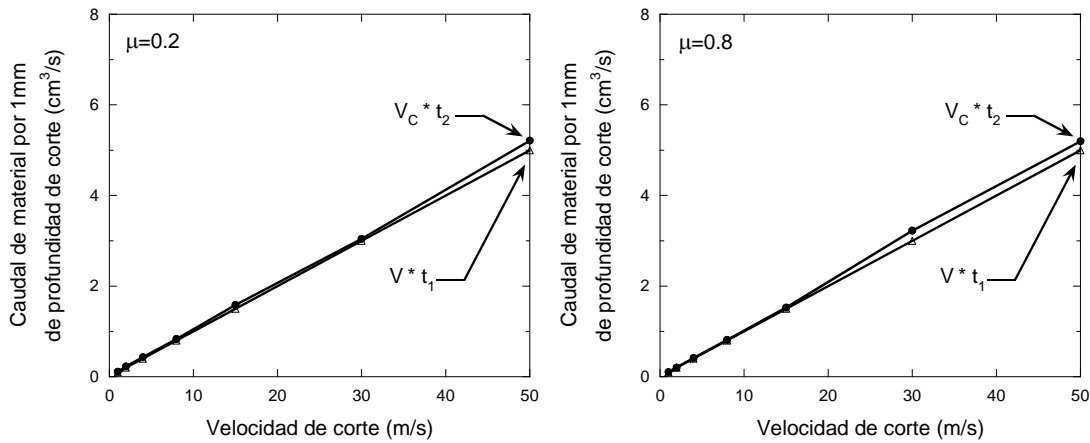


Figura 4.3: Comprobación de conservación de la cantidad de material para los casos: $\mu = 0.2$ (izquierda); $\mu = 0.8$ (derecha).

3. Radio de curvatura de la viruta

La no uniformidad del campo de velocidades en la viruta, figura 4.4, podría apuntar a un gradiente de deformación presente para un material que ya no está afectado por el contacto con la herramienta. Sin embargo, esta hipótesis está contradicción con la distribución de las velocidades de deformación presentes en esa zona de la viruta e ilustrados en la figura 4.5.

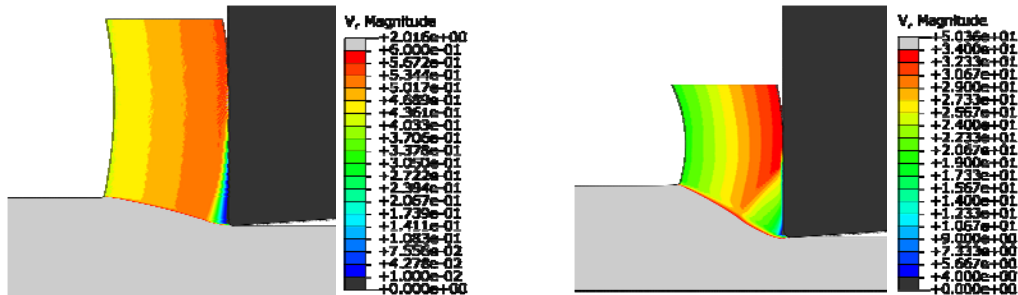


Figura 4.4: Distribución del campo de velocidad del material en la viruta para los casos: $V=2\text{m/s}$ (izquierda) y $V=50\text{m/s}$ (derecha). Coeficiente de fricción implementado $\mu = 0.8$.

En la figura 4.5, uno puede comprobar que durante el estado estacionario, la deformación ocurre en la zona primaria y en la zona secundaria de cizallamiento. No se observa ningún gradiente de velocidad de deformación en la viruta una vez pasada la zona de contacto con la herramienta. Se puede concluir que la variación de la velocidad observada en las figuras 4.1 y 4.4 no se deben a una deformación plástica del material.

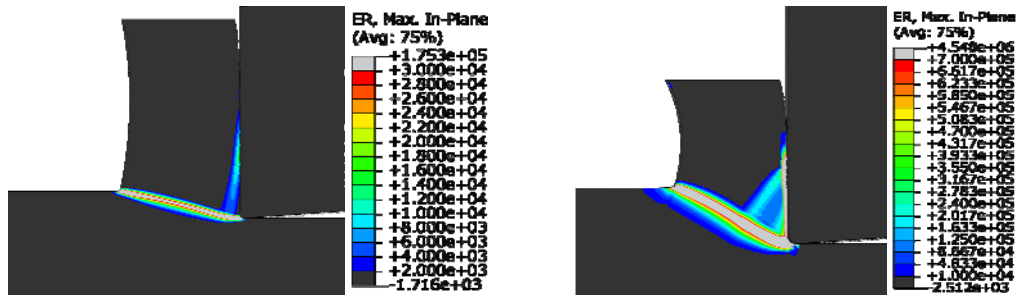


Figura 4.5: Distribución del campo de velocidad de deformación del material en la viruta para los casos: $V=2\text{m/s}$ (izquierda) y $V=50\text{m/s}$ (derecha). Coeficiente de fricción $\mu = 0.8$.

Hay otra explicación que podría explicar la variación de la velocidad en la viruta: Se observa en las figuras 4.4 y 4.5 que las virutas presentan una cierta curvatura al formarse. Si, una vez terminado el contacto, la viruta sale con un movimiento rotacional de sólido rígido, entonces el radio de curvatura R de la viruta tiene que ser función del espesor de la viruta t_2 y de las velocidades V_{SL} y V_{Int} siguiendo la relación:

$$R = t_2 / \left(\frac{V_{int}}{V_{SL}} - 1 \right) \quad (4-2)$$

El cálculo del valor del radio de curvatura de la viruta a partir de la relación (4-2) está representado a continuación para los casos $\mu = 0.2$ y $\mu = 0.8$ respectivamente:

V	V_{SL} (m/s)	V_{Int} (m/s)	V_c (m/s)	t_2 (mm)	R (mm)
1	0.330	0.524	0.427	0.265	0.451
2	0.771	1.14	0.954	0.234	0.494
4	1.48	2.47	1.98	0.217	0.324
8	3.00	5.12	4.06	0.204	0.288
15	5.53	9.68	7.60	0.208	0.277
30	11.3	20.1	15.7	0.194	0.251
50	20.8	35.6	28.2	0.199	0.279

Tabla 4.1: Variación en función de la velocidad de corte V de las velocidades de salida de la viruta (V_{SL} , V_{Int} y V_c), su espesor t_2 y el radio de curvatura R que le corresponde aplicando la relación (4-2). Coeficiente de fricción implementado $\mu = 0.2$.

Comparando estos resultados numéricos presentados en las tablas 4.1 y 4.2, uno concluye que, a coeficiente de fricción constante, el radio de curvatura calculado baja de manera notable con el aumento de la velocidad hasta alcanzar un valor asintótico a partir de una velocidad de corte crítica determinada. Cuanto mayor es el nivel de fricción implementado, más importante es la disminución del radio de curvatura, y más alta es la velocidad crítica a partir de cual se estabiliza el valor de ese radio, figura 4.6.

V (m/s)	V_{SL} (m/s)	V_{Int} (m/s)	V_c (m/s)	t_2 (mm)	R (mm)
1	0.170	0.202	0.186	0.544	2.89
2	0.433	0.544	0.488	0.413	1.61
4	1.10	1.46	1.28	0.320	0.952
8	2.55	3.75	3.15	0.257	0.543
15	5.37	8.78	7.08	0.216	0.341
30	12.3	19.9	16.1	0.200	0.320
50	19.7	33.8	26.8	0.194	0.272

Tabla 4.2: Variación en función de la velocidad de corte V de las velocidades de salida de la viruta (V_{SL} , V_{Int} y V_c), su espesor t_2 y el radio de curvatura R que le corresponde aplicando la relación (4-2). Coeficiente de fricción implementado $\mu = 0.8$.

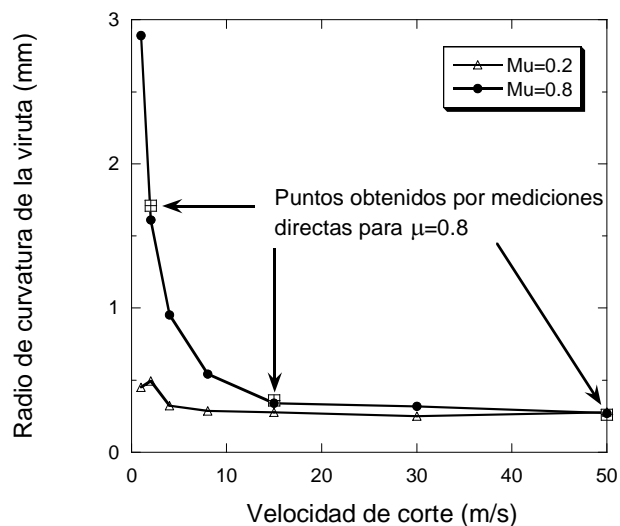


Figura 4.6: Variación con la velocidad de corte del radio de curvatura de la viruta calculado mediante la relación (4-2) para $\mu = 0.2$ y $\mu = 0.8$. Comparación con valores obtenidos por mediciones directas para $\mu = 0.8$, $V=2$ m/s, $V=15$ m/s y $V=30$ m/s.

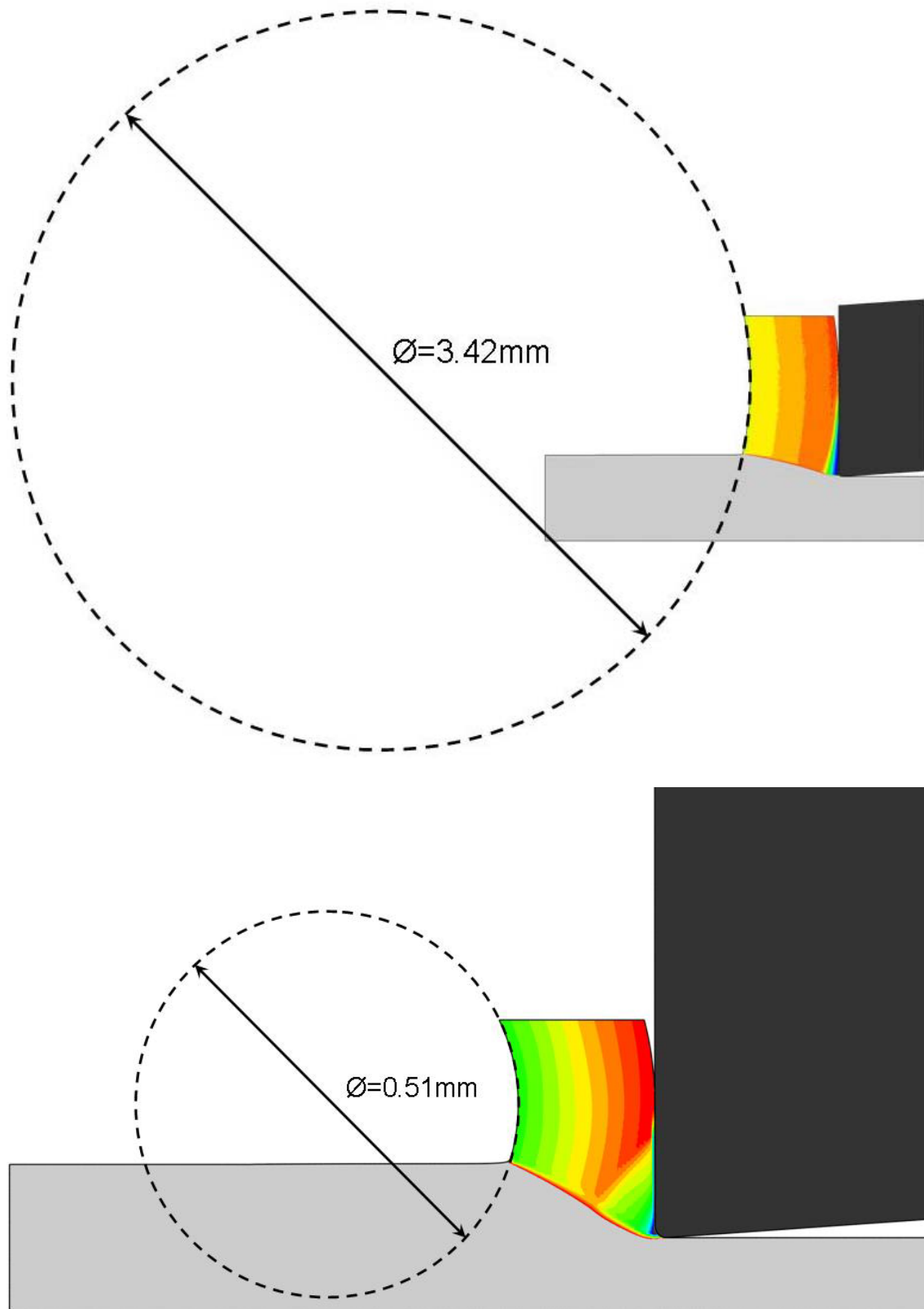


Figura 4.7: Determinación, mediante una medición directa, del radio de curvatura de viruta para los: $V=2\text{m/s}$ (arriba) y $V=50\text{m/s}$ (abajo). Coeficiente de fricción implementado $\mu = 0.8$.

Los valores de radio de curvatura que han sido obtenidos directamente (ejemplos de medición directa están ilustrados en la figura 4.7) se ajustan casi perfectamente a las predicción obtenidas para los mismos casos aplicando la relación (4-2). Este resultado valida la hipótesis de flujo de viruta bajo el régimen de movimiento rotacional de sólido rígido. El conocimiento de la variación del radio de curvatura de la viruta con la velocidad de corte y también con el valor de fricción implementado, permitiría explicar cualitativamente la variación de una gran parte de los resultados numéricos con respecto a las condiciones de contorno implementados en las simulaciones.

4. Longitudes de contacto, espesor de la viruta y ángulo de cizallado

A partir de la figura 4.7, se entiende que: cuanto mayor es el radio de curvatura de la viruta, mayor es la longitud de contacto viruta/herramienta, l_c . Esta hipótesis está verificada gracias a la confrontación del análisis de la variación del radio de curvatura de la viruta presentado previamente, figura 4.6, con la variación de la longitud de contacto con respecto a la velocidad de corte y al coeficiente de fricción implementado, ilustrado a continuación en la figura 4.8:

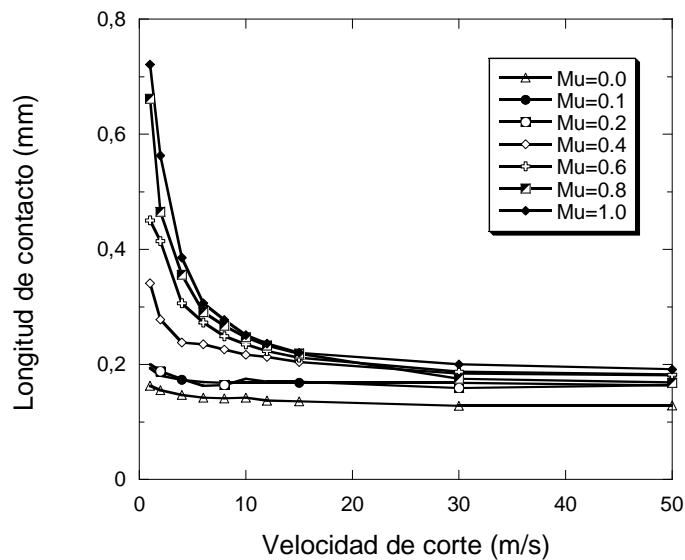


Figura 4.8: Variación, para diferentes valores de fricción implementados, de la longitud de contacto viruta/herramienta con respecto a la velocidad de corte.

Como cabía esperar, el comportamiento de la longitud de contacto es muy parecido al comportamiento del radio de curvatura de la viruta con respecto a las condiciones de corte: A coeficiente de fricción constante, la longitud de contacto baja significativamente con el aumento de la velocidad de corte hasta alcanzar un valor

asintótico a partir de una velocidad de corte crítica determinada. También para este análisis, cuanto mayor es el nivel de fricción implementado, más importante es la caída del valor de la longitud de contacto entre la viruta y la herramienta y más alta es la velocidad crítica a partir de cual se estabiliza el valor de esa longitud estabilizada.

En cuanto a la longitud de contacto pegado, el comportamiento obtenido e ilustrado en la figura 4.9 se debe analizar del punto de vista del modelo de contacto mecánico modelado en nuestras simulaciones numéricas, y de sus consecuencias expuestas en el capítulo III.

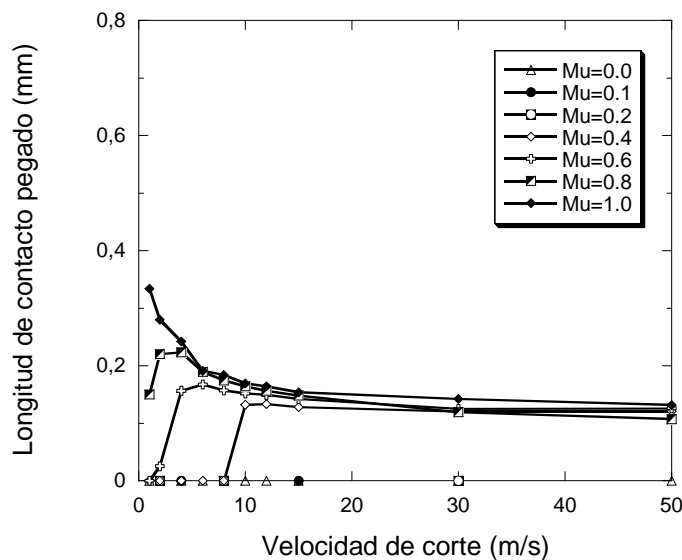


Figura 4.9: Variación, para diferentes valores de fricción implementados, de la longitud de contacto pegado entre la viruta y la herramienta con respecto a la velocidad de corte.

Es importante destacar el comportamiento del contacto pegado en el análisis de la parte cinemática de la formación de la viruta por la importante razón de que la aparición del contacto pegado en la interfase afecta al flujo de material que se evacua bajo forma de viruta. Cuanta más longitud de contacto pegado hay, más dificultad tendrá el material para evacuarse en forma de viruta, es decir, más baja será la velocidad de evacuación del material dentro de la viruta. Sin embargo, para seguir verificando el principio de la conservación de la cantidad de material, una velocidad de evacuación de material más baja implicara de inmediato el aumento del valor del espesor de la viruta.

En la figura 4.10, se ilustra la variación del valor del espesor de la viruta con respecto a la velocidad de corte y al coeficiente de fricción implementado. Se puede observar como el comportamiento de esta variable es similar a los comportamientos ya presentados y analizados previamente en este capítulo. También se comprueba la correlación entre el espesor de la viruta, para cualquier caso ilustrado en la figura 4.10, y el análisis del contacto pegado que le corresponde.

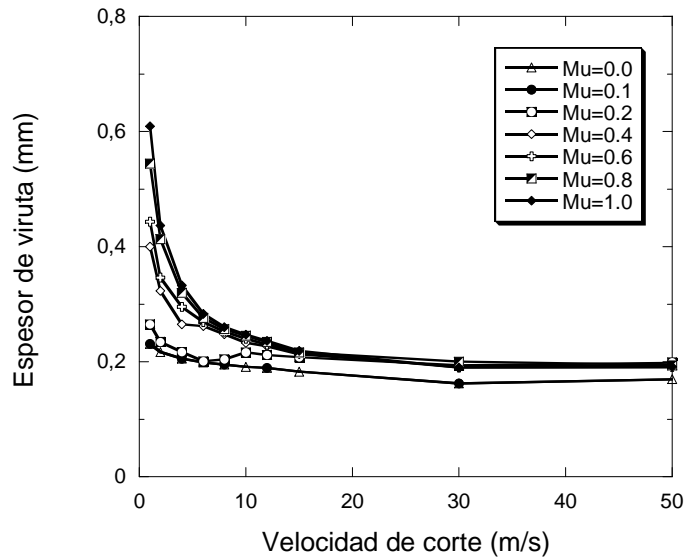


Figura 4.10: Variación, para diferentes valores de fricción implementados, del espesor de la viruta con respecto a la velocidad de corte.

En los ensayos experimentales, el valor del espesor de la viruta se usa comúnmente para determinar el ángulo de cizallamiento ϕ de la zona primaria, esquematizado en la figura 4.11, gracias a la siguiente relación de geometría básica:

$$\phi = \arctan\left(\frac{t_1}{t_2 \cos(\alpha)}\right) \quad (4-3)$$

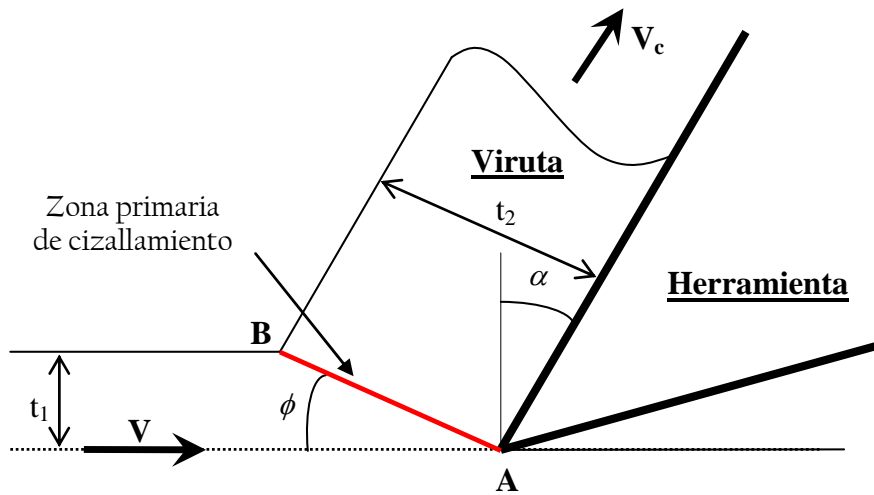


Figura 4.11: Posición intuitiva de la posición del plano de la zona primaria de cizallamiento en los estudios experimentales suponiendo un filo de corte formado por una punta perfecta.

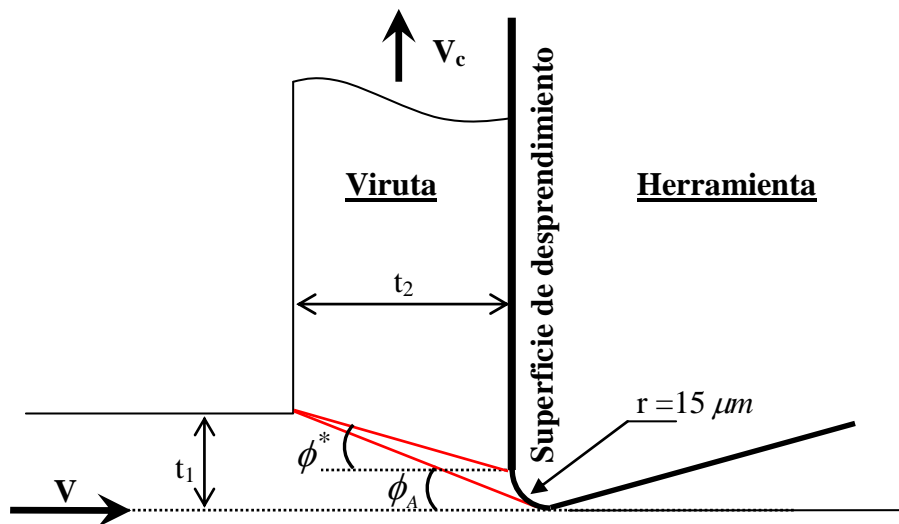


Figura 4.12: Esquema del modelo numérico de corte que tiene en cuenta un radio de curvatura no infinitesimal para el filo de corte. Definición de los ángulos ϕ_A y ϕ^* .

El modelo numérico que se utilizó en este estudio tiene un radio de curvatura de 15 micras para el filo de corte, ver la figura 4.12. Este detalle complica la identificación geométrica de la zona primaria de cizallamiento. Este plano tiene su comienzo en la base de la viruta en el lado de la superficie libre pero, intuitivamente, se presentan dos posibilidades – representados en color en la figura 4.12 – para posicionar el final del plano del lado de la interfase. La primera posibilidad está caracterizada por el ángulo ϕ^* , y posiciona el final de la zona primaria en el punto de comienzo de la superficie de desprendimiento. La segunda alternativa, caracterizada por ϕ_A , posiciona la zona

primaria sobre la línea tangente al filo de corte. La zona primaria acabaría entonces justo en el punto de intersección de esa línea con el filo de corte.

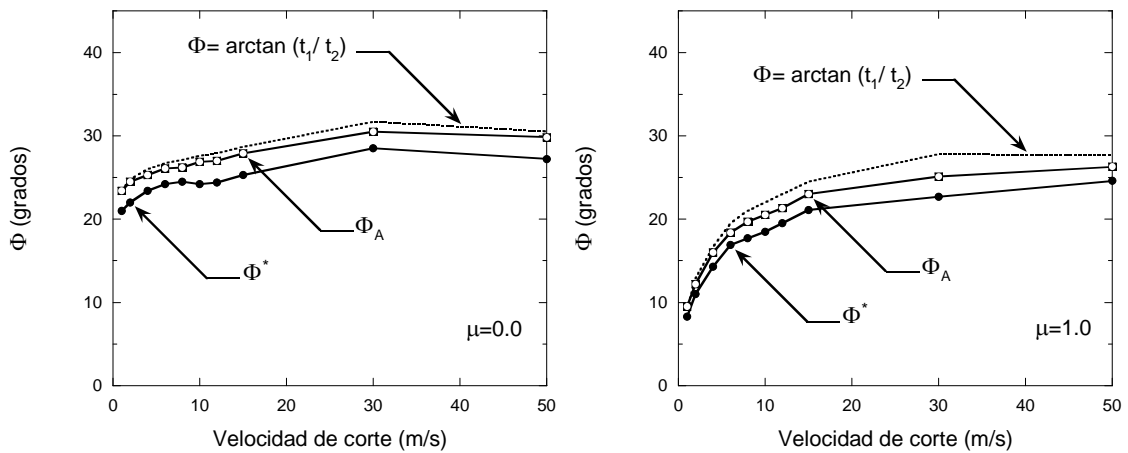


Figura 4.13: Comparación de los tres ángulos susceptibles de definir la pendiente de la zona primaria de cizallamiento para los casos: $\mu = 0.0$ (izquierda); $\mu = 1.0$ (derecha).

En la figura 4.13, se comparan, para dos niveles muy diferentes de la fricción implementada, los valores dados por la relación (4-3) con las mediciones directas de los ángulos ϕ^* y ϕ_A para los casos correspondientes. Para ambos casos, $\mu = 0.0$ y $\mu = 1.0$, las tres cantidades se comportan de una forma muy parecida: Se observa un aumento del valor de los ángulos para las bajas velocidades de corte. Luego, a partir de una velocidad crítica, los valores se estabilizan un poco por debajo de los 30 grados.

A pesar de tener diferencias de condiciones de contorno muy diferentes entre las simulaciones a fricción implementada nula y $\mu = 1.0$, sobre todo por la existencia o no de contacto pegado, siempre el ángulo medido por debajo del filo de corte, ϕ_A , él que se aproxima mejor, por debajo, a las predicciones obtenidas a partir de la ecuación (4-3). Sin embargo, es interesante notar que la aproximación es mejor cuando $\mu = 0.0$.

5. conclusiones

En este trabajo de análisis geométrico de los resultados numéricos, se ha desarrollado una metodología simple que permite determinar la velocidad de la viruta, el radio de curvatura y el ángulo de cizallado.

Asimismo, se pudo observar que el valor, tanto del radio de curvatura de la viruta, de su espesor, como de las longitudes de contacto total y adherido, tiende a disminuir con el aumento de la velocidad de corte. Se mostró que estas variables dependen en gran medida del valor del coeficiente de fricción implementado, particularmente a bajas velocidades. A altas velocidades de corte, estos resultados numéricos tienden a acercarse a un valor asintótico. Sin embargo, una serie de estudios más profundizados debe ser llevada a cabo para analizar la dependencia de los comportamientos obtenidos con el tamaño del mallado aplicado en el modelo numérico desarrollado en este trabajo.

CAPITULO V:

Efecto del contacto en las fuerzas de corte.

1. Introducción

En este último capítulo analizaremos los resultados numéricos en términos de variables globales, o macroscópicas, obtenidos con nuestro modelo. Concretamente, se presentará un estudio sobre la evolución de las fuerzas de corte y de avance, respectivamente F_c y F_t , con respecto al nivel de fricción implementada, y dentro de un gran intervalo de velocidades de corte aplicadas.

El código de cálculo por Elementos Finitos nos proporciona, para un determinado caso, la evolución de las fuerzas de corte y de avance con el tiempo, como ilustrado en la figura 5.1. Los valores analizados en este capítulo son los que se alcanzan en el régimen estacionario del cálculo. En efecto, para cada simulación numérica, existe un tiempo crítico a partir de cual los valores, en términos de fuerzas de corte y de avance, por una parte, y de temperatura, por otra parte, no variaban más. Es importante notar que este tiempo crítico es generalmente del orden de la décima de milisegundos, y que éste aumenta cuando aumenta el valor de la fricción implementada, o cuando disminuye la velocidad de corte aplicada.

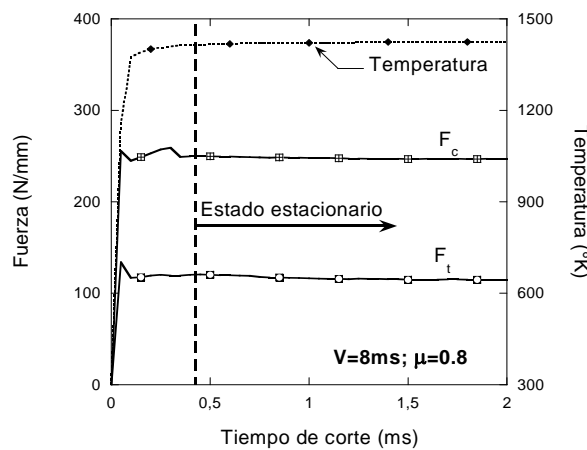


Figura 5.1: Evolución de las fuerzas de corte y de la temperatura de un elemento en la interfase para el caso: $\mu = 0.8$ y $V=8\text{m/s}$. Definición del régimen estacionario del corte.

A continuación se analizarán en una primera parte, los resultados numéricos obtenidos, implementando el modelo de Coulomb con un coeficiente de fricción constante y, en una segunda parte, el efecto de implementar un modelo de fricción

donde el coeficiente de Coulomb varía con la velocidad de deslizamiento relativo del material en la interfase.

2. Coeficiente de fricción constante

Representando las fuerzas numéricas de corte, F_c , y de avance, F_t , obtenidas para varios valores del coeficiente de fricción de Coulomb, figura 5.2, se puede observar una clara tendencia a la disminución con el aumento de la velocidad de corte, particularmente para los elevados valores de la fricción. Se observa que, globalmente, el efecto del aumento de la fricción, sobre la variación de fuerzas obtenidas, depende de que si la velocidad de corte aplicada es relativamente alta o no. Para valores bajos de velocidad de corte ($V \leq 10 \text{ m/s}$), F_c y F_t aumentan con el aumento de μ . Pero, para velocidades de corte más altas, se observa que las fuerzas de corte y de avance se igualan entre sí para todos los valores de la fricción implementada, siempre que esta última sea mayor del valor 0.2.

Para el caso $\mu = 0.0$, la disminución de las fuerzas de corte ha sido estudiada por Miguélez et al [48]. Este comportamiento ha sido relacionado con el ablandamiento térmico del material en la zona primaria de cizallamiento entrando en el régimen adiabático. Para los casos con fricción diferente a cero, se puede emitir una hipótesis parecida, ya que el aumento de la temperatura en la zona secundaria podría estar al origen de un ablandamiento del material en la interfase y, consecuentemente, ocasionar la disminución de las fuerzas de corte.

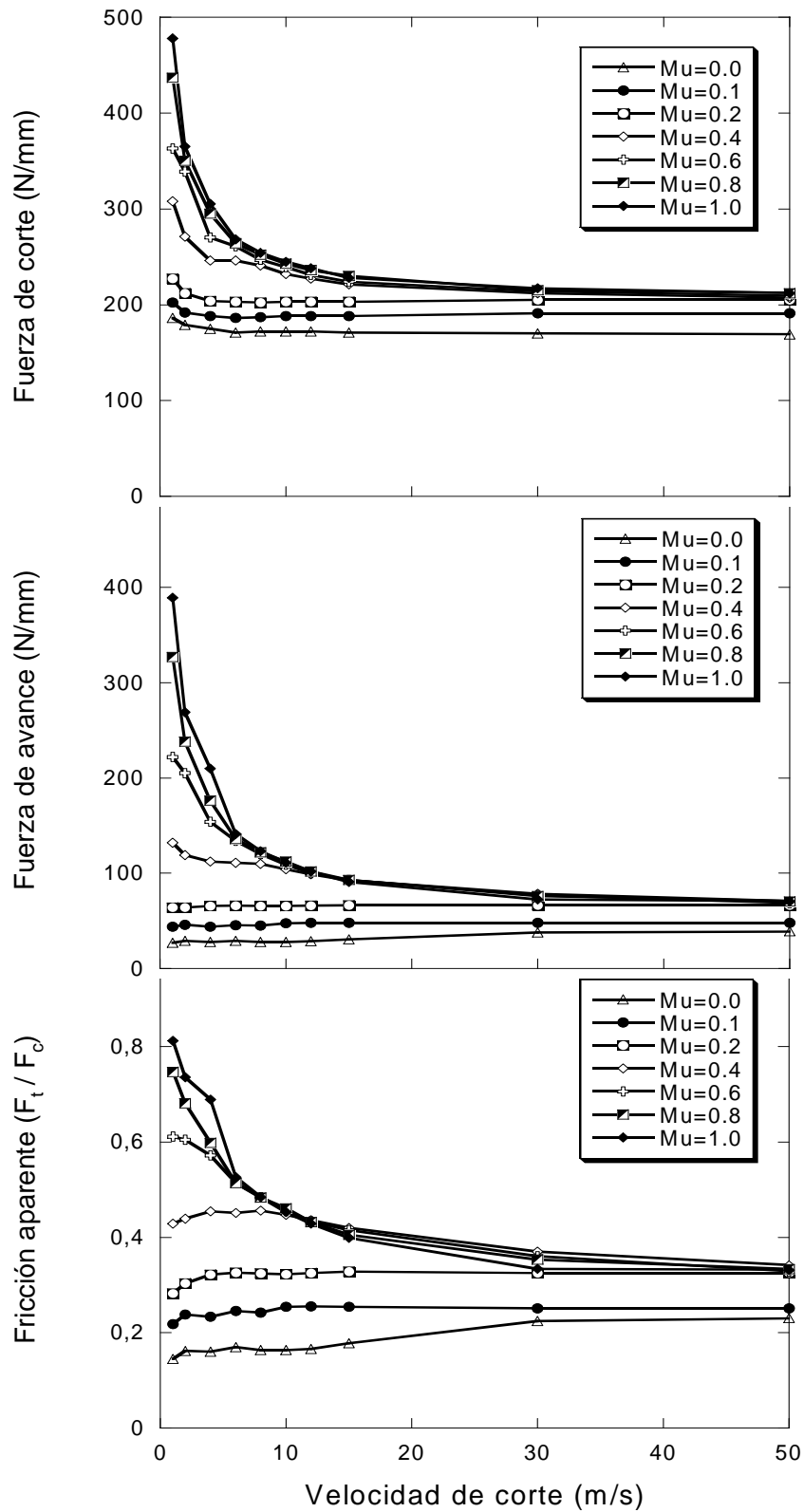


Figura 5.2: Evolución, con respecto a la velocidad de corte, de las fuerzas de corte y de la fricción macroscópica con varios coeficientes de fricción constantes implementados.

2.1. Efecto del modelo de contacto de Coulomb en los resultados macroscópicos

Para comprobar el efecto del ablandamiento térmico, un estudio paramétrico ha sido llevado a cabo, donde se varió el valor del coeficiente de Quinney-Taylor β entre 0.5 y 1, en las simulaciones numéricas. Todos los cálculos han sido realizados con modelos numéricos idénticos y con un valor de fricción constante $\mu = 0.6$.

Los resultados ilustrados en la figura 5.3 demuestran claramente que la caída del nivel de las fuerzas con la velocidad de corte es más rápida a muy bajas velocidades ($V \leq 4\text{m/s}$) cuando mayor es el valor de β . Sin embargo, para velocidades de corte más altas ($V > 4\text{m/s}$), se observa que, cuanto mayor es el valor de β , menos importante es la caída obtenida para las fuerzas de corte. Se obtiene también que, a partir de una velocidad crítica (alrededor de los 30 m/s) las curvas de fuerza presentan una notable estabilización.

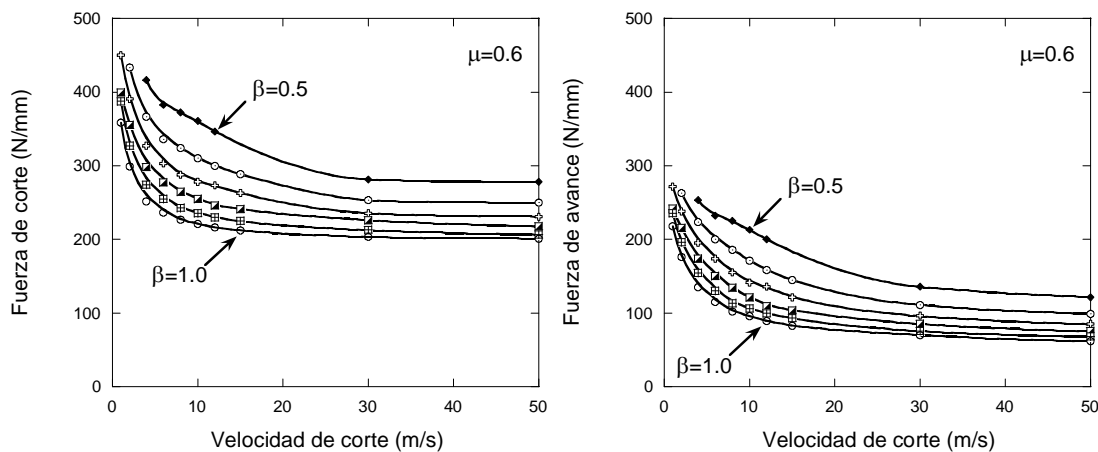


Figura 5.3: Evolución, con respecto a la velocidad de corte, de las fuerzas de corte y de avance variando el coeficiente de Quinney-Taylor. Coeficiente de fricción implementado $\mu = 0.6$.

La fricción global, o aparente, μ_{ap} obtenida en la figura 5.2, y definida como el cociente de la fuerza de avance por la fuerza de corte, presenta un comportamiento más complejo. En primer lugar, uno puede notar que la fricción macroscópica obtenida no es igual al valor implementado de la fricción μ , sino que tiende hacia este valor cuando baja la velocidad de corte.

Para los grandes valores de la fricción implementada ($\mu \geq 0.4$), el cociente de las fuerzas de corte obtenidas por las simulaciones numéricas es siempre más pequeño que el valor de fricción implementado, y disminuye fuertemente hasta alcanzar un valor asintótico en el régimen adiabático. Además, como las fuerzas de corte se igualan a partir de una cierta velocidad de corte, obtenemos pues unos cocientes de fuerzas muy similares a altas velocidades de corte, y eso para todas las fricciones implementadas siempre que sean mayores de 0.4.

Este comportamiento se explica gracias al análisis del modelo numérico de contacto mecánico entre la viruta y la herramienta llevado a cabo en el capítulo III: El ablandamiento térmico del material en la interfase hace que la tensión límite de fluencia plástica del material τ_y , caiga por debajo del producto $(\mu \cdot \sigma)$. Un contacto de adhesión aparece en la interfase por efecto del modelo numérico de contacto implementado, y la tensión de fricción τ , en esta zona iguala τ_y . Entonces, el cociente de la tensión de fricción por la tensión normal en esta zona de material adherido será, a la vez, muy poco sensible y siempre más pequeño que la fricción implementada μ .

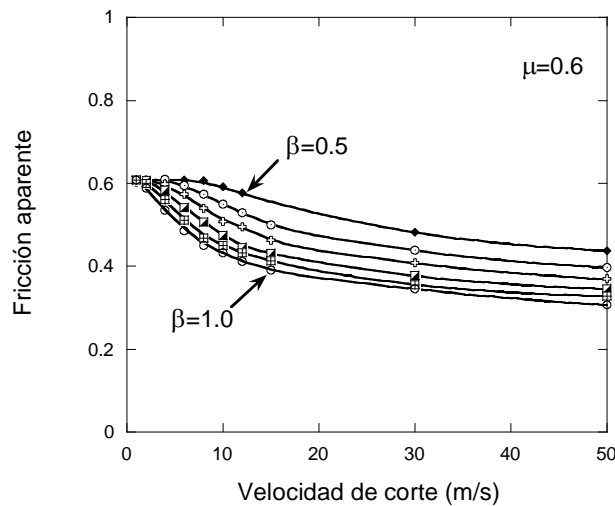


Figura 5.4: Evolución, con respecto a la velocidad de corte, de la fricción macroscópica variando el coeficiente de Quinney-Taylor. Coeficiente de fricción implementado $\mu = 0.6$.

Entonces, para los grandes valores de la fricción implementada ($\mu \geq 0.4$), se obtiene un ablandamiento de la fricción aparente, con respecto a la velocidad de corte, debido, por una parte del uso del modelo de fricción de Coulomb, y por otra parte, por

el ablandamiento térmico del material gobernado en gran proporción por el coeficiente β . En la figura 5.4, se comprueba que la disminución de la fricción aparente es más pronunciada a medida que β aumenta.

Por el contrario, para los pequeños valores de la fricción implementada ($\mu \leq 0.2$), el cociente de las fuerzas de corte obtenidas por las simulaciones numéricas es siempre más grande que el valor de fricción implementado, y tiende a aumentar con la velocidad de corte hasta un valor asintótico, sin duda al alcanzar el régimen adiabático. Particularmente, el caso $\mu = 0.0$ presenta unos resultados interesantes en cuanto a la interpretación de los resultados globales: Se obtienen una fuerza de avance, y un importante valor de fricción aparente (entre 0.15 y 0.22) en un caso donde la fricción implementada es nula. Childs observó en [55, 57] que, en algunos casos numéricos, el cociente de la fuerza de avance por la fuerza de corte era mayor que el coeficiente de fricción implementado, y lo relacionó con el hecho de tener un radio de filo significativo en la punta de la herramienta.

Entonces, el análisis del comportamiento numérico obtenido para la fricción aparente, debe contar con las aportaciones de, por lo menos, dos componentes de gran importancia que son el tipo de modelo de contacto implementado – particularmente, su comportamiento frente al ablandamiento térmico del material en la interfase –, y el radio, no despreciable, de la punta de la herramienta. A continuación, proponemos desacoplar los efectos resultantes del modelo de contacto, de aquellos que se deben de la utilización de una punta de herramienta redonda.

2.2. Fuerzas de corte y de avance en la superficie de desprendimiento

Este apartado se centra en el estudio de la interfase, analizando el efecto del aumento de la velocidad de corte y de la variación del coeficiente de fricción implementado, sobre las fuerzas que actúan en la superficie de desprendimiento.

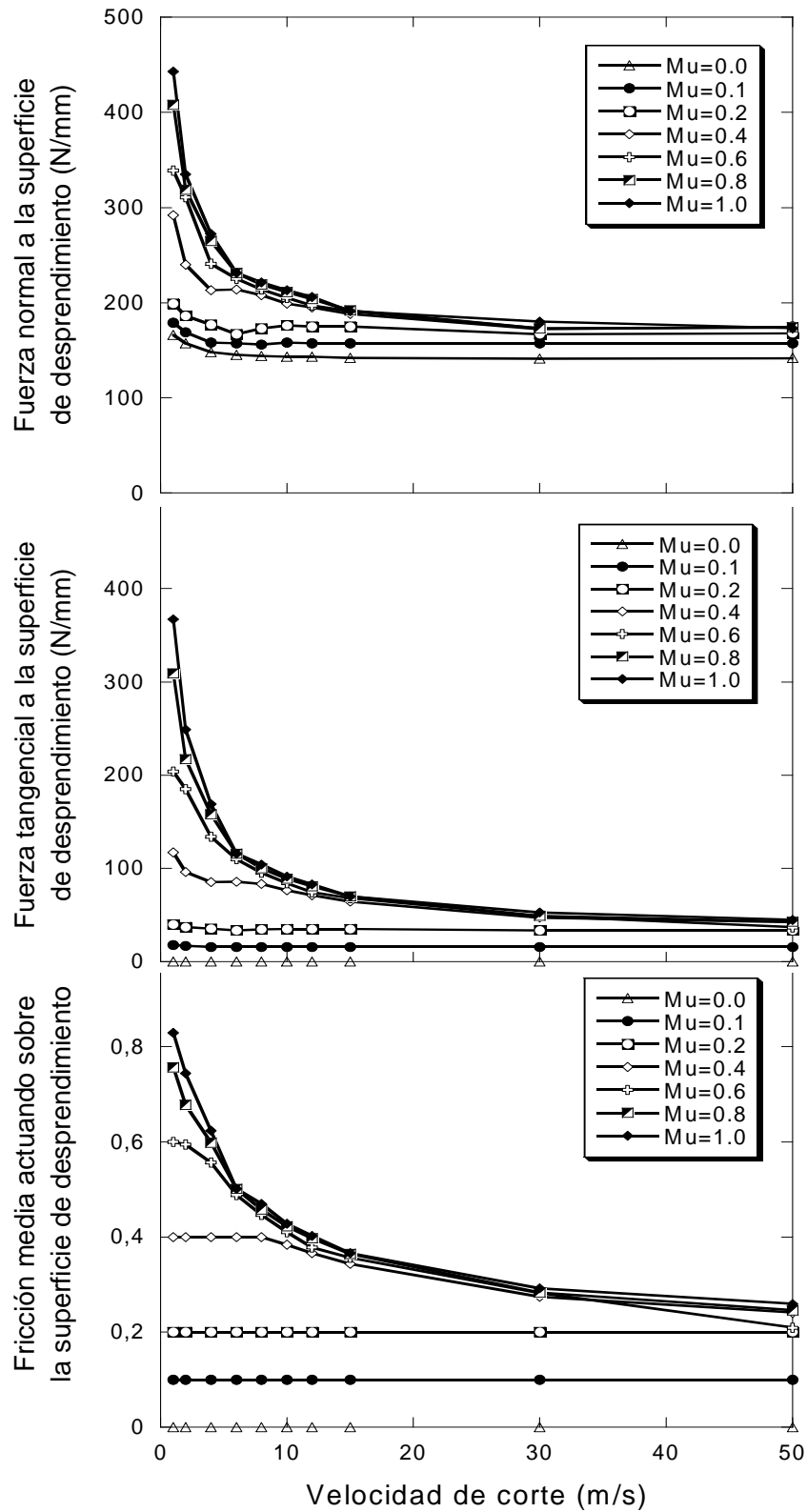


Figura 5.5: Evolución, con respecto a la velocidad de corte, de la fuerza normal y tangencial a la superficie de desprendimiento y el ratio correspondiente para varios coeficientes de fricción

Consideramos ahora la fuerza normal y la fuerza tangencial a la superficie de desprendimiento, respectivamente N y T . Los valores de N y de T se obtienen gracias a la integración sobre la superficie de desprendimiento de las tensiones normales y de fricción en la interfase, respectivamente σ y τ , según las siguientes relaciones:

$$N = \int_0^{l_c} \sigma dx \quad (5-1)$$

$$T = \int_0^{l_c} \tau dx \quad (5-2)$$

En la figura 5.5, se puede observar la variación de N y T con respecto a la velocidad de corte y a la fricción implementada. En términos de fuerzas, las tendencias obtenidas son muy parecidas a las precedentes ilustradas en la figura 5.2. Pero, al contrario de la fricción aparente definida por el ratio F_t/F_c , ilustrada en la figura 5.2, el cociente de T por N , que llamaremos en adelante fricción media en la superficie de desprendimiento, $\bar{\mu}$, ilustrado en la figura 5.5, nos proporciona la información necesaria para conocer el estado del contacto del material en la interfase.

En efecto, en el caso de tener un contacto totalmente deslizante en la superficie de desprendimiento, el valor de la fricción media en la superficie de desprendimiento tiene que ser igual al valor de la fricción implementada como está explicado en la siguiente relación:

$$\bar{\mu} = \frac{T}{N} = \frac{\int_0^{l_c} \tau dx}{\int_0^{l_c} \sigma dx} = \int_0^{l_c} \frac{\mu\sigma}{\sigma} dx = \mu \quad (5-3)$$

En el caso contrario, si existe una parte de contacto pegado en la interfase, se tendría:

$$\bar{\mu} = \frac{T}{N} = \frac{\int_0^{l_c} \tau dx}{\int_0^{l_c} \sigma dx} = \frac{\int_0^{l_p} \tau_y dx + \int_{l_p}^{l_c} \mu\sigma dx}{\int_0^{l_c} \sigma dx} \leq \int_0^{l_c} \frac{\mu\sigma}{\sigma} dx = \mu \quad (5-4)$$

Para los casos donde $\mu \leq 0.2$, se obtiene en la figura 5.5 que la fricción media iguala la fricción implementada. No hay contacto de adhesión y, en cuanto a las fuerzas globales, apenas se nota una pequeña bajada del nivel de las fuerzas de corte.

Al contrario, para los casos donde $\mu \geq 0.6$, se observan caídas importantes de las fuerzas de corte y de avance. Además, el hecho de obtener, a altas velocidades de corte, valores de la fricción media muy parecidos para $\mu \geq 0.6$ supone que la tensión de fricción está gobernada por la tensión límite de fluencia del material en la interfase, y se sugiere entonces que la proporción del contacto de tipo pegado en la interfase tiene que ser muy alta. En el caso contrario, el aumento del valor de la fricción implementada haría subir el nivel de la fricción media obtenida.

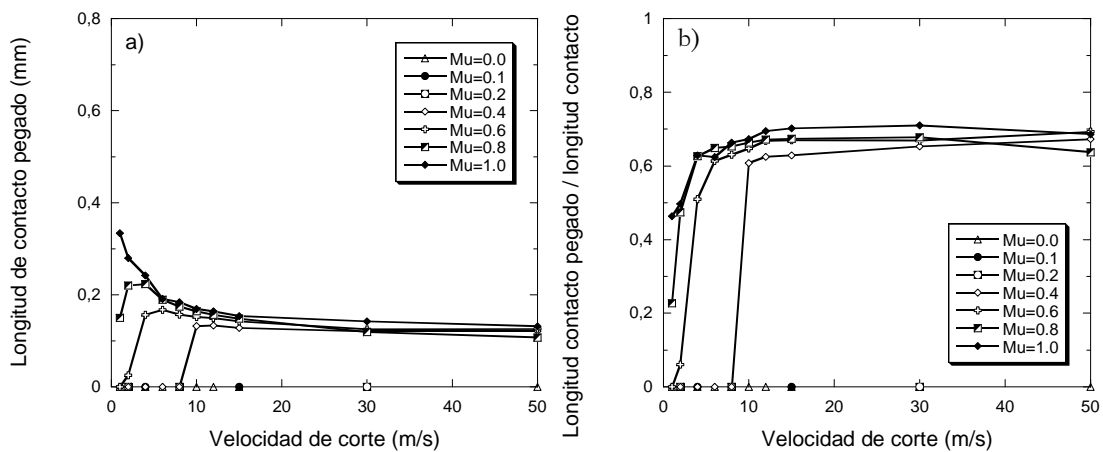


Figura 5.6: Evolución, con respecto a la velocidad de corte, de la longitud de contacto pegado (a) y del ratio de esta longitud con la longitud de contacto (b) para varios coeficientes de fricción constantes implementados.

En la figura 5.6, se comprueba la hipótesis expresada en el párrafo anterior: Para los casos donde $\mu \leq 0.2$, se observa que no hay contacto pegado en la interfase. Pero, cuando se aumenta el nivel de fricción implementado particularmente para $\mu \geq 0.6$, se observa como, de repente, aparece una zona de contacto pegado a partir de unas determinadas velocidades de corte. Se puede observar que esa velocidad crítica de aparición del contacto pegado depende del nivel de fricción implementado: Cuanto mayor es el valor de la fricción implementado, más baja es esta velocidad crítica de aparición del contacto pegado.

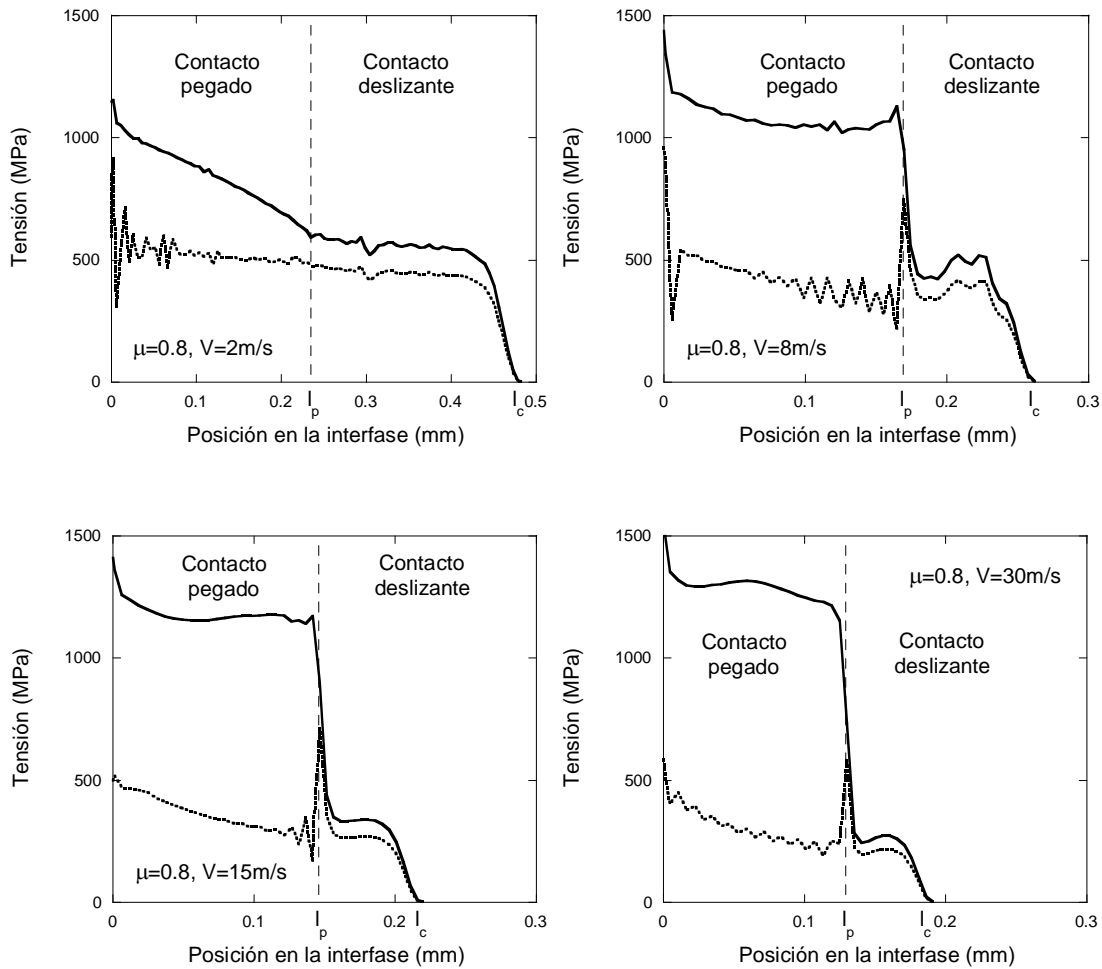


Figura 5.7: Distribución de las tensiones normales y de fricción a lo largo de la superficie de desprendimiento para varias velocidades de corte. Coeficiente de fricción: $\mu = 0.8$.

Por último, es importante notar que, a pesar que la longitud de la zona adherida disminuye con el aumento de la velocidad de corte, figura 5.6-a, en la figura 5.6-b se ve que la proporción del contacto pegado en la interfase sube rápidamente, y se estabiliza al cubrir más del 65% de toda la superficie de contacto entre la herramienta y la viruta. Hemos de relacionar este dato con las observaciones expuestas en el capítulo III donde se comentaba que, en la zona de contacto adherido y a un coeficiente de fricción dado, el nivel de la distribución de la tensión normal aumentaba con la velocidad de corte, mientras él de la distribución de la tensión de fricción disminuía.

En realidad, si ilustramos la variación con respecto a la velocidad de corte, de los niveles de tensión obtenidos para un coeficiente de fricción dado, por ejemplo $\mu = 0.8$, figura 5.7, uno observa que el nivel de la tensión normal solo aumenta en la zona de

contacto pegado. Al contrario, en la zona de contacto deslizante, la tensión normal tiende a bajar con el aumento de la velocidad de corte.

Velocidad de corte (m/s)	Zona de contacto adherido			Zona de contacto deslizante		
	Fuerza normal (N/mm)	Fuerza tangencial (N/mm)	Ratio T/N	Fuerza normal (N/mm)	Fuerza tangencial (N/mm)	Ratio T/N
2	183	111	0.604	134	106	0.797
8	182	70.0	0.385	37.0	29.7	0.803
15	171	52.5	0.308	20.7	16.5	0.797
30	161	38.1	0.237	12.6	10.1	0.802

Tabla 5.1: Fuerzas normales y de fricción actuando en las zonas de contacto pegado y deslizante formando la superficie de desprendimiento. Coeficiente de fricción: $\mu = 0.8$.

Las fuerzas normales y tangenciales en las dos zonas de contacto (adherido y deslizante) para los casos presentados de la figura 5.7 se muestran en la tabla 5.1. Cuando la velocidad de corte pasa de 2m/s a 30m/s, las fuerzas normales y tangenciales actuando en la zona de contacto pegado bajan respectivamente unos 12% y 66%. En la zona de contacto deslizante, la disminución es de 90% para ambas fuerzas. Esto quiere decir que, con el aumento de la velocidad de corte, las fuerzas actuando sobre el contacto de tipo deslizante, tienen cada vez menos importancia en los resultados globales, comparándoles con las aportaciones de las fuerzas actuando en la zona de contacto de tipo pegado.

Para ilustrarlo, se representó en la figura 5.8-a, el cociente de la fuerza normal (resp. fuerza tangencial), calculada para la zona deslizante, por la fuerza normal N (resp. fuerza tangencial T) obtenida para toda la superficie de desprendimiento. Se puede observar como, este ratio disminuye fuertemente de alrededor de 0.45, a bajas velocidades (2m/s), a valores entre el 0.07 y 0.21 para la velocidad de 30m/s. Este resultado conduce al siguiente resultado ilustrado en la figura 5.8-b, donde se demuestra que el comportamiento de la fricción media, obtenida a lo largo de la

superficie de desprendimiento, está gobernado fuertemente por el ratio de las fuerzas medidas en la zona de contacto de tipo pegado.

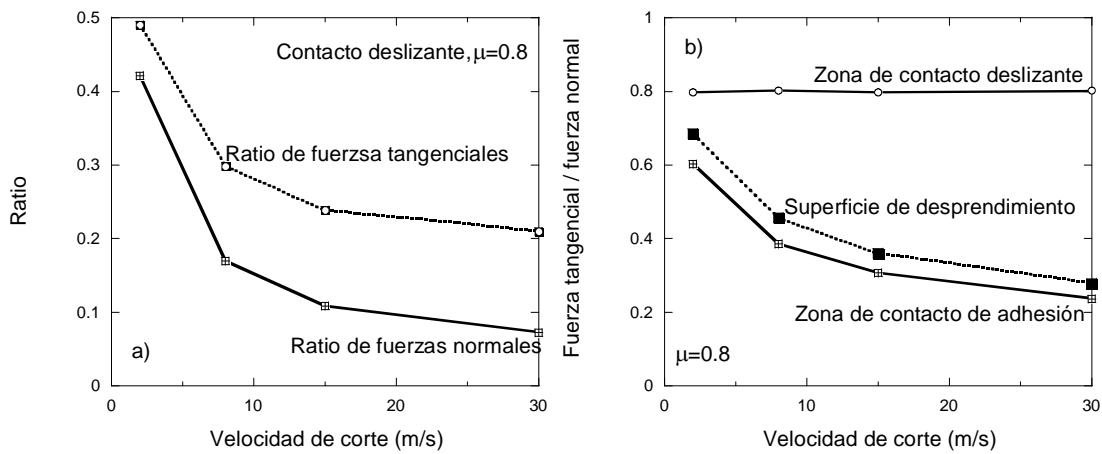


Figura 5.8: Cociente de la fuerza normal y de la fuerza tangencial, actuando sobre la zona de contacto deslizante, por respectivamente N y T (a). Comparación de la variación, con respecto a la velocidad de corte, de la fricción media a lo largo de toda la superficie de desprendimiento, con los ratios de fuerzas (tangencial por normal) obtenidas en las dos zonas de contacto, deslizante y pegado (b). Coeficiente de fricción deslizante: $\mu = 0.8$.

En la tabla 5.1, la fuerza normal en la zona de contacto adherido baja ligeramente. Sin embargo, el ablandamiento térmico del material hace que las fuerzas tangenciales bajan fuertemente. El comportamiento de la fricción media en la superficie de desprendimiento está entonces gobernado en gran medida por el ablandamiento del material, y presenta, en los casos donde se obtiene adherencia del material, poca sensibilidad al valor implementado del coeficiente fricción. Esto explica la convergencia, a alta velocidad de corte, de los resultados macroscópicos obtenidos en la figura 5.5.

2.3. Influencia del radio de filo en los resultados macroscópicos

En las curvas correspondientes al caso $\mu = 0.0$ de la figura 5.5, se observa que la fuerza tangencial a la superficie de desprendimiento es igual a cero. Sin embargo, la figura 5.2 muestra un valor no nulo para la fuerza de avance. Por otra parte, se obtiene en la figura 5.2, para los casos con bajo coeficiente de fricción ($\mu \leq 0.4$), una fricción aparente mayor que el coeficiente de fricción implementado. Observaciones similares

han sido objetos de estudio por Childs en [57] que sugirió que está aparente consistencia del modelo numérico de fricción era debida a la existencia de una radio de punta de tamaño significativo.

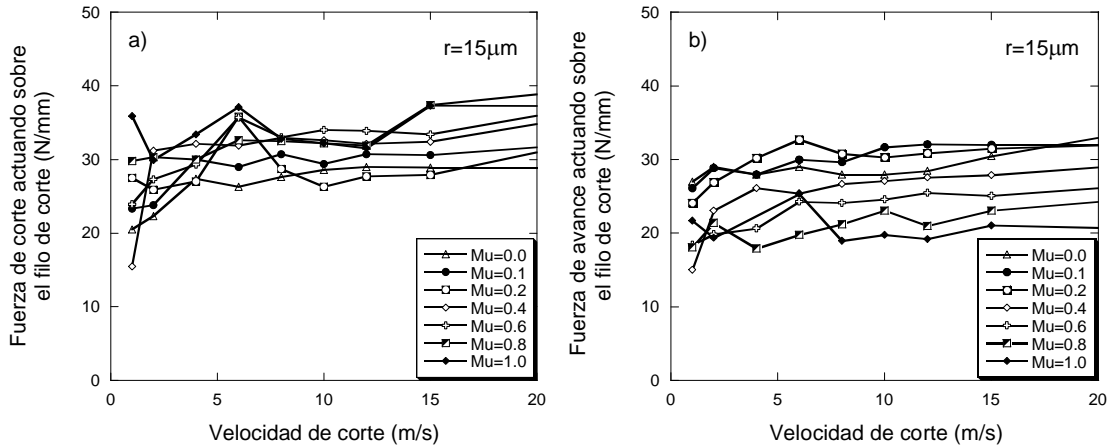


Figura 5.9: Evolución, con respecto a la velocidad de corte, de las fuerzas de corte (a) y de avance (b) obtenidas en punta de la herramienta, $r = 15 \mu\text{m}$.

Las fuerzas de corte y de avance actuando sobre el filo de corte están ilustradas en la figura 5.9. Globalmente, los valores obtenidos para las fuerzas de corte en el filo se encuentran alrededor de los 30N/mm, y de los 25N/mm para las fuerzas de avance. Es notable observar que estos valores se quedan constantes con el aumento de la velocidad de corte, figura 5.10. Así pues, la fuerza de corte actuando en la punta representa unos 15% del resultado global. Pero en cuanto a la fuerza de avance, la parte debida al radio de punta depende fuertemente del coeficiente de fricción implementado: en la figura 5.10-b, se observa que la fuerza de avance global se debe totalmente a la componente vertical de la fuerza actuando sobre el filo de corte para $\mu = 0.0$. Al contrario, para altos niveles de fricción, por ejemplo $\mu = 1.0$, esa contribución se sitúa alrededor de los 20%.

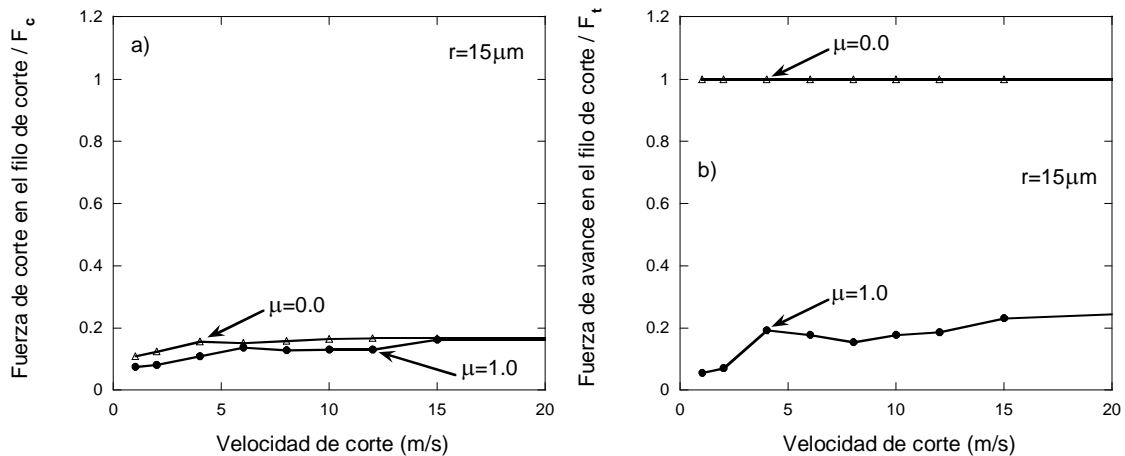


Figura 5.10: Contribución en las fuerzas macroscópicas de las fuerzas de corte (a), y de avance (b), actuando sobre el filo de corte. Radio de punta de la herramienta $r = 15 \mu\text{m}$.

Asimismo, la parte en las fuerzas de corte, y consecuentemente en la fricción aparente, que corresponde al radio de la punta de la herramienta es significativa ya que representa la quinta parte de los resultados en términos de fuerzas. El papel de la punta llega a ser particularmente importante para los pequeños valores de fricción. Pero este destacado papel del radio del filo de la herramienta se debe también a que, en nuestro modelo numérico, el avance modelado ($t_1 = 0.1 \text{mm}$) no es lo suficientemente importante para poder despreciar el radio de la punta ($15 \mu\text{m}$).

En la figura 5.11, se ilustran la variación con el aumento del valor del avance, de las fuerzas de corte, y de la fricción aparente correspondiente, para dos casos diferentes: el primero siendo un caso de contacto deslizante y a baja velocidad de corte, $\mu = 0.0$ y $V = 2 \text{m/s}$. El segundo caso es representativo de las simulaciones a alta velocidad de corte y donde una parte importante del contacto es de tipo adherente, $\mu = 0.6$ y $V = 8 \text{m/s}$.

Como cabía esperar, los resultados numéricos ilustrados en la figura 5.11 demuestran, tanto para los casos de contacto deslizante como con adhesión, que, para un valor de radio de punta constante, el aumento del valor del avance hace que la parte en los resultados globales, debida a las fuerzas actuando en el filo de corte, sea cada vez menos importante. Cabe destacar que este resultado es particularmente pronunciado para las bajas fricciones, figura 5.11 (arriba).

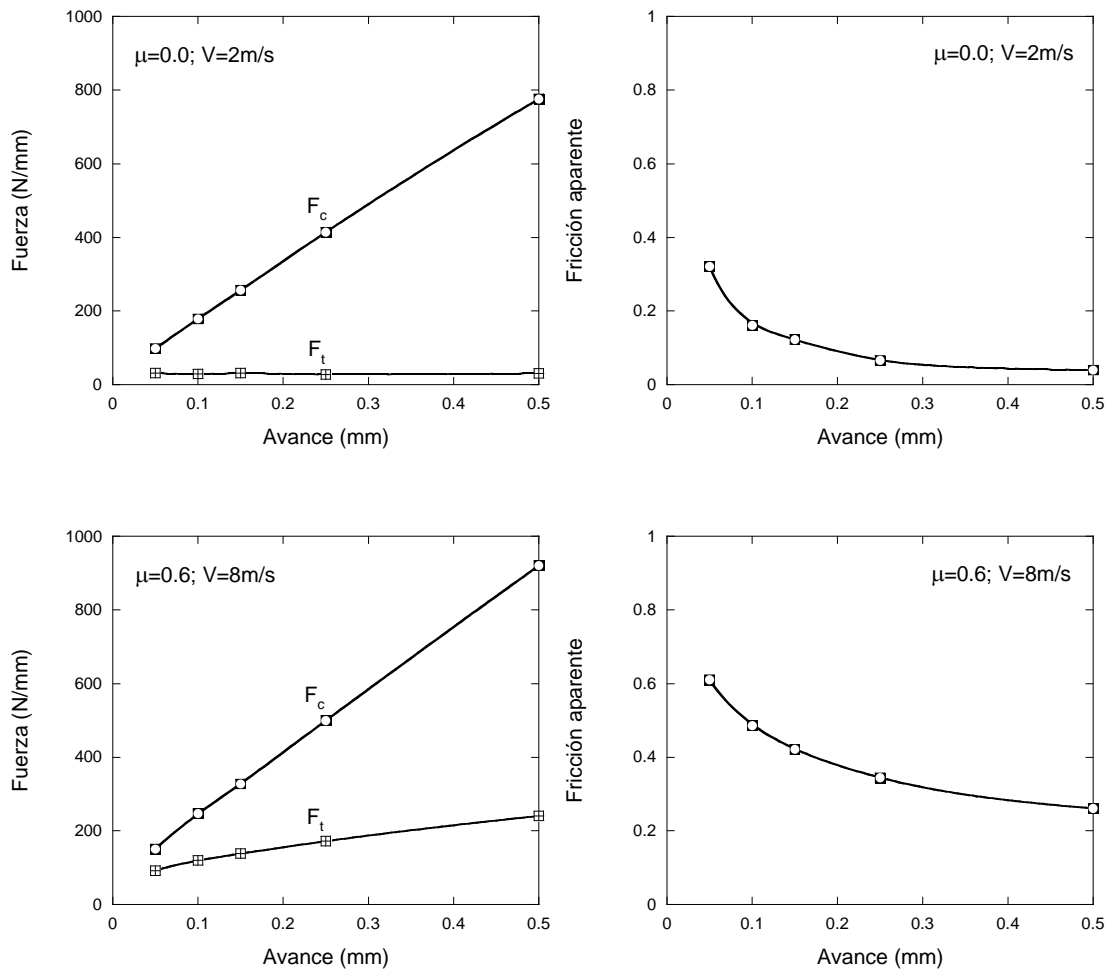


Figura 5.11: Evolución, con respecto al aumento del avance, de las fuerzas de corte y de la fricción macroscópica para los casos: $\mu = 0.0$ y $V=2\text{m/s}$ (arriba); $\mu = 0.6$ y $V=8\text{m/s}$ (abajo).

2.4. Comportamiento de la fricción aparente

En la figura 5.2, se obtiene la convergencia de la fricción aparente para todos los casos donde $\mu \geq 0.2$. Los casos donde $\mu = 0.0$ y $\mu = 0.1$, las fricciones aparentes obtenidas se estabilizan, a altas velocidades de corte, a valores que se sitúan por debajo del valor de convergencia de la fricción para los demás casos. En el análisis presentado sobre el comportamiento de la fricción aparente, se relacionó la disminución de la fricción aparente con el ablandamiento térmico del material, y se explicó que la convergencia de los resultados era la consecuencia de la formación de una importante zona de contacto de tipo adherido. Este análisis es válido para todos los casos donde $\mu \geq 0.4$, pero es inadecuado en el caso $\mu = 0.2$.

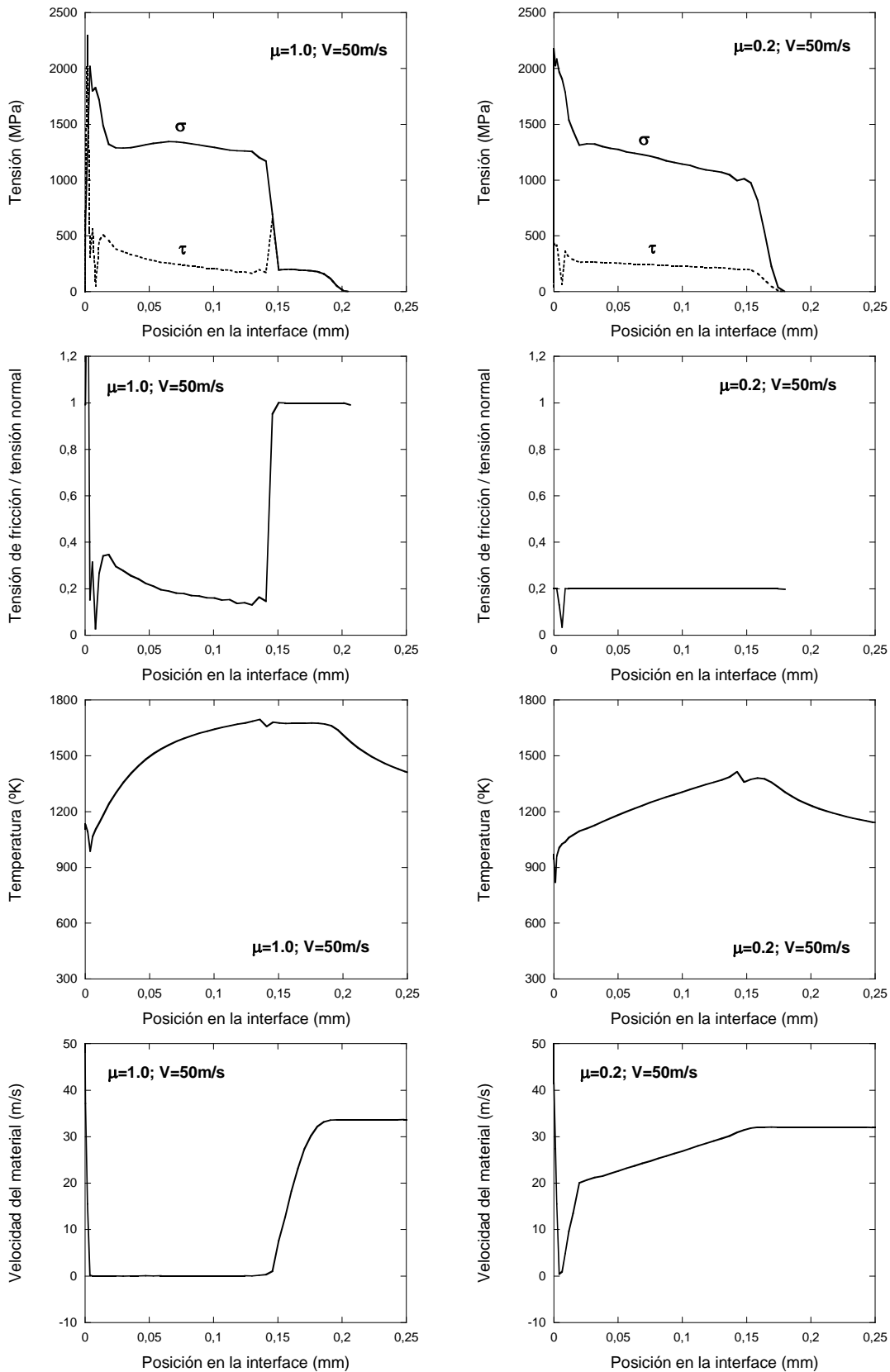


Figura 5.12: Comparación entre los resultados obtenidos a lo largo de la interfase para los casos cuyas fricciones aparentes son idénticas. Casos: $\mu = 1.0$ (izquierda) y $\mu = 0.2$ (derecha).

En la figura 5.2, a $V=50\text{m/s}$ se obtiene, para el caso $\mu = 0.2$, el mismo valor de la fuerza de corte y de avance que para los otros casos con una fricción implementada más alta. Entonces, unos valores muy parecidos de la fricción aparente están obtenidos para todos estos casos, pero esto no quiere decir que estamos delante de una situación parecida para estos casos en cuanto a la interfase viruta/herramienta.

En efecto, en la figura 5.12 reproducimos la distribución de tensiones, temperaturas y velocidades de flujo del material, para los casos $\mu = 0.2$ y $\mu = 1.0$. A pesar que los resultados macroscópicos sean muy similares, al nivel de la interfase, esta similitud no se observa: en cuanto al nivel de las tensiones, los dos casos parecen muy cercanos, pero, la tensión de fricción observada en el caso $\mu = 1.0$ es la tensión límite en cizalladura del material, debida de las altas temperaturas obtenidas en la interfase, y que genera una zona de adhesión del material, ilustrada en la figura 5.12.

3. Comparación de los resultados numéricos con datos experimentales

3.1. Comportamiento de las fuerzas con la velocidad de corte

En la figura 5.13, se comparan los resultados numéricos obtenidos mediante el modelo de fricción de Coulomb con un coeficiente de fricción constante, con los resultados experimentales publicados en [79] por Devillez et al. para el mismo material y bajo las mismas condiciones de corte.

Globalmente, las tendencias obtenidas para las fuerzas numéricas reproducen de manera muy satisfactoria el comportamiento de las fuerzas experimentales con la variación de la velocidad de corte, figura 5.13. En el caso de las fuerzas de corte, se observa de los valores experimentales se sitúan dentro del espectro formado por las curvas de las fuerzas numéricas obtenidas mediante los diferentes coeficientes de fricción. La tendencia numérica obtenida con el coeficiente de fricción $\mu = 0.6$ es particularmente representativa de la curva experimental. En cuanto a las fuerzas de avance, aunque los resultados experimentales se encuentran en el rango de los resultados numéricos para las bajas velocidades de corte ($V \leq 4\text{m/s}$), se observa para velocidades de corte más altas que la fuerza experimental es mas grande que todas las predicciones numéricas obtenidas en este trabajo.

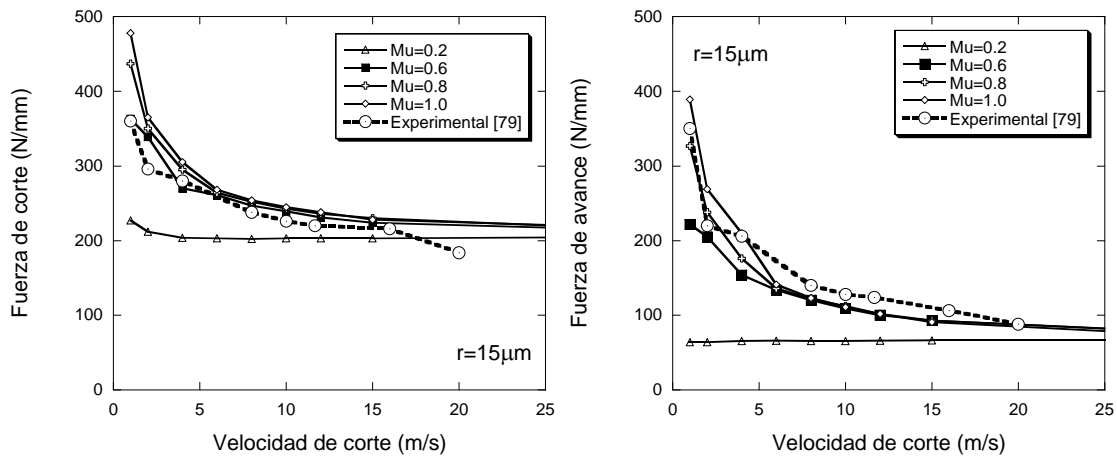


Figura 5.13: Comparación entre los resultados numéricos, obtenidos mediante varios coeficientes de fricción constantes, con datos experimentales publicados por Devillez et al [79].

Esta diferencia a altas velocidades de corte entre las fuerzas de avance numéricas y experimentales resulta en una subestimación de la fricción aparente experimental por parte de las predicciones numéricas, figura 5.13. Sin embargo, la diferencia entre la curva experimental y las numéricas en términos de fricción aparente parece uniforme para las altas velocidades de corte, figura 5.14.

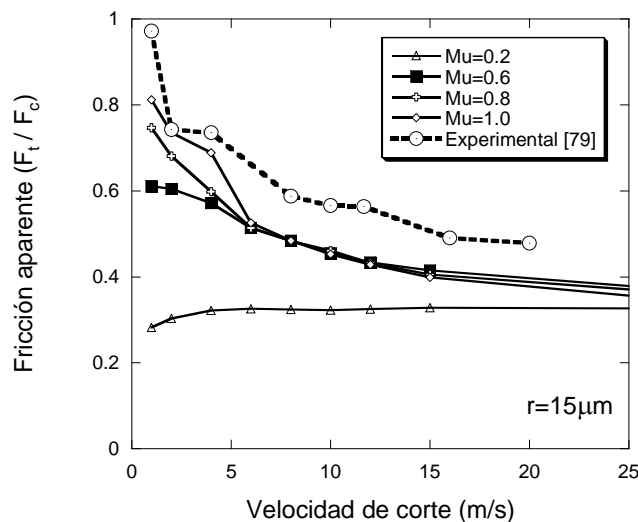


Figura 5.14: Comparación entre las fricciones aparentes obtenidas con el modelo numérico mediante un coeficiente de fricción constante, con la tendencia experimentales [79].

En el apartado 2.2, se ha explicado que el aumento del nivel de la fuerza de avance, en los casos numéricos con alta fricción, no se consigue con el aumento del valor

del coeficiente de fricción implementado ya que la interfase está gobernada por un contacto adherido. Por otra parte, en el apartado 2.3, se ha puesto de manifiesto que el radio de la punta de la herramienta tiende a aumentar el nivel de las fuerzas macroscópicas.

En la figura 5.15, se reporta la comparación entre las fuerzas experimentales y los resultados obtenidos mediante el valor $\mu = 0.8$, con un radio de punta $r = 15\mu\text{m}$. Se ha también reportado en esta figura las tendencias obtenidas con un nuevo modelo numérico con un coeficiente de fricción constante $\mu = 0.8$, pero con la diferencia que, en este último modelo, el valor del radio de punta ha sido duplicado, con $r = 30\mu\text{m}$.

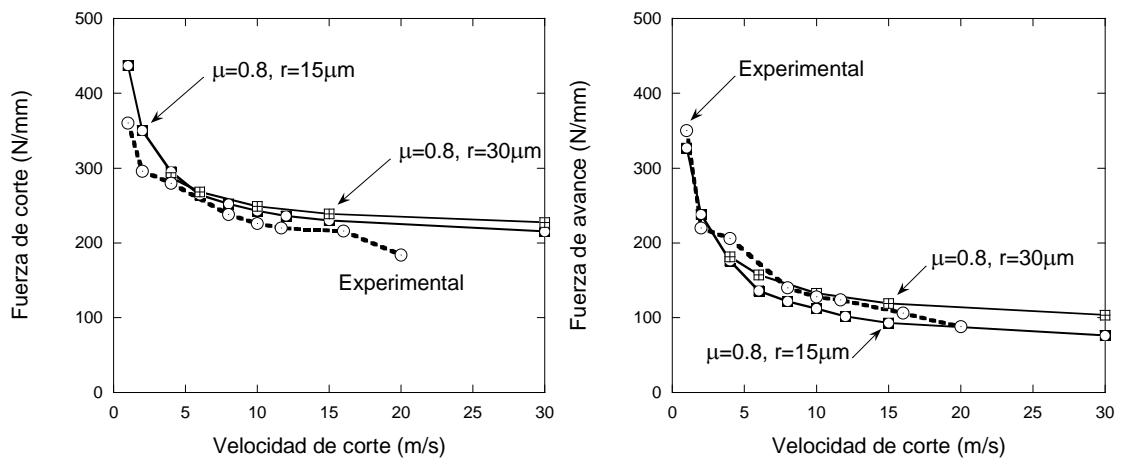


Figura 5.15: Comparación entre los resultados numéricos, a diferentes valores de radio de la punta de herramienta, y los datos experimentales de Devillez et al [79].

Con $r = 30\mu\text{m}$, las fuerzas de corte aumentan ligeramente de los valores originales con $\mu = 0.8$. Por otra parte, las nuevas fuerzas de avance aumentan sensiblemente hasta llegar, a altas velocidades de corte, al nivel de las fuerzas experimentales, con lo que se puede comprobar el efecto del radio de filo.

En cuanto a los nuevos valores obtenidos con $r = 30\mu\text{m}$, figura 5.16, se observa una importante mejora del nivel de la fricción aparente con respecto a la tendencia experimental.

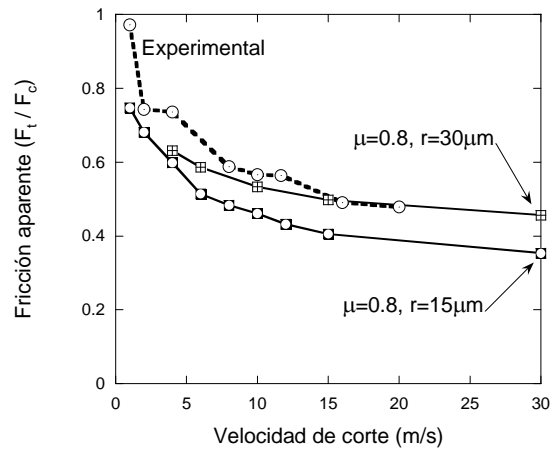


Figura 5.16: Comparación de las fricciones aparentes obtenidas a diferentes valores de radio de la punta de herramienta, con la tendencia experimentales [79].

3.2. Comportamiento de las fuerzas con el valor del avance

En [80], Sutter & Molinari obtienen la variación de la fricción aparente con respecto a la velocidad de corte para dos valores del avance ($t_1=0.25\text{mm}$ y $t_1=0.5\text{mm}$). Estos resultados fueron obtenidos para el 42CD4 en condición de corte ortogonal con un ángulo de desprendimiento nulo.

El modelo numérico ha sido modificado para obtener tendencias numéricas a diferentes valores de avance con el fin de comparar estas tendencias numéricas con los resultados experimentales presentados en [80].

En la figura 5.17, se puede observar una muy buena correlación entre las tendencias numéricas, a diferentes valores de avance, con las tendencias experimentales obtenidas en [80]. Los modelos numéricos predicen muy satisfactoriamente tanto las tendencias como los niveles de las fricciones reales, sobre todo en el intervalo medio de las velocidades.

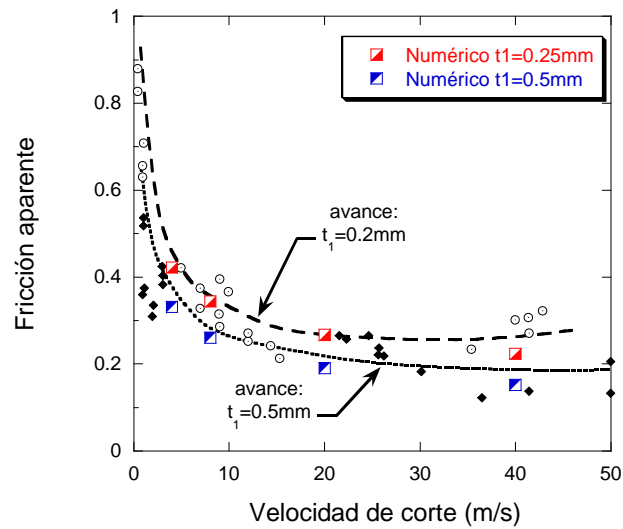


Figura 5.17: Comparación de las fricciones aparentes obtenidas para varios valores del avance, con los resultados experimentales publicados por Sutter & Molinari en [80]. $\mu = 0.6$.

4. Coeficiente de fricción variable con la velocidad de deslizamiento

De los apartados anteriores, se puede concluir que, la comparación entre las fuerzas numéricas y experimentales no es suficiente para validar un modelo numérico, ya que se ha demostrado que se pueden obtener numéricamente resultados macroscópicos similares para casos que presentan unas situaciones totalmente opuestas en la interfase viruta/herramienta.

Para los resultados obtenidos con un coeficiente de fricción constante, a pesar de obtener muy buena correlación entre las tendencias numéricas y experimentales, resulta problemático el hecho de obtener una mayor zona contacto de tipo adherente a medida que la velocidad de corte aumenta, particularmente a muy altas velocidades de corte, figura 5.6.

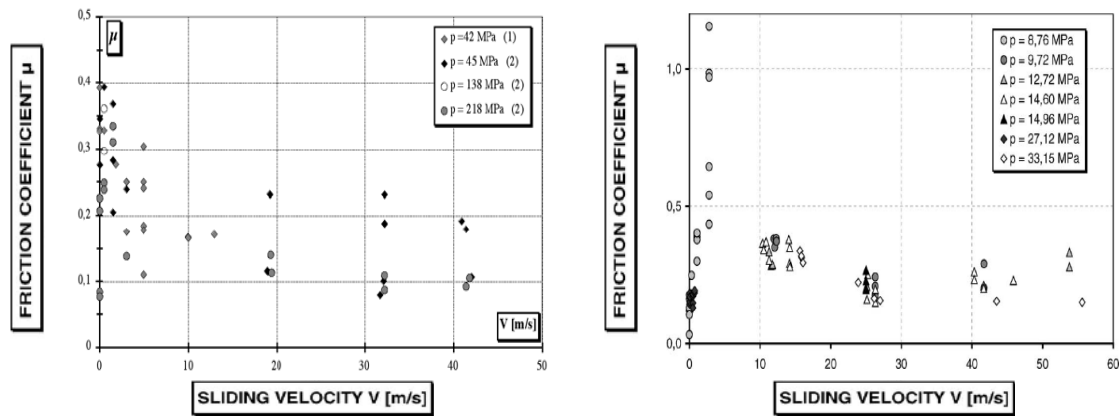


Figura 5.18: Variación de la fricción deslizando en función de la velocidad para: un contacto carburo/acero obtenido por Sutter et al. [81] (izquierda); un contacto acero/acero obtenido por Philippon et al. [25] (derecha).

En la figura 5.18 (derecha), Philippon et al presentan la variación de la fricción con respecto a la velocidad de corte a diferentes valores de presión aplicada entre las dos superficies. Uno de los objetivos de este trabajo fue aplicar bajos niveles de presión entre dos bloques de acero (entre 8MPa y 33MPa). Estos niveles tan bajos de presión aplicados nos garantizan un contacto de tipo deslizando en la interfase ya que están muy por debajo de la tensión límite de plastificación de los aceros. Se puede observar que la fricción deslizando disminuye con la velocidad hasta unos valores cercanos a 0.2.

Sutter et al presentan en [81] un trabajo similar al anterior pero con la importante aportación de utilizar niveles de presión más altos que en [25]. Concretamente, en [81], se ha estudiado el comportamiento de la fricción entre un carburo y un acero con el aumento de la velocidad relativa de deslizamiento. Los resultados mostraban al igual que en [25] que la fricción obtenida disminuía significativamente para estabilizarse, a partir de 10m/s, en valores que se sitúan entre 0.1 y 0.2.

A partir de las observaciones expuestas en el apartado anterior, se implementaron en los cálculos numéricos dos modelos de contacto con un coeficiente de fricción variable, $\mu_1(V_s)$ y $\mu_2(V_s)$ – en este caso dependiendo de la velocidad de deslizamiento del material en la interfase, V_s –. La forma en que varía la fricción con la velocidad de deslizamiento del material ha sido determinada a partir de las dos gráficas ilustradas en la figura 5.18: El valor de la fricción se sitúa en valores altos a bajas

velocidades, y disminuye rápidamente para llegar a valores bajos a altas velocidades, figura 5.19.

$$\mu(V_s) = \mu^* + A \left(1 - \frac{V_s}{V_{crit}} \right)^B \quad (5-5)$$

En la relación (5-5) se explicita la forma generalizada de las dos fricciones variables implementadas en este trabajo. A y B son dos parámetros de calibración, μ^* el valor de la fricción a altas velocidades de deslizamiento relativo, y V_{crit} la velocidad crítica a partir de cual el valor de la fricción es constante. Los parámetros que caracterizan a las dos fricciones implementadas en esta sección están dados en la tabla 5.2. Además, se ha fijado $\mu_1(0) = 1$, y $\mu_2(0 \leq V_s \leq 2) = 0.8$.

	$\mu_1(V_s)$	$\mu_2(V_s)$
A	1	1
B	4.2	6
μ^*	0.2	0.1
V_{crit} (m/s)	10	10

Tabla 5.2: Parámetros de calibración de $\mu_1(V_s)$ y $\mu_2(V_s)$ para definir las tendencias observadas en [25] y [81] por la relación (5-5).

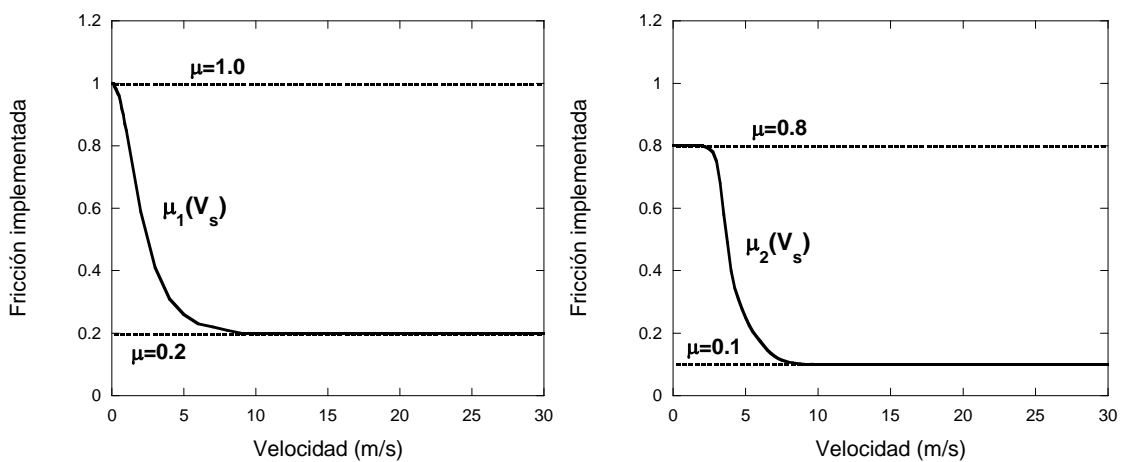


Figura 5.19: Definición de los dos modelos de fricción variable implementados en los cálculos numéricos: $\mu_1(V_s)$ (izquierda) y $\mu_2(V_s)$ (derecha).

La evolución de la fricción macroscópica obtenida para estos dos modelos de fricción variable está ilustrada a continuación en la figura 5.20.

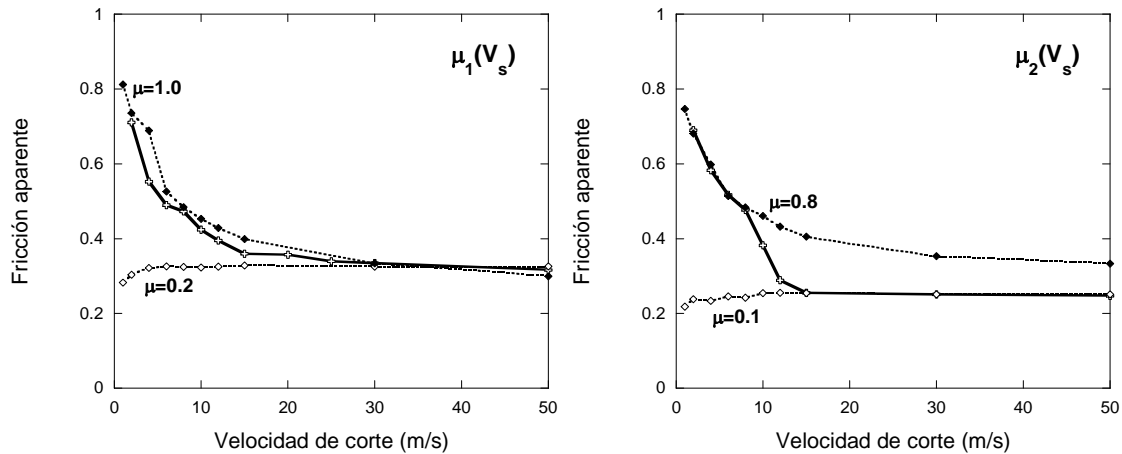


Figura 5.20: Fricción aparente obtenidos para los dos modelos de fricción variable implementados en los cálculos numéricos: $\mu_1(V_s)$ (izquierda) y $\mu_2(V_s)$ (derecha).

En primer lugar, se puede comprobar en la figura 5.20 como todos los valores obtenidos para las dos formas de fricción variable se encuentran entre los resultados obtenidos con las dos fricciones constantes que caracterizan los valores máximo y mínimo de cada fricción variable. En segundo lugar, podemos comprobar que el valor de la fricción aparente se aproxima fuertemente a los valores de la fricción aparente de los modelos con fricción constante a muy bajas y muy altas velocidades de corte, lo que es consistente con la definición de las fricciones variables mostradas en la figura 5.19.

En el intervalo de velocidades medias, obtenemos dos tendencias distintas: para el caso $\mu_1(V_s)$, la fricción aparente se aleja rápidamente de la curva obtenida con $\mu = 1.0$. Esto está relacionado con el hecho de que la fricción implementada $\mu_1(V_s)$ baja rápidamente entre 0 y 4m/s. Una tendencia muy diferente se puede observar para el caso $\mu_2(V_s)$ donde, primero, la fricción aparente obtenida es muy próxima la curva obtenida con $\mu = 0.8$ (porque en la forma de $\mu_2(V_s)$ ilustrada en la figura 5.19 se ha definido, para las muy bajas velocidades, una meseta donde la fricción vale 0.8). Luego,

la fricción aparente obtenida para $\mu_2(V_s)$ baja fuertemente para pegarse a la curva de la fricción aparente obtenida con $\mu = 0.1$.

Es muy importante entender que la forma de la fricción aparente obtenida con $\mu_1(V_s)$ o $\mu_2(V_s)$ no puede ser obtenida con un modelo de fricción con un coeficiente constante. En efecto, para el caso $\mu_2(V_s)$, está particularmente claro que ningún coeficiente de fricción constante es capaz de aproximar la curva de la fricción aparente obtenida. Tampoco es el caso para $\mu_1(V_s)$. A pesar de que parece que uno puede aproximar la evolución de la fricción aparente obtenida por $\mu_1(V_s)$ con una fricción constante de tipo $\mu = 0.4$ o $\mu = 0.6$ que se encontraría un poco debajo de $\mu = 0.8$. Más que el valor de la fricción aparente obtenido, la dificultad está presente en el tipo de contacto en la interfase.

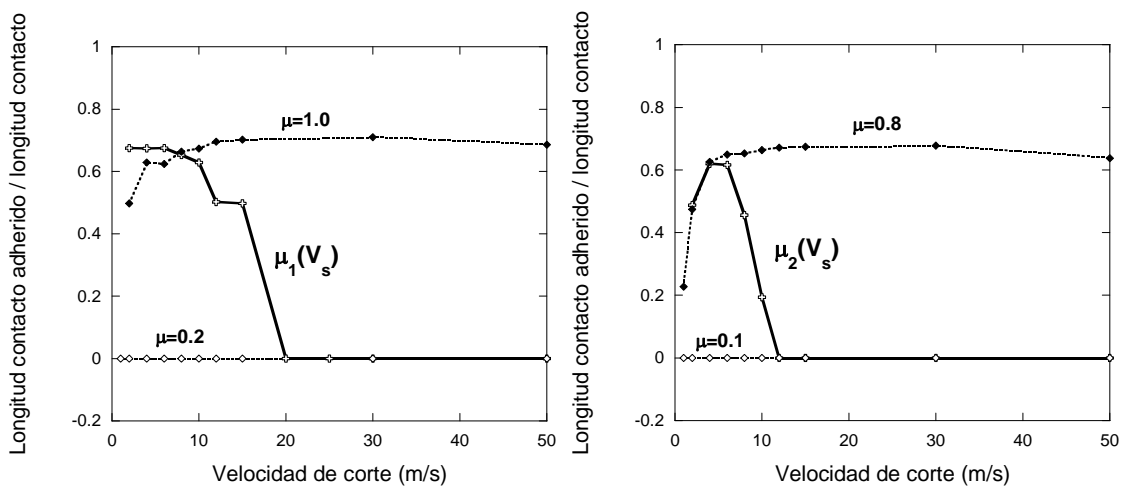


Figura 5.21: Evolución del ratio de contacto de adhesión, con respecto al aumento de la velocidad de corte, obtenido para los dos modelos de fricción variable implementados en los cálculos numéricos: $\mu_1(V_s)$ (izquierda) y $\mu_2(V_s)$ (derecha).

En los resultados obtenidos con los modelos de fricción constante, el porcentaje de contacto de tipo adherente, con respecto a la longitud de contacto total, siempre aumentaba con la velocidad de corte, para los altos niveles de fricción ($\mu \geq 0.4$). Este ratio era nulo para los bajos coeficientes de fricción ($\mu \leq 0.2$).

5. Conclusiones

En este capítulo, se analizó el comportamiento de las fuerzas de corte en un amplio intervalo de velocidades de corte. Implementando un modelo de fricción de Coulomb con un coeficiente constante, se observó lo siguiente:

- La disminución de las fuerzas, con el aumento de la velocidad de corte, ha sido relacionado con un efecto combinado de la forma del modelo de fricción implementado (Coulomb), junto a la aparición de la zona de contacto de tipo adherente debida al ablandamiento del material en la interfase viruta/herramienta.
- La interfase ha sido separada en la superficie de desprendimiento y la punta de la herramienta, para desacoplar el análisis de los efectos del modelo de fricción en la zona de contacto. Asimismo, se puso de manifiesto que el principal factor de disminución de las fuerzas en la superficie de desprendimiento, era el ablandamiento térmico del material.
- Se demostró que, a altas velocidades de corte, el nivel de las fuerzas de corte está gobernado por la zona adherente del contacto, por lo tanto, poco sensible al aumento del coeficiente de fricción implementado.
- Por último, se confirmó el papel importante de la punta de herramienta en definir el nivel de la fuerza de avance, particularmente para los bajos coeficientes de fricción.

En el segundo punto, se estudió la validación experimental del modelo numérico desarrollado en esta tesis doctoral. Se compararon tendencias experimentales publicadas para el mismo material, y en las mismas condiciones de corte, con los resultados numéricos obtenidos mediante un coeficiente de fricción constante, y se concluyó lo siguiente:

- Las tendencias de las fuerzas de corte previstas por el modelo numérico eran muy satisfactorias comparándolas con los datos experimentales.

- La validación experimental se comprobó para diferentes valores del avance, entre 0.1mm, 0.25mm y 0.5mm, en un amplio intervalo velocidades de corte, entre 1m/s y 40 m/s.
- El modelo de fricción de Coulomb, con un coeficiente de fricción constante, es capaz de prever las tendencias experimentales en términos de fuerzas de corte, siempre que el coeficiente de fricción constante sea bien calibrado.

Por último, se ha propuesto dos modelos de fricción variable con la velocidad relativa de deslizamiento del material en la interfase. Tanto la idea como la forma de estos dos modelos de fricción variable, han sido desarrolladas a partir de varios estudios experimentales sobre el comportamiento de la fricción deslizante con respecto a la velocidad. Las principales aportaciones de este nuevo tipo de modelo de fricción se presentan a continuación:

- En los resultados numéricos con coeficiente de fricción constante, se observó la importante dominación del contacto de tipo adherido, a altas velocidades de corte, lo que contrasta con los estudios experimentales publicados. Los resultados obtenidos con los modelos de fricción variables palian esta inconsistencia del contacto.
- La fricción aparente disminuye fuertemente con el aumento de la velocidad de corte, teniendo en la interfase un contacto de tipo deslizante, lo que coincide con los resultados experimentales.

CONCLUSIÓN GENERAL

La formación de viruta es un proceso tecnológico muy presente en la industria actual. El origen de esta forma de fabricar objetos remonta a los tiempos remotos, pero, la Revolución Industrial del siglo XVIII en Europa subrayó la gran importancia de este proceso de fabricación, y dio un giro irreversible hacia la necesidad estratégica de desarrollar, cada vez más, la tecnología de las máquinas-herramientas propias a este proceso.

A pesar de haber sido estudiado durante varios siglos, el proceso de mecanizado sigue siendo hoy en día un desafío para toda la comunidad científica. Varios estudios exhaustivos del proceso de formación de viruta han sido llevados a cabo durante estos últimos años. La inter-actuación entre las observaciones experimentales y los estudios analíticos hicieron posible el desarrollo de varios modelos predictivos cada vez más cercanos a la realidad del proceso. Sin embargo, el análisis de la bibliografía publicada en esta temática subraya el poco conocimiento de la evolución, con respecto a las condiciones de contorno, de algunos fenómenos físicos importantes – como es el caso del contacto entre la herramienta y la viruta –. Está claro que estas dificultades provienen principalmente de la complejidad de determinación de una metodología global capaz de desacoplar las variables locales relevantes durante los ensayos experimentales. Este punto dificulta el desarrollo de nuevos modelos analíticos más potentes aún.

La herramienta numérica puede presentar una excelente alternativa, para dar un paso más allá en la comprensión de la evolución de las variables locales durante el proceso de arranque de material. Y, entonces, para completar los modelos analíticos. El presente trabajo consistió en desarrollar un modelo numérico del contacto termomecánico entre la herramienta y la viruta, y se focalizó en el análisis de sus contribuciones en los resultados numéricos tanto al nivel local como macroscópico. Sistemáticos estudios paramétricos han sido llevados a cabo para identificar y cuantificar los efectos de los parámetros más relevantes en el comportamiento de la interfase.

La contribución original de este trabajo de tesis doctoral se encuentra en el análisis la influencia del modelo de fricción de Coulomb en los resultados numéricos del corte ortogonal. Concretamente, en una primera parte, se variaron tanto el valor del

coeficiente de fricción constante implementado (entre 0 y 1) como el de la velocidad de corte aplicada (entre 1m/s y 50m/s). En la segunda parte del trabajo, se implementaron dos coeficientes de fricción variables con la velocidad de deslizamiento relativo del material en la interfase. El trabajo presentado en esta tesis se centró particularmente en el análisis de las distribuciones de las tensiones –normales y de fricción– y de las temperaturas en la interfase. Las conclusiones expuestas en este trabajo están resumidas por orden cronológico en los siguientes puntos:

1. El Método de los Elementos Finitos es eficiente para modelar numéricamente el fenómeno de la formación de viruta. Más bien, la formulación ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) permite obtener resultados consistentes con las tendencias observadas experimentalmente, tanto al nivel local –en la interfase– como macroscópico –fuerzas de corte–.
2. El modelo numérico de contacto entre la herramienta y la viruta resulta ser un punto clave para obtener resultados numéricos coherentes con los conocimientos actuales en el campo científico de la tribología de los metales. Para el contacto mecánico, se demostró que la condición de la formación del contacto adherido está directamente relacionado con la formulación del modelo de fricción implementado. La aparición de dicho tipo de contacto ha sido relacionada con el ablandamiento térmico del material en la interfase. Por otra parte, se demostró también que la partición del calor entre la viruta y la herramienta está gobernada por el valor de conductancia térmica implementada en la interfase.
3. En cuanto a los aspectos geométricos del proceso de formación de la viruta, se ha puesto de manifiesto en este trabajo que, aunque se obtiene un gradiente de velocidad en el espesor de la viruta en el referencial cartesiano, el flujo de la viruta describe un movimiento de sólido rígido. El gradiente de velocidad observado es la consecuencia del movimiento angular de salida de la viruta, que caracteriza su curvatura. Se mostró que este radio de curvatura de la viruta depende tanto de la velocidad de corte como del valor del coeficiente de fricción implementado.

4. Por último, se estudió la influencia del modelo de contacto sobre las fuerzas de corte numéricas. Se demostró que la disminución de las fuerzas de corte, a un coeficiente de fricción dado, era directamente relacionada al ablandamiento térmico del material, junto con el tipo de modelo de fricción implementado. Se ha demostrado también que el aumento del radio de filo tiende a incrementar las fuerzas de corte, particularmente la fuerza de avance, con lo que, el aumento del radio de filo aumenta notablemente el nivel de la fricción aparente. Al final, se compararon datos experimentales con los resultados numéricos obtenidos con el modelo de fricción con coeficiente constante. Una buena reproducción de las fuerzas de corte ha sido observado, pero, al nivel de la interfase, el aumento del contacto adherido con respecto a la velocidad de corte ha sido obtenido. Este resultado siendo opuesto a las observaciones experimentales, se modificó el modelo numérico con la implementación de una relación de fricción variable (dependiente de la velocidad) que respecta las tendencias experimentales.

Los futuros estudios complementarios a este trabajo de tesis se pueden resumir en los 3 siguientes puntos:

- Primero, implementar otras relaciones para el coeficiente de fricción variable en el modelo de Coulomb. Sería particularmente interesante definir un coeficiente de fricción dependiente de la temperatura del material situado en la interfase, ya que, debido al aumento de la temperatura en la interfase, se obtiene una competición entre el crecimiento de la zona de contacto adherido –por el ablandamiento térmico del material–, y la disminución de este mismo contacto de adhesión –por efecto de la disminución de la fricción en la interfase–.
- Segundo, analizar la influencia, con respecto a los parámetros del material implementados en la ley constitutiva, de los resultados numéricos obtenidos con el modelo numérico desarrollado en esta tesis. Particularmente, el análisis de la contribución de un parámetro de velocidad de deformación no despreciable.

- Por ultimo, estudiar la sensibilidad de los resultados numéricos macroscópicos y locales, con los parámetros numéricos, principalmente el tamaño de la malla y el esquema de integración.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] T. H. C. Childs, Metal machining theory and applications (2nd ed.), Oxford Science Publications (2000).
- [2] H. Tresca, On further applications of the flow of solids, Proc. I. Mechanical Engineering, London (1878), pp. 301-345.
- [3] A. Mallock, The action of cutting tools, Proc. Royal Society, London 33 (1881-82), pp. 127-139.
- [4] F. W. Taylor, On the art of cutting metals, Trans. ASME 28 (1907), pp. 31-350.
- [5-a] M. E. Merchant, Mechanics of the metal cutting process I. Orthogonal cutting, J. of Applied Physics 16 (1945), pp. 267-275.
- [5-b] M. E. Merchant, Mechanics of the metal cutting process II. Plasticity conditions in orthogonal cutting, J. of Applied Physics 16 (1945), pp. 318-324.
- [6] H. Ernst, Physics of metal cutting, Symposium of machining of metals, Trans. American Society of Metals I (1938).
- [7] M. Bäker, Does chip formation minimize the energy? Computational Materials Science 33 (4) (2005), pp. 407-418.
- [8] A. Molinari and A. Moufki, The Merchant's model of orthogonal cutting revisited: A new insight into the modeling of chip formation, Inter. J. of Mechanical Science 50 (2) (2008), pp. 124-131.
- [9] E. H. Lee and B. W. Shaffer, The theory of plasticity applied to a problem of machining. J. Appl. Mech. 18 (1951), p. 405.
- [10] P. L. B. Oxley, Mechanics of machining, Ellis Horwood, Chichester, UK, 1989.
- [11] H. Kudo, Some new slip-line solutions for two-dimensional steady-state machining, Inter. J. of Mechanical Science 7 (1965), pp. 43-55.
- [12] P. Dewhurst, On the non-uniqueness of the machining process, Proc. Royal Society of London A 360 (1978), pp. 587-610.
- [13] H. Takeyama and E. Usui, The effect of tool chip contact area in metal cutting, Trans ASME 80 (1958), pp. 1089-1096.
- [14] W. Kattwinkel, Untersuchungen an schneiden spanender werkzeuge mit hilfe der spannungsoptik, Industrie-Anzeiger 36 (1957), pp. 29-36. (en Aleman)

- [15] G. S. Andreev, Photoelastic study of stresses in a cutting tool by means of cinematography, *Vestnik Mashinostroeniya* **5** (1958), pp. 54-57. (en Ruso)
- [16] E. Usui and H. Takeyama, A photoelastic analysis of machining stresses, *ASME J. Engineering for Industry* **82** (1960), p. 303.
- [17] T. C. Hsu, A study of the normal and shear stresses on a cutting tool, *ASME J. Engineering for Industry* **88 B** (1) (1966), pp. 51-64.
- [18] N. N. Zorev, Interrelationship between shear processes occurring along tool face and on shear plane in metal cutting, *Inter. Research in Production Engineering*, ASME, New York (1963), pp. 42-49.
- [19] S. Kato, Y. Yamaguchi and M. Yamada, Stress distribution at the interface between chip and tool in machining, *ASME J. Engineering for Industry* **94 B** (1972) 683-689.
- [20] T. H. C. Childs, M. I. Mahdi and G. Barrow. *CIRP Aannals – Manufacturing Technology* **38** (1989), pp. 55-58.
- [21] L. C. Lee, X. D. Liu and K. Y. Lam, Determination of stress distribution on the tool rake face using a composite tool, *Inter. J. of Mach. Tools and Manufacture* **35** (3) (1995), pp. 373-382.
- [22] M. C. Shaw, *Metal Cutting Principles* (2nd ed.), Oxford Science Publications (2005).
- [23] Histoire de l'académie royale des sciences avec les mémoires de Mathématique et de physique p206.
- [24] S. C. Lim, M.F. Ashby and J.H. Brunton, The effects of sliding conditions on the dry friction of metals, *Acta Metallica* **37** (3) (1989), pp. 767-772.
- [25] S. Philippon, G. Sutter and A. Molinari, An experimental study of friction at high sliding velocities, *Wear* **257** (7-8), (2004), pp. 777-784
- [26] C. Bonnet, F. Valiorgue, C. Claudin, H. Hamdi, J. Rech, J. M. Bergheau and P. Gilles, Identification of a friction model - Application to the context of dry cutting of an AISI 316L austenitic stainless steel with a TiN coated carbide tool, *Inter. J. of Mach Tools and Manufacture* **48** (2008), pp. 1211-1223.

- [27] J. Rech, C. Claudin and E. D'Eramo, Identification of a friction model - Application to the context of dry cutting of an AISI 1045 annealed steel with a TiN-coated carbide tool, *Tribology Inter.* **42** (5) (2009), Pp. 738-744.
- [28] F. Zemzemi, J. Rech, W. Ben Salem, A. Dogui and P. Kapsa, Identification of a friction model at tool/chip/workpiece interfaces in dry machining of AISI4142 treated steels, *J. of Materials Processing Technology* **209** (8) (2009), pp. 3978-3990.
- [29] I. Finnie and M. C. Shaw, The friction process in metal cutting, *ASME J. Engineering for Industry* **79 B** (1956), pp. 1649-1657.
- [30] A. J. W. Moore, Deformation of Metals in Static and in Sliding Contact, *Proc. Royal Society of London A* **195** (1948), pp. 231-243.
- [31] M. C. Shaw, A. Ber and P. A. Mamin, Friction characteristics of sliding surfaces undergoing subsurface plastic flow, *J. of Basic Eng.* **82** (1960), pp. 342-346.
- [32] P. W. Wallace and G. Boothroyd, Tool forces and tool-chip friction in orthogonal machining, *Journal Mechanical Engineering Science* **6** (1964), pp. 74-87.
- [33] J. A. Bailey, Friction in Metal Machining - Mechanical Aspects, *Wear* **31** (1975), pp. 243-275.
- [34] E. D. Doyle, J. G. Horne and D. Tabor, Frictional Interactions between Chip and Rake Face in Continuous Chip Formation, *Proceedings of the Royal Society of London, Mathematical and Physical Sciences A* **366** (1979), pp. 173-183.
- [35] T. H. C. Childs and G. W. Rowe, Physics in metal cutting, *Rep. Prog. Phys.* **36** (3) (1973), pp. 223-288.
- [36] T. Shirakashi and E. Usui, Friction characteristics on tool face in metal machining, *J. JSPE* **39** (1973), pp. 966-972.
- [37] T. H. C. Childs, M. H. Dirikolu and K. Maekawa, Modelling of friction in the simulation of metal machining, In: *24th Leeds-Lyon Symposium on Tribology*. Amsterdam: Elsevier Tribology Series **34** (1998), pp. 337-346.
- [38] S. Kobayashi and E. G. Thomsen, Some observations on the shearing process in the metal cutting, *ASME J. Engineering for Industry* **81 B** (1959), pp. 251-262.

- [39] P. Albrecht, New developments in the theory of the metal-cutting process, Part I: the ploughing process in metal cutting, *ASME J. Engineering for Industry* (1960), pp. 348-358.
- [40] M. Masuko, Fundamental researches on metal cutting I. A new analysis of cutting force, *Trans. Society of Mechanical Engineers (Japan)* **19** (1953), pp. 32-39.
- [41] O. C. Zienkiewicz, *The finite element method in Engineering Science*, McGraw-Hill, London (2nd Ed) 1971.
- [42] Y. Kakino, Analysis of the mechanism of orthogonal machining by the finite element method, *J. Japan Soc. Prec. Eng.* **37** (7) (1971), pp. 503-508.
- [43] T. Shirakashi and E. Usui, Simulation analysis of orthogonal metal cutting process, *J. Japan Soc. Prec. Eng.* **42** (5) (1976), pp. 340-345.
- [44] J. S. Strenkowski and J. T. Carroll, A finite element model of orthogonal metal cutting, *ASME J. Engineering for Industry* **107** (1985), pp. 346-354.
- [45] T. D. Marusich and M. Ortiz, Modeling and simulation of high-speed machining, *Inter. J. Numer. Methods Eng.* **38** (1995), pp. 3675-3694.
- [46] M. Movahhedy, M. S. Gadala and Y. Altintas, Simulation of the orthogonal metal cutting process using an arbitrary Lagrangian-Eulerian finite-element method, *J. Mater. Process. Technol.* **103** (2000), pp. 267-275.
- [47] M. S. Gadala, Recent trends in ALE formulation and its applications in solid mechanics, *Computer Methods in Appl. Mech. and Eng.* **193** (39-41) (2004), pp. 4247-4275.
- [48] H. Miguelez, R. Zaera, A. Rusinek, A. Moufki and A. Molinari, Numerical modelling of orthogonal cutting: Influence of cutting conditions and separation criterion, *Journal de Physique IV* (134) (2006), pp. 417-422.
- [49] E. M. Trent and P. K. Wright, *Metal Cutting* (4th Ed.), Butterworth-Heinemann (2000).
- [50] M. Bäker, Finite element simulation of high-speed cutting forces, *J. Mater. Process. Tech.* **176** (1-3) (2006), pp. 117-126

- [51] M. Bäker, Finite Element Simulation of Chip Formation, Shaker Verlag, Aachen (2004).
- [52] J. S. Strenkowski and K. J. Moon, Finite element prediction of chip geometry and tool/workpiece temperature distributions in orthogonal metal cutting, ASME J. Engineering for Industry **112** (1990), pp. 313-318.
- [53] C. R. Liu and Y. B. Guo, Finite element analysis of the effect of sequential cuts and tool-chip friction on residual stresses in a Mach.d layer, Inter. J. of Mechanical Science **42** (2000), pp. 1069-1086.
- [54] G. Shi, X. Deng and C. Shet, A finite element study of the effect of friction in orthogonal metal cutting, Finite Element in Analysis and Design **38** (2002), pp. 863-883.
- [55] T. H. C. Childs, Friction modelling in metal cutting, Wear **260** (3) (2006), pp. 310-318.
- [56] Y. Karpat and T. Özel, Mechanics of high speed cutting with curvilinear edge tools, Inter. J. of Mach. Tools and Manufacture **48** (2) (2008), pp. 195-208
- [57] T. H. C. Childs, Numerical experiments on the influence of material and other variables on plane strain continuous chip formation in metal machining, Inter. J. of Mechanical Science **48** (3) (2006), pp. 307-322
- [58] K. P. Maity and N. S. Das, A class of slipline field solutions for metal-machining with elastic contact. J. Mater. Process. Technol. **79** (1998), pp. 217-223.
- [59] P. Sartkulvanich, F. Koppka and T. Altan, Determination of flow stress for metal cutting simulation - a progress report, J. of Materials Processing Technology **146** (2004), pp. 61-71.
- [60] A. J. Shih, Finite element simulation of orthogonal metal cutting. ASME J. Eng. Ind. **117** (1995), pp. 84-93.
- [61] H. Bil, S. E. Kiliç and A. E. Tekkaya, A comparison of orthogonal cutting data from experiments with three different finite element models, Inter. J. of Mach. Tools and Manufacture **44** (2004), pp. 933-944.
- [62] T. Özel, Influence of friction models on finite element simulations of machining, Inter. J. of Mach. Tools and Manufacture **46** (5) (2006), pp. 518-530.

- [63] L. Filice, F. Micari, S. Rizzuti and D. Umbrello, A critical analysis on the friction modelling in orthogonal machining, *Inter. J. of Mach. Tools and Manufacture* **47** (3-4) (2007), pp. 709-714.
- [64] J. Brocaïl, Analyse expérimentale et numérique du contact à l'interface outil-copeau lors de l'usinage à grandes vitesses des métaux, Thèse doctorale, juin 2009.
- [65] T. H. C. Childs, M. H. Dirikolu, M. D. S. Sammons, K. Maekawa and T. Kitagawa, Experiments on and Finite Element Modeling of turning free-cutting steels at cutting speeds up to 250 m/min, *Proceedings of 1st French and German Conference on High Speed Machining* (1997), pp. 325-331.
- [66] P. J. Arrazola, D. Ugarte and X. Domínguez, A new approach for the friction identification during machining through the use of finite element modelling, *Inter. J. of Mach. Tools and Manufacture* **48** (2) (2008), pp. 173-183.
- [67] Hibbit, Karlsson & Sorenson Inc., 2003, ABAQUS Analysis User's Manual, V6.4.
- [68] A. Moufki, A. Devillez, D. Dudzinski and A. Molinari, Thermo-mechanical modelling of cutting and experimental validation, *Metal Cutting and High Speed Machining*, Kluwer Academic, Darmstadt (2002), pp. 51-67.
- [69] A. Molinari, A. Moufki and D. Dudzinski, Study on behaviour of 42CrMo4 Steel, Final Technical Report, CREAS Ascometal, 1997.
- [70] A. Moufki, A. Devillez, D. Dudzinski and A. Molinari, Thermomechanical modelling of oblique cutting and experimental validation, *Inter. J. of Mach. Tools and Manufacture* **44** (9) (2004), pp. 971-989.
- [71] J. C. Hamann, V. Grolleau and F. Le Maitre, Machinability Improvement of Steels at High Cutting Speeds - Study of Tool/Work Material Interaction, *CIRP Annals - Manufacturing Technology* **45** (1) (1996), pp. 87-92.
- [72] A. Rusinek, R. Zaera, J. R. Klepaczko, R. Cheriguene, Analysis of inertia and scale effects on dynamic neck formation during tension of sheet steel, *Acta Materialia* **53** (20) (2005), pp. 5387-5400.

- [73] A. Molinari and A. Moufki, A new thermomechanical model of cutting applied to turning operations, Part I. Theory, *Inter. J. of Mach. Tools and Manufacture* **45** (2) (2005), pp. 166-180.
- [74] P. J. Arrazola, I. Arriola, M. A. Davies, A. L. Cooke and B. S. Dutterer, The effect of machinability on thermal fields in orthogonal cutting of AN 4140 steel, *CIRP Annals - Manufacturing Technology* **57** (1) (2008), pp. 65-68.
- [75] T. Mabrouki and J. F. Rigal, A contribution to a qualitative understanding of thermo-mechanical effects during chip formation in hard turning, *J. of Mater. Proc. Tech.* **176** (1-3) (2006), pp. 214-221.
- [76] D. Umbrello, L. Filice, S. Rizzuti and F. Micari, On the evaluation of the global heat transfer coefficient in cutting, *Inter. J. of Mach. Tools and Manufacture* **47** (11) (2007), pp. 1738-1743.
- [77] D. G. Bansal and J. L. Streater, A method for obtaining the temperature distribution at the interface of sliding bodies, *Wear* **266** (7-8) (2009), pp. 721-732.
- [78] W. Grzesik and P. Nieslony, A computational approach to evaluate temperature and heat partition in machining with multilayer coated tools, *Inter. J. of Mach. Tools and Manufacture* **43** (2003), pp 1311-1317.
- [79] A. Devillez, S. Lesko and W. Mozer, Cutting tool crater wear measurement with white light interferometry, *Wear* **256** (1-2) (2004), pp. 56-65.
- [80] G. Sutter and A. Molinari, Analysis of the Cutting Force Components and Friction in High Speed Machining, *J. of Manufacturing Science and Engineering* **127** (2005), pp. 245-250.
- [81] G. Sutter, S. Philippon and A. Molinari, An experimental investigation of dry friction for a large range of sliding velocities, *Matériaux & Techniques*, Numéro Hors Serie (december 2004), pp. 1-5.

ANEXO:

Nº	μ	V (m/s)	t_1 (mm)	F_c (N/mm)	F_t (N/mm)	μ_{ap}	N (N/mm)	T (N/mm)	$\bar{\mu}$	$\bar{\tau}_{zp}$ (MPa)	$\bar{\tau}_{zs}$ (MPa)
1	0.0	1	0.1	186	27.0	0.145	166	0.000	0.000	647	0.000
2	0.0	2	0.1	179	29.0	0.162	157	0.000	0.000	647	0.000
3	0.0	4	0.1	175	28.0	0.160	148	0.000	0.000	647	0.000
4	0.0	6	0.1	171	29.0	0.170	145	0.000	0.000	652	0.000
5	0.0	8	0.1	172	28.0	0.163	144	0.000	0.000	652	0.000
6	0.0	10	0.1	172	28.0	0.163	143	0.000	0.000	652	0.000
7	0.0	12	0.1	172	28.5	0.166	143	0.000	0.000	654	0.000
8	0.0	15	0.1	171	30.5	0.178	142	0.000	0.000	655	0.000
9	0.0	30	0.1	170	38.0	0.224	141	0.000	0.000	661	0.000
10	0.0	50	0.1	169	39.0	0.231	142	0.000	0.000	664	0.000
11	0.1	1	0.1	202	44.0	0.218	179	17.9	0.100	642	115
12	0.1	2	0.1	192	45.8	0.238	169	16.9	0.100	641	117
13	0.1	4	0.1	188	43.8	0.233	158	15.8	0.100	641	118
14	0.1	6	0.1	186	45.7	0.245	157	15.7	0.100	644	120
15	0.1	8	0.1	187	45.3	0.242	156	15.7	0.100	647	120
16	0.1	10	0.1	188	47.6	0.254	158	15.8	0.100	647	119
17	0.1	12	0.1	188	47.8	0.255	157	15.7	0.100	648	119
18	0.1	15	0.1	188	47.7	0.254	157	15.7	0.100	650	120
19	0.1	30	0.1	191	47.9	0.251	157	15.7	0.100	655	122
20	0.1	50	0.1	191	47.8	0.251	157	15.7	0.100	658	125
21	0.2	1	0.1	227	64.0	0.282	199	39.9	0.200	615	225
22	0.2	2	0.1	212	64.0	0.303	186	37.1	0.200	624	227
23	0.2	4	0.1	204	65.5	0.322	177	35.3	0.200	632	232
24	0.2	6	0.1	203	66.0	0.326	167	33.3	0.200	638	242
25	0.2	8	0.1	202	65.5	0.324	173	34.7	0.200	647	237
26	0.2	10	0.1	203	65.5	0.323	176	35.2	0.200	647	229
27	0.2	12	0.1	203	66.0	0.325	175	35.1	0.200	647	232
28	0.2	15	0.1	203	66.4	0.328	175	34.9	0.200	647	232
29	0.2	30	0.1	205	66.5	0.325	167	33.5	0.200	658	230
30	0.2	50	0.1	205	66.6	0.326	168	33.6	0.200	661	237
31	0.4	1	0.1	308	132	0.429	292	117	0.400	626	383
32	0.4	2	0.1	271	119	0.439	240	95.9	0.400	629	386
33	0.4	4	0.1	246	112	0.454	213	85.4	0.400	635	398
34	0.4	6	0.1	246	111	0.451	214	85.6	0.400	638	400
35	0.4	8	0.1	241	110	0.456	208	83.3	0.400	644	404
36	0.4	10	0.1	232	104	0.447	199	76.4	0.384	652	398
37	0.4	12	0.1	227	99.0	0.436	195	71.4	0.366	652	393
38	0.4	15	0.1	221	92.5	0.420	188	64.6	0.343	655	386
39	0.4	30	0.1	212	78.5	0.370	172	47.2	0.274	657	360
40	0.4	50	0.1	207	70.5	0.341	175	42.0	0.240	661	341

Nº	μ	V (m/s)	t_1 (mm)	F_c (N/mm)	F_t (N/mm)	μ_{ap}	N (N/mm)	T (N/mm)	$\bar{\mu}$	$\bar{\tau}_{zp}$ (MPa)	$\bar{\tau}_{zs}$ (MPa)
41	0.6	1	0.1	363	222	0.611	339	204	0.600	624	506
42	0.6	2	0.1	339	205	0.605	311	185	0.594	624	523
43	0.6	4	0.1	270	154	0.572	241	134	0.556	635	507
44	0.6	6	0.1	261	134	0.514	225	110	0.488	641	478
45	0.6	8	0.1	247	120	0.484	214	95.4	0.446	647	440
46	0.6	10	0.1	239	109	0.455	205	83.9	0.410	652	419
47	0.6	12	0.1	231	100	0.433	197	74.5	0.378	652	397
48	0.6	15	0.1	224	93.0	0.415	191	67.9	0.356	655	391
49	0.6	30	0.1	214	77.0	0.360	173	48.7	0.282	657	350
50	0.6	50	0.1	209	68.5	0.328	175	36.6	0.209	661	328
51	0.8	1	0.1	437	327	0.747	408	309	0.757	618	562
52	0.8	2	0.1	350	238	0.681	319	217	0.678	621	528
53	0.8	4	0.1	295	176	0.598	265	158	0.598	624	476
54	0.8	6	0.1	264	136	0.514	231	116	0.501	630	449
55	0.8	8	0.1	252	122	0.483	219	100	0.458	640	423
56	0.8	10	0.1	243	112	0.461	211	88.9	0.422	642	391
57	0.8	12	0.1	236	102	0.432	204	81.0	0.397	647	376
58	0.8	15	0.1	230	93.0	0.405	192	69.9	0.364	650	362
59	0.8	30	0.1	215	76.0	0.353	173	49.1	0.283	658	334
60	0.8	50	0.1	212	70.4	0.333	174	42.6	0.245	658	315
61	1.0	1	0.1	478	389	0.812	443	367	0.829	606	517
62	1.0	2	0.1	365	269	0.736	335	249	0.744	612	502
63	1.0	4	0.1	305	210	0.689	272	169	0.623	629	480
64	1.0	6	0.1	268	141	0.526	231	116	0.501	635	454
65	1.0	8	0.1	254	123	0.484	221	104	0.470	641	447
66	1.0	10	0.1	245	111	0.453	213	91.2	0.428	647	402
67	1.0	12	0.1	238	102	0.429	206	82.8	0.402	652	390
68	1.0	15	0.1	228	91.0	0.399	191	69.9	0.366	652	378
69	1.0	30	0.1	217	72.5	0.334	180	52.5	0.292	655	341
70	1.0	50	0.1	212	70.2	0.331	173	44.7	0.259	658	326

Nº	μ	V (m/s)	t_1 (mm)	t_2 (mm)	l_c (mm)	l_p (mm)	l_p / l_c	ϕ (grad)	ϕ_A (grad)	ϕ^* (grad)	T_{max} (K)
1	0.0	1	0.1	0.231	0.163	0.000	0.000	23.4	23.4	21.0	656
2	0.0	2	0.1	0.217	0.155	0.000	0.000	24.7	24.5	22.0	691
3	0.0	4	0.1	0.205	0.147	0.000	0.000	26.0	25.3	23.4	731
4	0.0	6	0.1	0.199	0.142	0.000	0.000	26.7	26.1	24.2	761
5	0.0	8	0.1	0.195	0.141	0.000	0.000	27.1	26.2	24.5	765
6	0.0	10	0.1	0.191	0.142	0.000	0.000	27.6	26.9	24.2	774
7	0.0	12	0.1	0.189	0.137	0.000	0.000	27.9	27.0	24.4	781
8	0.0	15	0.1	0.183	0.136	0.000	0.000	28.7	27.9	25.3	784
9	0.0	30	0.1	0.162	0.128	0.000	0.000	31.7	30.5	28.5	800
10	0.0	50	0.1	0.170	0.129	0.000	0.000	30.5	29.8	27.2	824
11	0.1	1	0.1	0.238	0.194	0.000	0.000	22.8	22.4	20.3	689
12	0.1	2	0.1	0.220	0.180	0.000	0.000	24.5	23.9	21.6	737
13	0.1	4	0.1	0.206	0.173	0.000	0.000	25.9	25.3	22.4	785
14	0.1	6	0.1	0.204	0.169	0.000	0.000	26.2	25.4	23.6	821
15	0.1	8	0.1	0.200	0.168	0.000	0.000	26.6	25.5	22.9	843
16	0.1	10	0.1	0.205	0.168	0.000	0.000	26.0	25.2	22.5	868
17	0.1	12	0.1	0.203	0.168	0.000	0.000	26.2	25.4	22.4	884
18	0.1	15	0.1	0.201	0.168	0.000	0.000	26.4	25.5	22.9	906
19	0.1	30	0.1	0.194	0.168	0.000	0.000	27.2	26.4	23.8	976
20	0.1	50	0.1	0.190	0.163	0.000	0.000	27.7	28.2	25.8	1020
21	0.2	1	0.1	0.265	0.200	0.000	0.000	20.7	19.9	18.1	736
22	0.2	2	0.1	0.234	0.188	0.000	0.000	23.1	22.0	20.0	802
23	0.2	4	0.1	0.217	0.174	0.000	0.000	24.7	24.0	22.1	874
24	0.2	6	0.1	0.201	0.163	0.000	0.000	26.5	25.5	23.4	927
25	0.2	8	0.1	0.204	0.164	0.000	0.000	26.1	25.4	23.2	979
26	0.2	10	0.1	0.216	0.175	0.000	0.000	24.8	23.9	21.9	1028
27	0.2	12	0.1	0.212	0.170	0.000	0.000	25.3	24.2	22.1	1059
28	0.2	15	0.1	0.208	0.170	0.000	0.000	25.7	24.7	22.7	1100
29	0.2	30	0.1	0.194	0.159	0.000	0.000	27.3	26.5	24.4	1189
30	0.2	50	0.1	0.199	0.165	0.000	0.000	26.7	26.0	23.6	1287
31	0.4	1	0.1	0.400	0.341	0.000	0.000	14.0	14.5	12.7	852
32	0.4	2	0.1	0.323	0.278	0.000	0.000	17.2	17.1	15.4	934
33	0.4	4	0.1	0.265	0.238	0.000	0.000	20.7	18.8	17.1	1062
34	0.4	6	0.1	0.262	0.235	0.000	0.000	20.9	20.1	18.5	1150
35	0.4	8	0.1	0.248	0.226	0.000	0.000	22.0	21.0	19.4	1231
36	0.4	10	0.1	0.233	0.217	0.132	0.608	23.2	22.2	19.8	1377
37	0.4	12	0.1	0.227	0.213	0.133	0.625	23.8	22.9	20.6	1417
38	0.4	15	0.1	0.213	0.204	0.128	0.629	25.1	23.9	21.7	1454
39	0.4	30	0.1	0.191	0.184	0.120	0.653	27.6	26.6	24.6	1535
40	0.4	50	0.1	0.191	0.180	0.121	0.673	27.6	26.6	24.5	1584

Nº	μ	V (m/s)	t_1 (mm)	t_2 (mm)	l_c (mm)	l_p (mm)	l_p / l_c	ϕ (grad)	ϕ_A (grad)	ϕ^* (grad)	T_{max} (K)
41	0.6	1	0.1	0.443	0.450	0.000	0.000	12.7	12.3	11.1	947
42	0.6	2	0.1	0.346	0.414	0.025	0.060	16.1	13.3	12.4	1098
43	0.6	4	0.1	0.295	0.306	0.156	0.510	18.7	17.5	16.0	1228
44	0.6	6	0.1	0.269	0.273	0.167	0.613	20.4	18.9	17.2	1306
45	0.6	8	0.1	0.252	0.249	0.157	0.630	21.6	20.1	17.8	1356
46	0.6	10	0.1	0.240	0.235	0.152	0.647	22.6	21.0	18.7	1396
47	0.6	12	0.1	0.230	0.223	0.149	0.668	23.5	21.8	19.6	1431
48	0.6	15	0.1	0.215	0.212	0.142	0.670	24.9	22.8	20.7	1459
49	0.6	30	0.1	0.190	0.187	0.125	0.669	27.8	26.1	24.1	1546
50	0.6	50	0.1	0.191	0.182	0.126	0.693	27.6	26.1	23.9	1598
51	0.8	1	0.1	0.544	0.662	0.150	0.227	10.4	9.70	8.46	1054
52	0.8	2	0.1	0.413	0.465	0.220	0.474	13.6	12.4	11.2	1162
53	0.8	4	0.1	0.320	0.356	0.223	0.626	17.4	16.1	14.4	1281
54	0.8	6	0.1	0.276	0.291	0.189	0.649	19.9	18.4	16.6	1350
55	0.8	8	0.1	0.257	0.267	0.174	0.653	21.3	19.6	17.8	1402
56	0.8	10	0.1	0.245	0.247	0.164	0.663	22.2	20.4	18.4	1448
57	0.8	12	0.1	0.234	0.233	0.156	0.671	23.1	21.0	19.2	1483
58	0.8	15	0.1	0.216	0.219	0.148	0.674	24.8	22.8	20.7	1518
59	0.8	30	0.1	0.200	0.175	0.119	0.678	26.6	25.7	23.6	1551
60	0.8	50	0.1	0.194	0.168	0.107	0.637	27.3	25.4	23.5	1576
61	1.0	1	0.1	0.609	0.721	0.334	0.463	9.32	9.46	8.25	1139
62	1.0	2	0.1	0.437	0.563	0.280	0.497	12.9	12.2	11.0	1198
63	1.0	4	0.1	0.333	0.385	0.242	0.629	16.7	16.0	14.3	1275
64	1.0	6	0.1	0.283	0.306	0.191	0.624	19.5	18.4	16.9	1331
65	1.0	8	0.1	0.260	0.277	0.184	0.663	21.0	19.7	17.7	1379
66	1.0	10	0.1	0.247	0.251	0.169	0.673	22.0	20.5	18.5	1416
67	1.0	12	0.1	0.236	0.236	0.164	0.695	23.0	21.3	19.5	1445
68	1.0	15	0.1	0.219	0.220	0.154	0.702	24.5	23.0	21.1	1476
69	1.0	30	0.1	0.190	0.200	0.142	0.710	27.8	25.1	22.7	1561
70	1.0	50	0.1	0.191	0.191	0.131	0.686	27.6	26.3	24.6	1578