



Universidad
Carlos III de Madrid

TESIS DOCTORAL

Análisis experimental y numérico de la influencia del estado tensional en la deformación de fallo de elementos estructurales de aluminio

Autor:

Marcos Rodríguez Millán

Director/es:

Dr. Ángel Arias Hernández

Dr. José Antonio Rodríguez Martínez

**DEPARTAMENTO DE MECÁNICA DE MEDIOS CONTINUOS Y TEORÍA DE
ESTRUCTURAS**

Leganés, Noviembre 2013

TESIS DOCTORAL

**ANÁLISIS EXPERIMENTAL Y NUMÉRICO DE LA INFLUENCIA
DEL ESTADO TENSIONAL EN LA DEFORMACIÓN DE FALLO
DE ELEMENTOS ESTRUCTURALES DE ALUMINIO**

***Autor:** Marcos Rodríguez Millán*

Directores: Dr. Ángel Arias Hernández

Dr. José Antonio Rodríguez Martínez

Firma del Tribunal Calificador:

Firma

Presidente:

Vocal:

Secretario:

Calificación:

Leganés, 20 de diciembre de 2013

Índice generalⁱ

Resumen	v
Abstract	vii
1 Introducción	1
1.1 Motivación	2
1.2 Objetivos	3
1.3 Metodología	3
1.4 Aportaciones originales	4
1.5 Estructura del documento	4
2 Antecedentes	7
2.1 Introducción	8
2.2 Principales leyes de endurecimiento en metales	8
2.2.1 Formulaciones fenomenológicas o empíricas	8
2.2.2 Formulaciones con base física	11
2.3 Fundamentación teórica de los mecanismos de endurecimiento y ablandamiento	13
2.3.1 Etapas del proceso del endurecimiento	13
2.3.2 Procesos térmicamente activados	15
2.4 Criterios de fallo dúctil de metales	17
2.4.1 Modelo de daño acoplados	20
2.4.2 Modelos de fallo desacoplados	20
2.5 Análisis experimental y numérico del fallo dúctil	23
2.5.1 Probetas sometidas a estados tensionales de tracción	24
2.5.2 Probetas sometidas a estados tensionales de compresión	26
2.5.3 Probetas sometidas a estados tensionales de cortadura	28
2.5.4 Ensayo equi-biaxial: probeta tipo mariposa	29
2.5.5 Ensayos de perforación punch	30
2.5.6 Ensayo con probeta de cortadura modificada	31

ⁱDe acuerdo con la normativa de Mención Internacional de Tesis Doctoral, las conclusiones se redactarán tanto en castellano como en inglés

2.5.7	Ensayos combinados de tracción-torsión	31
2.6	Análisis experimental y numérico del fallo dúctil en procesos de perforación	34
2.6.1	Mecanismos de fallo en procesos de perforación	34
2.6.2	Energía absorbida en perforación	35
2.6.3	Modelos analíticos en procesos de perforación	37
2.6.4	Modelización numérica en procesos de perforación	39
2.7	Aleaciones de aluminio para sistemas de absorción de energía	41
2.7.1	Características generales de las aleaciones de aluminio	43
2.7.2	Aleaciones de aluminio 2024-T351, 5754-H111 y 6082-T6	45
3	Desarrollo de una ley de endurecimiento basada en dislocaciones para metales FCC	51
3.1	Introducción	52
3.2	Formulación de la ley de endurecimiento	52
3.2.1	Tensión interna	52
3.2.2	Tensión efectiva	53
3.3	Validación de la ley de endurecimiento	59
3.4	Aplicación en aleaciones de aluminio: 2024-T351 ,5754-H111 y 6082-T6	64
3.4.1	Caracterización de las aleaciones de aluminio consideradas	65
3.4.2	Calibración de la ley de endurecimiento en las aleaciones de aluminio consideradas	72
4	Análisis experimental y numérico del fallo en aleaciones de aluminio	75
4.1	Introducción	76
4.2	Procedimiento experimental	76
4.2.1	Máquina de ensayos de tracción-torsión	76
4.2.2	Probeta tubular de doble entalla	78
4.2.3	Sistemas de medida de deformación	79
4.2.4	Evaluación de la deformación de fallo en la entalla	81
4.3	Simulaciones numéricas	83
4.3.1	Definición del modelo numérico	83
4.3.2	Validación	83
4.3.3	Evaluación de la triaxialidad, parámetro de Lode y deformación de fallo	84
4.4	Análisis de resultados	87
4.4.1	Estado tensional y deformación de fallo	87
4.4.2	Calibración del criterio de fallo de Bai-Wierzbicki	92

5	Análisis experimental y numérico del fallo en aluminio en condiciones de perforación	95
5.1	Introducción	96
5.2	Procedimiento experimental	96
5.2.1	Dispositivo lanzador	96
5.2.2	Geometría de la placa e impactadores	96
5.2.3	Sistema de medida de velocidad	98
5.2.4	Evaluación de la velocidad residual y límite de perforación	98
5.2.5	Evaluación de la energía absorbida por la placa	101
5.3	Simulaciones numéricas	103
5.3.1	Definición del modelo numérico	103
5.3.2	Validación	107
5.3.3	Evaluación de la triaxialidad, parámetro de Lode y deformación de fallo	109
5.4	Ánalysis de resultados	111
5.4.1	Resultados experimentales	111
5.4.2	Resultados numéricos	121
5.4.3	Estado tensional y deformación de fallo	126
6	Conclusiones y Trabajos Futuros	129
6.1	Conclusiones	130
6.2	Trabajos futuros	133
6.3	Publicaciones	134
7	Conclusions and Future works	135
7.1	Concluding	136
7.2	Future works	139
7.3	Publications	140
A	Anexo: Identificación de los parámetros de la ley de endurecimiento	141
A.1	Identificación de parámetros	141
A.2	Análisis de sensibilidad en la formulación de la tensión interna	143
A.3	Análisis de sensibilidad en la formulación de la tensión efectiva	143
B	Anexo: Modelo de integración	147
	Bibliografía	149

Resumen

El diseño de componentes estructurales cuya misión es absorber energía en choques de baja y media velocidad (*crashworthiness*) es un área de gran relevancia en ingeniería (*industria automovilística y aeronáutica*) debido al incremento de los requerimientos de seguridad y fiabilidad de las estructuras de vehículos y aeronaves. La creciente aplicación de nuevos componentes estructurales más ligeros para reducir el consumo de combustible manteniendo la capacidad de absorción de energía, hace necesario optimizar su diseño utilizando, cada vez con mayor insistencia, herramientas numéricas que reduzcan el coste de los ensayos experimentales sobre prototipos completos. Para una correcta predicción del comportamiento completo (hasta rotura) del componente estructural metálico deben incluirse criterios de fallo que consideren la influencia del estado tensional. El objetivo principal de esta Tesis Doctoral ha sido investigar el efecto combinado de la triaxialidad y del parámetro de Lode sobre el comportamiento de metales en condiciones de fallo. A continuación, se recogen los objetivos específicos planteados:

- Desarrollo de una ley de endurecimiento con fundamentación física y amplio intervalo de aplicación (velocidad de deformación y temperatura).
- Desarrollo de un procedimiento experimental de obtención de la deformación de fallo en metales para diferentes valores del estado tensional.
- Aplicación de un criterio de fallo que recoja la influencia del estado tensional (triaxialidad y parámetro de Lode) y que permita predecir el comportamiento en condiciones de fallo.
- Análisis experimental y numérico del comportamiento de elementos estructurales para absorción de energía y protección frente a impacto en problemas de perforación.

Para alcanzar los objetivos anteriores se han llevado a cabo las siguientes actividades:

- Formulación e implementación de una ley de endurecimiento con fundamentación física basada en dislocaciones y aplicable a metales FCC.
- Desarrollo de una metodología de ensayos combinados de tracción-torsión en probetas tubulares de doble entalla.
- Calibración del criterio de fallo de Bai y Wierzbicki (dependiente de la triaxialidad y del parámetro de Lode) a partir de los resultados obtenidos en los ensayos de tracción-torsión combinada.
- Realización de ensayos de perforación sobre metales utilizando diferentes formas de impactador (cónico, hemisférico y plano) que dan lugar a distintos modos de fallo del componente estructural.
- Desarrollo de simulaciones numéricas del proceso de perforación que permitan conocer la influencia de la triaxialidad y del parámetro de Lode en la deformación de fallo.

Los estudios se han llevado a cabo sobre las aleaciones de aluminio: 2024-T351, 5754-H111 y 6082-T6, que son habitualmente empleadas en la industria aeronáutica y de automoción. El conocimiento del comportamiento mecánico asociado al estado tensional (triaxialidad y parámetro de Lode) debe dar lugar a nuevos modelos numéricos, que incorporen adecuados criterios de fallo de los elementos estructurales de absorción de energía y protección frente a perforación e impacto. Los resultados proporcionarán herramientas para análisis y la simulación de prototipos físicos y virtuales de alto interés para la industria automovilística y aeronáutica.

Abstract

Design and optimization of structures considered for energy absorption during low and intermediate velocity impacts (*crashworthiness*), such as those taking place in traffic or railway accidents, is a principal topic in engineering science due to the increasing requests of safety and reliability for the structures in vehicles and aircrafts. In order to achieve an important reduction of the fuel consumption and the air pollution, lighter vehicle structures are used. The need to keep at the same time, or even improve, their energy absorption capacity encourages the use of numerical simulation tools for optimization design and reduced design costs of the prototypes. For a reliable prediction of the behaviour of the structural element and of its energy absorption capacity until breakage, the numerical tools have to consider a failure criteria for the material. The main goal has been to examine the effect of triaxiality and Lode parameter on metal behaviour at failure. The specific objectives of this doctoral Thesis have been the following:

- Development of a physical-based flow stress model within wide range of application (strain rate and temperature).
- Development of an experimental procedure in order to obtain the failure strain in metals for different values of the stress state.
- Application of failure criterion which considers the influence of the stress state (triaxiality and Lode parameter) and it can predict the behaviour under failure conditions .
- Experimental and numerical analysis of the behaviour of structural elements for energy absorption, protection and perforation problems.

In order to achieve the previous objectives, the following tasks have been developed:

- Formulation and implementation of flow stress model with physical foundation based in dislocations and applicable to metals FCC.
- Development of a empirical methodology for combined tension-torsion tests on circumferentially double notched tube specimens.
- Calibration of Bai and Wierzbicki failure criterion (triaxiality and Lode parameter) as from the results obtained in combined tension-torsion tests.
- Implementation of perforation tests on metals with different nose shape of projectile (conical, hemispheric and blunt) that cause several modes of failure of the structural component.
- Development of numerical simulations on the perforation process and analysis of influence of triaxiality and Lode parameter on failure strain.

The studies of this doctoral Thesis have been carried out on AA 2024-T351, AA 5754-H111 y AA 6082-T6, structural alloys commonly used in the aerospace and automotive industry. The knowledge of these mechanisms will lead to the development of damage models that could be implemented in finite

element commercial codes, allowing predicting the mechanical behaviour of structural elements for impact protection and energy absorption. The results will provide tools for the analysis and simulation of virtual prototypes, of high interest for the automotive and aeronautic industries.

1

Introducción

La creciente aplicación de elementos estructurales de aluminio para reducir el consumo de combustible y mantener la capacidad de absorción de energía hace necesario optimizar su diseño utilizando herramientas numéricas. Para una correcta predicción del comportamiento en condiciones de fallo debe considerarse la influencia del estado tensional.

La investigación llevada a cabo en esta Tesis Doctoral analiza el efecto de la triaxialidad y del parámetro de Lode sobre el comportamiento en condiciones de fallo de aleaciones de aluminio.

Este capítulo introductorio recoge: la motivación, los objetivos planteados, la metodología llevada a cabo para su consecución, los principales aportaciones realizadas y por último, la estructura de los capítulos de la Tesis Doctoral.

1.1 Motivación

La definición completa del comportamiento de un metal que permita evaluar su capacidad de absorción de energía requiere incluir la predicción de la deformación de fallo. El análisis del comportamiento de estructuras para absorción de energía “*crashworthiness*” es un estudio complejo ya que debe considerar la influencia de grandes deformaciones, efectos inerciales y alta velocidad de deformación. Por ello, una adecuada modelización del problema requiere de leyes de comportamiento de material complejas y criterios de fallo representativos en las condiciones extremas a las que se somete el componente.

Tradicionalmente, se han utilizado criterios de fallo basados en la dependencia de la deformación de fractura con la triaxialidad. Los primeros estudios de fallo dúctil ponían de manifiesto que la ductilidad en metales estaba influenciada por el estado tensional, definido por el parámetro de la triaxialidad (1–5). Recientemente, algunas investigaciones (6–10; 10–14) han evidenciado que el estado tensional, definido únicamente por el parámetro de la triaxialidad, no es suficiente para caracterizar el fallo dúctil. En este sentido, estas investigaciones han demostrado que el parámetro de Lode, asociado al tercer invariante del tensor desviador de tensiones, es un parámetro esencial para analizar correctamente la influencia del estado tensional en el fallo dúctil. Su influencia es objeto de controversia: algunos investigadores han demostrado que la deformación equivalente de fallo decrece de manera monótona cuando aumenta la triaxialidad, ejemplos de estos materiales son el acero 1045 (13) -ver Figura 1.1b)- y el AA 5083-H116 (15). Sin embargo, en otros metales, la deformación equivalente de fallo no es monótonamente decreciente con la triaxialidad, sino que para valores bajos de triaxialidad ($0 < \eta < 0,4$), la deformación equivalente de fallo crece con la triaxialidad, ejemplos de estos materiales son el AA 2024-T351 (16) o el acero DP600 (17) -ver Figura 1.1a)-. De este modo, hasta la actualidad, no se ha explicado suficientemente la dependencia de la deformación equivalente de fallo con la triaxialidad y el parámetro de Lode.

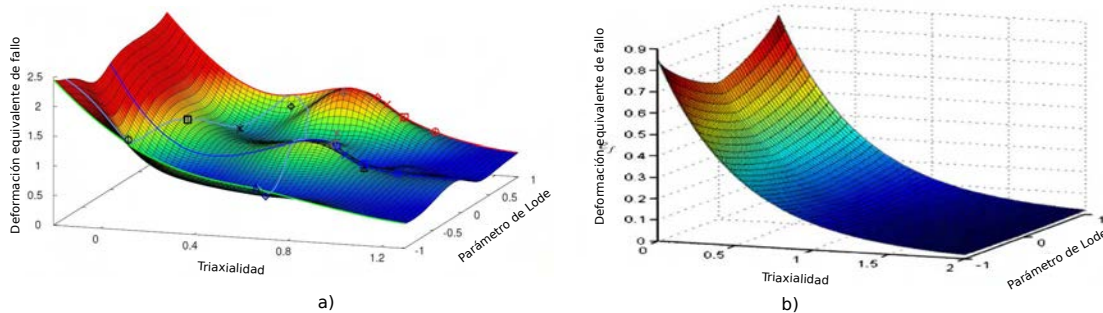


Figura 1.1: Representación tridimensional de la deformación equivalente de fallo dependiente de la triaxialidad y del parámetro de Lode: a) acero DP600, material con una alta dependencia del la presión hidrostática y del parámetro de Lode (17) y b) acero 1045, material con baja dependencia del parámetro de Lode (13)

Numerosos investigadores han intentado dar respuesta a los requerimientos que surgen en la construcción de estructuras para la absorción de energía en problemas dinámicos de perforación. Sus estudios se han enfocado en la mejora que supone el empleo de materiales con elevadas propiedades específicas como las aleaciones de aluminio frente a las aleaciones de acero tradicionalmente usadas (18–23). Para ello, la utilización de modelos predictivos en el análisis de problemas de impacto precisa de la definición adecuada de la deformación de fallo en las condiciones (estado tensional) en la que ésta se produce. Se debe tener en cuenta que la forma del impactador cambia de modo importante el modo de fallo y el estado tensional asociado. En este sentido, destacan los trabajos de Borvik *et al.* (24–30) y Gupta *et al.* (31–37) relativos al estudio de perforación de placas de aleaciones de aluminio impactadas con diferentes tipologías de impactadores no deformables. Sus estudios se han centrado en proporcionar una correcta

descripción del comportamiento termo-viscoplástico del material y en la determinación de los mecanismos de fallo asociados al proceso de absorción de energía durante la perforación (38). Estos trabajos recogen la dependencia de la energía de perforación absorbida con: la geometría del extremo del proyectil (39–44); la resistencia, ductilidad, la capacidad de endurecimiento por deformación y la sensibilidad a la velocidad de deformación del proyectil y placa (40; 41; 45; 46); el espesor de la placa (26; 40); y las condiciones de contorno (41; 47–49). En cambio, no se han encontrado publicaciones que lleven a cabo un análisis de la influencia conjunta de la triaxialidad, el parámetro de Lode y la deformación de fallo en problemas de perforación.

1.2 Objetivos

La investigación llevada a cabo en la presente Tesis Doctoral plantea como objetivo avanzar en el conocimiento en la correcta predicción del comportamiento completo (hasta rotura) del componente estructural metálico que permita evaluar su capacidad de absorción de energía. Para la consecución de este objetivo de carácter general se han planteado los siguientes objetivos específicos:

- Desarrollo de una ley de endurecimiento con fundamentación física y amplio intervalo de aplicación (velocidad de deformación y temperatura).
- Desarrollo de un procedimiento experimental de obtención de la deformación de fallo en metales para diferentes valores de estado tensional.
- Aplicación de un criterio de fallo que recoja la influencia del campo tensional (triaxialidad y parámetro de Lode) y permita predecir el comportamiento en condiciones de fallo.
- Análisis experimental y numérico del comportamiento de elementos estructurales para absorción de energía y protección frente a impacto en problemas de perforación.

1.3 Metodología

La metodología desarrollada en esta Tesis Doctoral ha implicado la realización de las siguientes actividades:

- Formulación e implementación de una ley de endurecimiento con fundamentación física basada en dislocaciones y aplicable a metales FCC.
- Desarrollo de una metodología de ensayos combinados de tracción-torsión en probetas tubulares de doble entalla.
- Calibración del criterio de fallo de Bai y Wierzbicki (dependiente de la triaxialidad y del parámetro de Lode) a partir de los resultados obtenidos en los ensayos de tracción-torsión combinada.
- Realización de ensayos de perforación en metales con diferentes formas de impactador (cónico, hemisférico y plano) que den lugar a distintos modos de fallo del componente estructural.
- Desarrollo de simulaciones numéricas del proceso de perforación que permitan conocer la influencia de la triaxialidad y del parámetro de Lode en la deformación de fallo.

1.4 Aportaciones originales

Las contribuciones originales llevadas a cabo en esta Tesis Doctoral han sido:

- Proposición y validación de una nueva ley de endurecimiento desarrollada para materiales metálicos FCC que describe correctamente todas las dependencias del flujo de tensiones (deformación, temperatura y velocidad de deformación).
- Implementación de un nuevo procedimiento de calibración de leyes de endurecimiento para materiales FCC. Aplicación al OFHC Cobre y a las aleaciones de aluminio 2024-T351, 5754-H111 y 6082-T6.
- Implementación de un nuevo procedimiento de calibración del criterio de fallo desarrollado por Bai y Wierzbicki (13) para las aleaciones consideradas. Mediante los ensayos de tracción-torsión combinada en probetas tubulares de doble entalla se obtienen valores de triaxialidad ($0 < \eta \leq 1,2$) y de parámetro de Lode ($-1 < \mu \leq 0$).
- La deformación de fallo de las aleaciones de aluminio 5754-H111 y 2024-T351 depende de la triaxialidad y del parámetro de Lode. Sin embargo, la AA 6082-T6, la deformación de fallo está únicamente influenciada por la triaxialidad.
- Desarrollo de un nuevo procedimiento de análisis numérico del proceso de perforación de placas impactadas con diferentes impactadores mediante un mallado mixto lagrangiano-conversión SPH. El modelo numérico desarrollado permite evaluar y cuantificar adecuadamente la disipación de energía correspondiente a los mecanismos locales y globales del proceso de perforación.

1.5 Estructura del documento

La Tesis Doctoral desarrollada se estructura en siete capítulos, la bibliografía usada a lo largo del proyecto y dos apéndices. El presente capítulo, *Capítulo 1*, es la introducción.

En el *Capítulo 2* presenta los antecedentes existentes en la literatura científica, relativos a la fundamentación del comportamiento de metales en condiciones de fallo, las metodologías experimentales empleadas para la obtención de deformaciones de fallo y las técnicas numéricas utilizadas en su análisis.

En el *Capítulo 3* se ha desarrollado una ley de endurecimiento basada en las dislocaciones con aplicación a metales FCC y se han obtenido las constantes de la ley de endurecimiento para las aleaciones de aluminio consideradas.

El *Capítulo 4* desarrolla el procedimiento experimental de ensayos tracción-torsión combinados. Para ello, y haciendo uso de metodologías experimentales y numéricas, se analiza el fallo dúctil de las aleaciones de aluminio 2024-T351, 5754-H111 y 6082-T6 en un intervalo de valores de triaxialidad ($0 < \eta \leq 1,2$) y de parámetro de Lode ($-1 < \mu \leq 0$).

En el *Capítulo 5* se presenta el análisis experimental y numérico del proceso de perforación de aleaciones de aluminio 2024-T351, 5754-H111 y 6082-T6. Se han considerado placas de aluminio de 4 mm de espesor sometidas a perforación de proyectiles con forma de punta cónica, hemisférica y plana en un

intervalo de velocidades de impacto desde 50 *m/s* hasta 200 *m/s*.

En el *Capítulo 6* se presentan las principales conclusiones y trabajos futuros en esta línea de investigación.

El *Capítulo 7* se corresponde a la traducción al inglés de las conclusiones de acuerdo con los requisitos establecidos para la obtención de la Mención Internacional de la Tesis Doctoral.

Adicionalmente, se adjuntan los apéndices A y B donde se presenta información complementaria correspondiente a la ley de endurecimiento y al modelo de integración.

Finalmente, se incluye la bibliografía empleada.

2

ANTECEDENTES

El Capítulo 2 presenta los antecedentes existentes en la literatura científica, relativos a la fundamentación del comportamiento de metales en condiciones de fallo, las metodologías experimentales empleadas para la obtención de deformaciones de fallo y las técnicas numéricas utilizadas en su análisis.

El problema de perforación de metales presenta gran interés para analizar la influencia de las condiciones de fallo en el comportamiento del material. Al objeto de desarrollar posteriormente el avance del conocimiento en esta materia, en este capítulo se recoge el estado del arte correspondiente al problema de impacto de un proyectil rígido sobre placa metálica, tanto desde un punto de vista experimental como numérico.

El estado del conocimiento, relativo a los aspectos anteriores, se particulariza en el comportamiento de las aleaciones de aluminio 2024-T351, 5757-H111 y 6082-T6.

2.1 Introducción

El diseño de estructuras cuya misión es absorber energía en choques a baja y media velocidad (*crash-worthiness*), así como otras dedicadas a la protección contra impactos de alta velocidad, requiere abordar diferentes problemas de gran relevancia científica y tecnológica. En primer lugar, los fenómenos que deben considerarse durante la simulación de este tipo de problemas incluyen grandes desplazamientos, efectos inerciales, cambios de condiciones de contorno durante el proceso de deformación, generación de calor por deformación plástica, y requieren de leyes de comportamiento de material complejas. En segundo lugar, para avanzar en predicción del comportamiento hasta el fallo de componentes estructurales mecánicas que permitan evaluar la capacidad de absorción de energía es necesario el desarrollo de modelos de fallo dúctil capaces de reproducir la deformación de fallo en un amplio rango de valores del estado tensional.

2.2 Principales leyes de endurecimiento en metales

En las últimas décadas, el comportamiento mecánico de metales ha sido objeto de un intensivo estudio debido a su importancia en el análisis de los procesos de carga (22; 50–56). Los trabajos pioneros de Taylor (57) y Orowan (58), entre otros, estudiaron el comportamiento mecánico de metales en términos de la teoría de dislocaciones. Los mecanismos de endurecimiento y ablandamiento están significativamente influenciados por varios factores, tales como la sensibilidad a la deformación $\theta = \partial\sigma/\partial\epsilon_p |_{\dot{\epsilon}_p, T}$, la sensibilidad a la velocidad de deformación $m = \partial\sigma/\partial \log(\dot{\epsilon}_p) |_{\epsilon_p, T}$ y sensibilidad a la temperatura $\nu = \partial\sigma/\partial T |_{\epsilon_p, \dot{\epsilon}_p}$. Como es conocido, el flujo plástico decrece con el incremento de temperatura y aumenta con la velocidad de deformación. El decremento es debido a que bajas velocidades de deformación y altas temperaturas proporcionan mayor tiempo para la acumulación de energía y mayor movilidad para la nucleación y crecimiento de los granos dinámicamente recrystalizados y su aniquilación, reduciendo el flujo plástico (59). Más tarde, las investigaciones de Perzyna (60), Campbell y Fergusson (61) y Kocks *et al.* (62) permitieron una mejor comprensión del comportamiento mecánico de los metales. Desde mediados del siglo XX, se ha continuado investigando los mecanismos de deformación plástica de metales (55; 63–72).

Particularmente, se ha llevado a cabo una intensa actividad en el campo de la plasticidad dinámica. Generalmente, una ley de endurecimiento debería ser capaz de describir correctamente la dependencia de la velocidad de deformación, de la temperatura, del histórico de deformaciones y velocidad de deformación o del endurecimiento por deformación. Sin embargo, una consideración completa de todos estos fenómenos en una ley de endurecimiento es una tarea compleja. Es por ello, que se establecen hipótesis y simplificaciones en la proposición de leyes de endurecimiento (73). Actualmente, aún se siguen desarrollando y extendiendo leyes de endurecimiento que realicen adecuadas predicciones para un amplio intervalo de velocidades de deformación y temperaturas.

Las leyes de endurecimiento se pueden clasificar en dos categorías (59; 74): fenomenológicas y con base física, que se recogen a continuación.

2.2.1 Formulaciones fenomenológicas o empíricas

Las formulaciones fenomenológicas proporcionan una definición del flujo plástico basado en observaciones empíricas, y consisten en expresiones matemáticas que se ajustan a datos experimentales. Las características más destacables son su reducido número de constantes y su relativa facilidad para la calibración (4; 75–78). Sin embargo, debido a sus características empíricas, son habitualmente usadas en reducidos

campos de aplicación (tienen una limitación en intervalos de velocidad de deformación y temperatura) y exhiben poca flexibilidad (su formulación está restringida para un determinado material). A continuación se recogen los modelos más representativos comúnmente utilizados:

2.2.1.1 Ley de endurecimiento de Cowper y Symonds, 1952

Cowper y Symonds (75) analizaron el comportamiento plástico de metales en barras cilíndricas sometidas a cargas dinámicas, proponiendo la ecuación 2.1.

$$\bar{\sigma} = \sigma_0 \left(1 + \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^n \right) \quad (2.1)$$

donde σ_0 es el límite elástico en un ensayo de tracción estática uniaxial y $\dot{\epsilon}_0$ y n son la velocidad de deformación de referencia y el coeficiente de endurecimiento. Este modelo es de origen empírico y se empleó originariamente para el análisis de estructuras sometidas a choque en las que el efecto viscoso es predominante.

2.2.1.2 Ley de endurecimiento de Johnson – Cook, 1985

La ley termoviscoplastico de Johnson-Cook (4) reproduce el comportamiento de los materiales sujetos a grandes deformaciones, altas temperaturas y altas velocidades de deformación. Es un modelo que ha sido empleado recientemente en numerosos estudios de análisis numérico de procesos dinámicos (19; 24; 25; 35; 36; 43; 79). La formulación de este modelo se expresa en la ecuación 2.2, mediante tres términos desacoplados donde el primero de ellos define la dependencia del endurecimiento por deformación, el segundo la sensibilidad de la deformación y el tercero la sensibilidad de la temperatura:

$$\bar{\sigma}(\bar{\epsilon}^p, \dot{\epsilon}^p, \Theta) = [A + B(\bar{\epsilon}^p)^n] \left[1 + C \ln\left(\frac{\dot{\epsilon}^p}{\dot{\epsilon}_0}\right) \right] (1 - \Theta^m) \quad (2.2)$$

donde A es límite elástico obtenido en condiciones cuasiestáticas para un valor de $\dot{\epsilon}^p = \dot{\epsilon}_0$ de referencia y temperatura T constante, B es el modulo de endurecimiento por deformación, n el coeficiente de endurecimiento (constante), C define la sensibilidad a la velocidad de formación y m la sensibilidad a la temperatura y Θ la temperatura adimensional dada por :

$$\Theta = \frac{T - T_0}{T_m - T_0} \quad (2.3)$$

donde T es la temperatura en un instante, T_0 es la temperatura inicial y T_m la temperatura de fusión. Tal y como se expresa en el trabajo de (80), T_0 debe ser elegido como la menor temperatura de interés o la menor temperatura para la que existen datos experimentales disponibles.

Es preciso realizar algunas observaciones sobre la ley JC:

- La Ley de Johnson-Cook es una aproximación fenomenológica y no considera el carácter aditivo de la ley de flujo en relación a la influencia de los procesos térmicamente activados y la dinámica de dislocaciones. Por lo tanto, el modelo obvia esta fundamentación, asumida en otros trabajos como los de Seeger(63), Klepazcko(81) y Kocks(62).

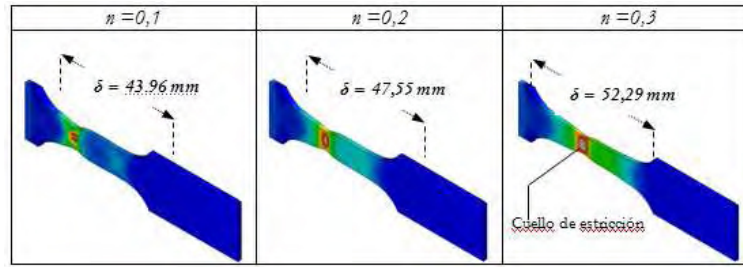


Figura 2.1: Predicciones numéricas de deformación para el acero ferrítico DH-36 sometido a tracción dinámica ($V_0 = 100 \text{ m/s}$) para diferentes exponentes de endurecimiento

- El endurecimiento por deformación es definido a través de una ley potencial, modelo de Swift (82), que no tiene en cuenta el efecto de la temperatura y de la velocidad de deformación ya que tanto el módulo como el coeficiente de endurecimiento n son considerados constantes. Esta consideración es contraria a las observaciones experimentales realizadas sobre metales y recogidas en diferentes publicaciones (83–85). Este hecho es considerablemente importante especialmente en problemas dinámicos susceptibles de presentar inestabilidad plástica (85–90).
- La importancia de la correcta determinación del coeficiente de endurecimiento, puede apreciarse aplicando la condición de inestabilidad de estricción (91; 92), $d\bar{\sigma}/d\bar{\epsilon}_p = \bar{\sigma}$, dependiente del coeficiente de endurecimiento e igual a su valor para la ley potencial de Swift. Igualmente, la condición de saturación del endurecimiento por deformación $d\bar{\sigma}/d\bar{\epsilon}_p = 0$, que define la localización de deformaciones plásticas cuando la velocidad de propagación de estas ondas es nula ($C_p = 0$) es altamente dependiente del coeficiente de endurecimiento (87). Así, el aumento del endurecimiento por deformación retrasa la aparición de inestabilidades incrementando la ductilidad del material -Figura 2.1-. En cuanto a la influencia del módulo de plasticidad B , su aumento se traduce en un incremento de la ductilidad del material para valores de deformación plástica inferiores a los de estricción -necking- o un decremento para valores superiores. Un análisis completo de la influencia coeficiente de endurecimiento y del módulo de plasticidad sobre la aparición de inestabilidades plásticas en el ensayo de tracción dinámica en aceros ferríticos ha sido publicado en trabajos recientes (93; 94).
- El modelo presenta una sensibilidad $m = (\partial\bar{\sigma}/\partial \log \dot{\bar{\epsilon}}_p)$ a la velocidad de deformación de tipo lineal, lo cual es contrario a las evidencias experimentales que muestran que los materiales metálicos, en general, presentan una sensibilidad a la velocidad de deformación no lineal (95).

2.2.1.3 Ley de endurecimiento de El-Magd, 1994

La ley de endurecimiento fenomenológico desarrollada por El-Magd (78) es una ley que desacopla el efecto de la velocidad de deformación y el de la temperatura como se muestra en la ecuación,

$$\bar{\sigma} = f(\bar{\epsilon}^p, \dot{\bar{\epsilon}}^p) \cdot g(T) \quad (2.4)$$

donde

$$f(\bar{\epsilon}^p, \dot{\bar{\epsilon}}^p) = K(\bar{\epsilon}^p)^n + \eta\dot{\bar{\epsilon}}^p$$

$$g(T) = e^{\frac{-\beta(T-T_0)}{T_m}}$$

El endurecimiento por deformación puede describirse mediante una ley potencial y la influencia de la velocidad de deformación mediante una ley lineal. La influencia de la temperatura puede expresarse con una ley exponencial. De manera que T , T_0 y T_m representan la temperatura del ensayo, la temperatura de referencia y la temperatura de fusión respectivamente.

2.2.2 Formulaciones con base física

Las formulaciones con base física tienen en cuenta aspectos físicos del comportamiento del material. La mayoría de ellos surgen de la teoría de la termodinámica, de la cinemática de las dislocaciones y del movimiento térmicamente activado de las dislocaciones (56; 59; 93; 96–105). Comparadas con las descripciones puramente fenomenológicas, las formulaciones con base física suelen tener un mayor número de constantes del material involucradas en sus ecuaciones y la determinación de las mismas es posible asumiendo que se cumplen ciertas condiciones físicamente posibles. Sin embargo, las formulaciones con sentido físico permiten una descripción del comportamiento de los materiales mucho más precisa bajo condiciones de carga en un rango muy amplio. Además, este tipo de formulaciones permite una buena descripción de los efectos históricos de la velocidad de deformación y temperatura (*estructuralmente dependiente*) (81; 106; 107). Cabe destacar que para entender los mecanismos de fallo dinámico se requieren de este tipo de modelos constitutivos (108). Debido a la flexibilidad que poseen los modelos con fundamentación física de los materiales son cada vez más interesantes en aplicaciones de ingeniería, como el mecanizado de alta velocidad, perforación, explosiones y *crashworthiness* (95); ya que en dichos procesos, el material se encuentra sometido a una amplia variedad de velocidades de deformación y temperaturas, así como a grandes deformaciones que no aparecen en otros procesos de la industria.

2.2.2.1 Ley de endurecimiento de Zerilli – Armstrong, 1987

Zerilli y Armstrong propusieron una versión mejorada del modelo J-C teniendo en cuenta consideraciones teóricas acerca de los mecanismos que rigen el movimiento de las dislocaciones, y distinguiendo entre los metales BCC y FCC (96). Además, la ley de endurecimiento tiene en cuenta la mayor dependencia de la tensión de fluencia con la velocidad de deformación y la temperatura en el caso de los metales BCC comparados con los metales FCC. El efecto del endurecimiento al aumentar la velocidad de deformación o el “ablandamiento” al aumentar la temperatura, junto con el tamaño de grano es tenido en cuenta. Así, Zerilli y Armstrong propusieron en 1987 una relación constitutiva basada en la mecánica de las dislocaciones para el comportamiento dinámico de los materiales. Los efectos de endurecimiento por deformación, velocidad de deformación y ablandamiento térmicos son incorporados en una relación constitutiva basada en los análisis de activación térmica. La expresión explícita de la ley de endurecimiento para materiales con estructura cubica centrada en el cuerpo (BCC) de este modelo se expresa en la ecuación 2.5:

$$\bar{\sigma}(\bar{\epsilon}^p, \dot{\bar{\epsilon}}^p, T) = C_0 + B_0 e^{(\beta_0 - \beta_1 \ln \dot{\bar{\epsilon}}^p) T} + K \bar{\epsilon}^n \quad (2.5)$$

Donde $\bar{\epsilon}$ es la deformación equivalente, $\dot{\bar{\epsilon}}$ es la velocidad de deformación y T la temperatura absoluta. C_0 , B_0 , β_0 , β_1 , K y n son constantes del material.

La expresión explícita para de la ley de endurecimiento para materiales con estructura centrada en las caras (FCC) de este modelo se expresa en la ecuación :

$$\bar{\sigma}(\bar{\epsilon}^p, \dot{\bar{\epsilon}}^p, T) = C_0 + A \bar{\epsilon}^n e^{(\alpha_0 - \alpha_1 \ln \dot{\bar{\epsilon}}^p) T} + K \bar{\epsilon}^n \quad (2.6)$$

Donde $\bar{\epsilon}$ es la deformación equivalente, $\dot{\bar{\epsilon}}$ es la velocidad de deformación y T la temperatura absoluta. C_0 , A , α_0 , α_1 , K y n son constantes del material.

2.2.2.2 Ley de endurecimiento Voyiadjis y Abed, 2005

Voyiadjis y Abed (100) desarrollaron una ley de endurecimiento para materiales BCC como el hierro, tantalio, niobio y vanadio, los cuales muestran una fuerte dependencia del límite elástico con la velocidad de deformación y temperatura, mientras que el endurecimiento por deformación está fuertemente influenciado por la temperatura. El flujo tensional para materiales BCC puede ser calculado a través de las siguientes expresiones, ecuaciones 2.7-2.8:

$$\bar{\sigma} = Y_a + \bar{B} (1 - \exp(-\kappa_a \varepsilon_p))^{(1/2)} + \hat{\sigma} \left[1 - \left(\beta_1 (\varepsilon_p) T - \beta_2 T \ln \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_{po}^i} \right)^{1/q} \right]^{1/p} \quad (2.7)$$

y

$$\bar{\sigma} = Y_a + B \varepsilon_p^n + \hat{\sigma} \left[1 - \left(\beta_1 (\varepsilon_p) T - \beta_2 T \ln \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_{po}^i} \right)^{1/q} \right]^{1/p} \quad (2.8)$$

donde Y_a es una tensión relacionada con el vector de Burgers y con la contribución de la tensión atérmica. \bar{B} es un parámetro del endurecimiento función del vector de Burgers y κ_a que es el factor de aniquilación de dislocaciones. $\hat{\sigma}$ es una tensión relacionada con el vector de Burgers y la energía de activación. β_i son expresiones relacionadas con la energía libre de Gibbs y el factor de aniquilación de dislocaciones. $\dot{\varepsilon}_{po}^i$ representa la velocidad de deformación de referencia en la etapa inicial relacionada con las dislocaciones móviles iniciales. q y p son constantes del material.

Para materiales FCC como el cobre y el aluminio, los mecanismos del análisis de activación térmica son dominados y controlados por la aparición y evolución de la microestructura heterogénea de dislocaciones (móviles) así como por las interacciones de rango largo entre dislocaciones ("bosques"). El incremento del límite elástico con una disminución en la temperatura es altamente dependiente del endurecimiento por deformación. El flujo tensional para materiales FCC puede ser calculado a través de la ecuación 2.9.

$$\bar{\sigma} = Y_a + \left(\hat{Y}_d + \hat{B} (1 - \exp(-\kappa_a \varepsilon_p))^{(1/2)} \right) \cdot \left[1 - \left(\beta_1 (\varepsilon_p) T - \beta_2 T \ln \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_{po}^i} \right)^{1/q} \right]^{1/p} \quad (2.9)$$

donde \hat{B} es el parámetro de endurecimiento dependiente del vector de Burgers, la densidad de dislocaciones del "bosque" y el factor de aniquilación de dislocaciones. \hat{Y}_d es la componente de tensión viscosa dependiente de la densidad de dislocaciones del "bosque" inicial.

2.2.2.3 Ley de endurecimiento Nemat-Nasser, 2003

El modelo de Nemat-Nasser (80) para materiales FCC tiene en cuenta el efecto de la acumulación de dislocaciones y el efecto de los obstáculos de largo alcance. La ley de endurecimiento desarrollada por Nemat-Nasser se expresa en la ecuación 2.10.

$$\bar{\sigma} = \sigma_0 \cdot \left(1 + a(T) \varepsilon_p^{(1/2)} \right) \cdot \left\langle 1 - \left[-\frac{kT}{G_0} \left(\ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right) + \ln \left(1 + a(T) \varepsilon_p^{(1/2)} \right) \right) \right]^{(1/q)} \right\rangle^{(1/p)} + \sigma_a^0 \cdot \varepsilon_p^{n_1} \quad (2.10)$$

donde σ_0 es una tensión dependiente del vector de Burgers, del perfil del obstáculo, de la energía libre de Gibbs y de la longitud inicial de existente entre dislocaciones. $a(T)$ es una función de la temperatura y de la separación inicial entre dislocaciones. σ_a^0 es la tensión atermal inicial.

2.3 Fundamentación teórica de los mecanismos de endurecimiento y ablandamiento en metales

En el análisis de los mecanismos de endurecimiento y ablandamiento, numerosos investigadores han realizado extensos trabajos debido a la importancia de analizar el comportamiento mecánico en metales (22; 50–56). Los mecanismos de endurecimiento y ablandamiento están significativamente influenciados por varios factores tales como la deformación, la velocidad de deformación y la temperatura. Las principales ideas en las que se basan los efectos de ambos procesos son:

- El endurecimiento por deformación es causado por la acumulación de dislocaciones (109).
- El ablandamiento por deformación es causado por la aniquilación de dislocaciones (109). Este proceso, conocido como “*recuperación dinámica*”, se caracteriza por la fuerte disminución de la temperatura y velocidad de deformación en el endurecimiento a grandes deformaciones (70).

2.3.1 Etapas del proceso del endurecimiento

Debido a la combinación del efecto de los mecanismos de endurecimiento por deformación y ablandamiento térmicamente activado, el proceso de deformación se puede dividir en diferentes etapas de endurecimiento (70):

- **Etapa I:** *Endurecimiento por deformación*. Es altamente dependiente de la orientación del cristal (70), se suele asumir que únicamente se activa en cristales orientados por la dislocación (102), Figura 2.2.
- **Etapa II:** *Transición*. También conocida como la *etapa del endurecimiento atérmico*. Puede asumirse como insensible al material (70), Figura 2.2.
- **Etapa III:** *Ablandamiento*. También conocida como la *etapa de recuperación dinámica*; se caracteriza por el incremento de la pendiente de endurecimiento, teniendo lugar a grandes deformaciones debido a los procesos de aniquilación de dislocaciones. Esta etapa se ve influenciada por la velocidad de deformación y temperatura. Al contrario que la etapa II, esta etapa es altamente dependiente del material, Figura 2.2.
- **Etapa IV y Etapa V:** También conocidas como las *últimas etapas del endurecimiento*. Se observan a muy grandes deformaciones y son muy dependientes del material y de las condiciones de carga aplicadas, Figura 2.2.

La existencia de diferentes etapas de endurecimiento (*o mecanismos de endurecimiento*) está basado en la hipótesis de que el flujo plástico está determinado por parámetros internos que representan la microestructura actual del material. La evolución de la microestructura de dislocaciones durante el proceso de deformación plástica es el punto clave en el problema del histórico de endurecimiento. Este proceso cinemático está detrás de los efectos históricos de velocidad de deformación y temperatura. De manera que, el actual valor de flujo plástico depende del histórico de deformaciones y produce un incremento en los efectos históricos de velocidad de deformación y temperatura (70). Esto se muestra en la Figura 2.3, donde se reflejan los resultados de ensayos incrementales para metales BCC y FCC a diferentes velocidades de deformación. La línea inferior de la figura corresponde con el menor valor de velocidad de deformación, $\dot{\epsilon}_1$, mientras que la línea superior corresponde a un nivel de velocidad de deformación más alto, $\dot{\epsilon}_2$. El

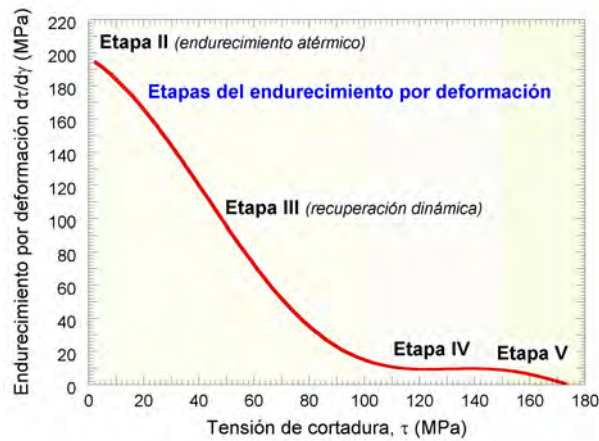


Figura 2.2: Endurecimiento en función de la tensión (110)

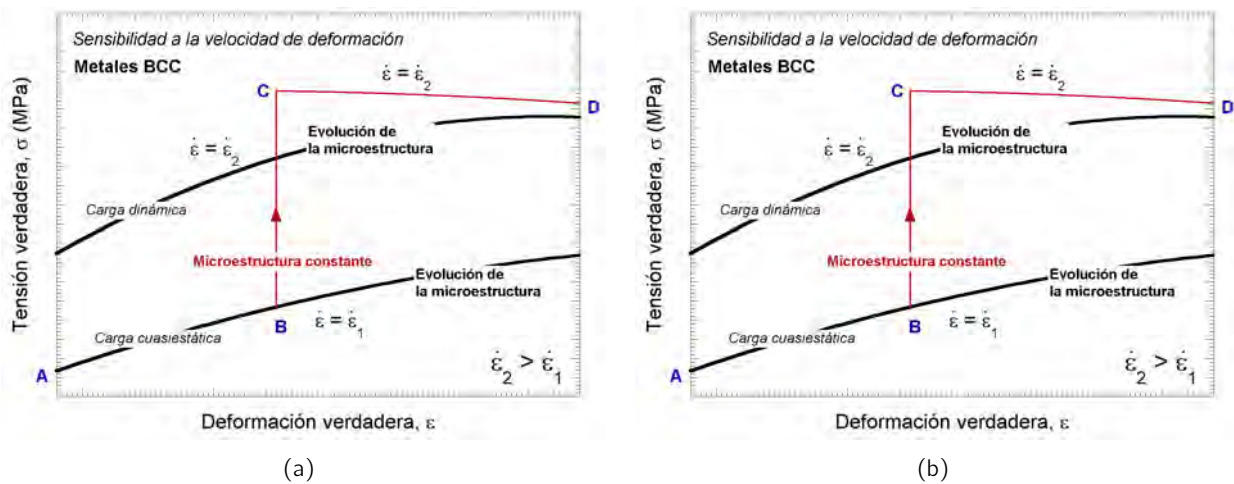


Figura 2.3: Representación esquemática de los efectos históricos de la velocidad de deformación en (a) BCC y (b) FCC

ensayo incremental, representado por la línea roja, va desde $\dot{\epsilon}_1$ a $\dot{\epsilon}_2$. Se asume que el incremento de la velocidad de deformación entre **B** y **C** se desarrolla virtualmente con una microestructura del material constante. Debido a que las características de las dislocaciones entre las redes cristalinas BCC y FCC son diferentes (111), se ha encontrado que:

- Para metales BCC, un incremento de la carga desde bajas velocidades de deformación a altas velocidades de deformación dan lugar a un incremento del flujo plástico comparado con la curva obtenida en condiciones de alta velocidad de deformación, Figura 2.3(a) (111).
- Para metales FCC, un incremento de la carga desde bajas velocidades de deformación a altas velocidades de deformación causan una disminución del flujo plástico comparado con la curva obtenida en condiciones de alta velocidad de deformación, Figura 2.3(b) (111).

El anterior análisis permite introducir los conceptos de la sensibilidad de la velocidad de deformación en el endurecimiento por deformación y la sensibilidad instantánea de la velocidad de deformación a microestructura constante.

2.3.2 Procesos térmicamente activados en el comportamiento de los materiales en deformación

El movimiento de las dislocaciones está estrechamente ligado con las iteraciones a nivel atómico; las vibraciones térmicas de los átomos dentro de la red cristalina pueden tener un profundo efecto en el comportamiento macroscópico del material. El efecto de la activación térmica en la respuesta mecánica de un metal relativamente puro está determinado en gran medida por la configuración de red cristalina. Los tres tipos de redes cristalinas más comunes para metales son: cúbica centrada en las caras, FCC (por ejemplo, Cu, Al); cúbica centrada en el cuerpo, BCC (por ejemplo, Fe, W, V); y hexagonal compacta, HCP, tal como titanio. Cada una de estas tres estructuras cristalinas exhibe un comportamiento termomecánico característico, por razones que se asocian generalmente con las simetrías, la naturaleza de los núcleos de dislocación, y los sistemas de deslizamiento (71).

Durante los ya mencionados movimientos de las dislocaciones, se pueden observar dos tipos de obstáculos que impiden el movimiento de dichas dislocaciones a través de la red cristalina: barreras de corto y largo alcance (62; 69; 70; 101; 103; 112).

- **Obstáculos de corto alcance.** Los mecanismos de deformación térmicamente activados están relacionados con los obstáculos de corto alcance durante el movimiento de las dislocaciones. Las barreras de corto alcance pueden incluir: (a) “*Bosque*” de dislocaciones (cuando una dislocación progresa, encuentra líneas de dislocación en otros sistemas que perforan su plano de deslizamiento) generalmente se dan en metales FCC; (b) *Fuerzas de Peierls Nabarro* (cuando la dislocación progresa en la estructura cristalina está sucesivamente en interacción con sus átomos vecinos, está fuerza de fricción varía periódicamente con una longitud de onda dado por el espacio entre los planos atómicos) generalmente se da en metales BCC; (c) *Defectos puntuales*, como por ejemplo vacíos; (d) *Elementos aleantes*; (e) *Impurezas* y así sucesivamente (97).

El movimiento de dislocaciones, a través de la red cristalina, requiere superar una barrera energética mediante una combinación de la tensión y la activación térmica (71; 113). A temperaturas mayores a $T = 0 \text{ K}$ (condición que representa tensión umbral **Mechanical Threshold Stress, MTS**, definida como la tensión aplicada a la cual el deslizamiento ocurre sin necesidad de energía térmica) la activación térmica asiste a la tensión aplicada. Una vez pasado el obstáculo, el nivel de tensión requerido por las dislocaciones disminuye (52).

De acuerdo con diferentes investigaciones (53; 62), el proceso de resistencia del deslizamiento para el movimiento de las dislocaciones se puede representar como se muestra en la Figura 2.4. Dos grandes saltos representan las barreras de corto alcance que tienen un ancho medio de λ_1 y están separadas por una distancia λ_2 . Estos obstáculos pueden ser superados mediante fluctuaciones térmicas. La altura de las barreras representa la tensión umbral **Mechanical Threshold Stress**.

- **Obstáculos de largo alcance.** Estos obstáculos se deben a la estructura de material y no pueden ser evitadas mediante la introducción de energía térmica en la red cristalina (55). Estas barreras de largo alcance contribuyen al flujo de tensiones con una componente no activada térmicamente (también llamada *tensión atermia*). Las barreras de largo alcance pueden incluir bordes de grano, “*bosques*” de dislocaciones del campo lejano y otros elementos microestructurales (97).

En consecuencia con los procesos térmicamente activados, se puede descomponer el la tensión total en una componente térmicamente activada (*efectiva*), $\bar{\sigma}^*$ y una componente atérmica (*interna*) $\bar{\sigma}_\mu$:

$$\bar{\sigma} = \bar{\sigma}^* + \bar{\sigma}_\mu \quad (2.11)$$

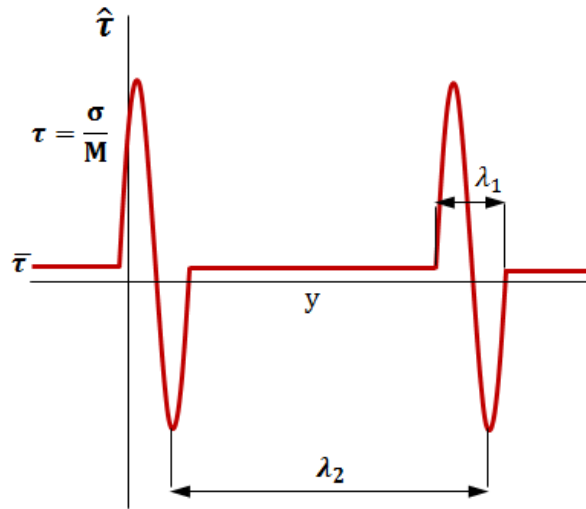


Figura 2.4: Típico perfil de la resistencia del deslizamiento para dos obstáculos de ancho λ_1 separado por una distancia λ_2 (53; 62).

La Figura 2.5 refleja como evolucionan las componentes de la tensión en función de la temperatura. Se puede comprobar como a bajas temperaturas el flujo de tensión decae rápidamente al aumentar la temperatura. En esta región, la tensión se ve influida tanto por la componente térmica como por la atermia. La siguiente región es principalmente atermia, por lo que el flujo de tensiones no se ve afectado significativamente por cambios en la temperatura. A temperaturas muy elevadas, la tensión vuelve a decrecer al aumentar la temperatura.

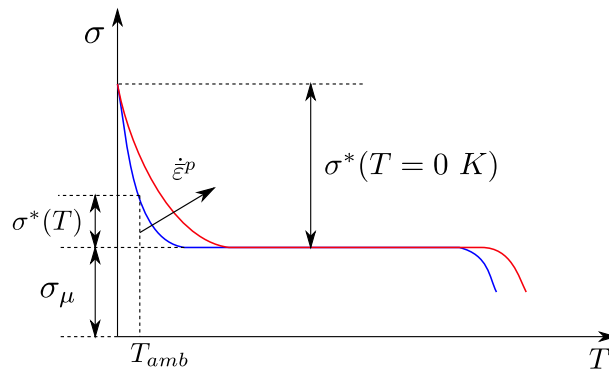


Figura 2.5: Descomposición macroscópica de la tensión con la temperatura(74)

Sin embargo, y teniendo en cuenta las consideraciones mencionadas, no todos los metales presentan las tres regiones aquí descritas (97). Por lo tanto, la definición (y por ende, la contribución a la tensión global) de las componentes térmica y atermia de la tensión se puede decir que dependen de la estructura cristalina del material, siendo las causas principales de esta dependencia la existencia de simetrías en la red cristalina, la naturaleza de los núcleos de dislocación y los planos de deslizamiento disponibles para esta red (71). En el caso de materiales FCC, la componente térmica de la tensión se encarga de superar los “bosques” de dislocaciones mediante dislocaciones individuales (101) y depende tanto de la velocidad de deformación como de la temperatura y de la deformación $\sigma^* = \hat{\sigma}^*(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p, T) |_{FCC}$ (96; 97). Por otra parte, los metales FCC muestran un gran endurecimiento por deformación debido a un incremento

de la interacción de dislocaciones al aumentar la deformación del material (71). El endurecimiento por deformación se muestra fuertemente afectado por la temperatura y la velocidad de deformación, mientras que el límite elástico apenas varía de unas condiciones a otras, como se puede observar en la Figura 2.6.

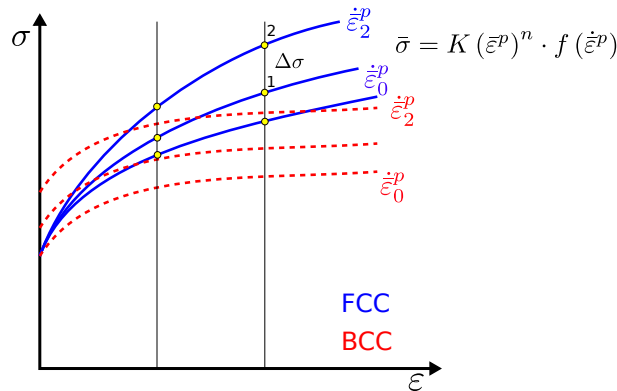


Figura 2.6: Diferencias de los efectos de la sensibilidad de la velocidad de deformación según la estructura cristalina BCC y FCC (74)

En el caso de los metales BCC, en la Figura 2.6 se puede observar como el endurecimiento por deformación no varía al cambiar la velocidad de deformación o la temperatura. Esto es debido a que el endurecimiento por deformación se debe principalmente a la superación de obstáculos de largo alcance (97). En cuanto a los procesos activados térmicamente en metales BCC, éstos se encargan de superar los “bosques” de Peierls, y por tanto, puede decirse que la componente térmica del flujo de tensiones $\bar{\sigma}^* = \bar{\sigma}^*(\dot{\epsilon}_p, T)|_{BCC}$ puede definirse de manera independiente de la deformación plástica (80; 96; 98). El límite elástico de este tipo de materiales depende en gran medida de la temperatura y la velocidad de deformación (74; 85; 96; 101).

2.4 Criterios de fallo dúctil de metales

En los últimos sesenta años, se ha estudiado el fallo dúctil y la fractura en materiales metálicos debido a su importancia en el diseño de componentes mecánicos y estructurales. Cuando la deformación plástica alcanza un cierto valor límite, se produce una pérdida de la capacidad de soportar cargas dando lugar al fenómeno del fallo dúctil. Por tanto, las inestabilidades que causan este fenómeno son el resultado de grandes deformaciones plásticas en torno a defectos cristalinos. La fractura en metales dúctiles es un modo de fallo en el cuál los vacíos, tanto los existentes dentro del material como los nucleados durante la deformación, crecen hasta unirse (“coalescencia”) para formar un camino continuo a la fractura (114). Las etapas en que ocurre el fenómeno de la fractura se pueden dividir en:

1. *Iniciación del vacío.* Ocurre por la separación de la intercara partícula-matriz y por fractura de la partícula. La deformación a la cuál la nucleación de vacíos ocurre es aparentemente muy dependiente del estado tensional (114).
2. *Crecimiento de vacíos.* Después de la nucleación, los vacíos se expanden con un determinado volumen y forma. La deformación plástica es aparentemente requerida para el desarrollo de este proceso. Entre los modelos de crecimiento de microvacíos cabe destacar el trabajo de McClintock (2; 3) en el que se pone de manifiesto la importancia de altas triaxialidades en el crecimiento de vacíos.

3. *Coalescencia de vacíos*. Los vacíos se unen de manera que se produce la fractura del material.

En ese sentido, el resultado de estas etapas en la deformación de fallo es debida a su dependencia con el estado tensional de acuerdo con diversos estudios (1; 5; 11; 115; 116). Así, considerando el estado tensional representado por la tensión o presión hidrostática definida por

$$p = -\sigma_m = -\frac{1}{3}I_1 = -\frac{1}{3}\sigma_{ij} = -\frac{1}{3}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) \quad (2.12)$$

donde σ_{ij} es el tensor de tensiones, σ_1 , σ_2 y σ_3 son las tensiones principales y I_1 es el primer invariante del tensor de tensiones. La tensión hidrostática resulta insuficiente para caracterizar el estado tensional, por lo que se hace necesario introducir las componentes desviadores del tensor de tensiones. Así, denotando σ'_{ij} como el tensor desviador de tensiones y σ'_1 , σ'_2 y σ'_3 como sus valores principales, entonces

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - \sigma_m \delta_{ij} \quad (2.13)$$

donde δ_{ij} es la matriz unidad. Los invariantes del tensor desviador de tensiones se pueden expresar como

$$J_1 = 0 \quad (2.14)$$

$$J_2 = \frac{1}{2}\sigma'_{ij}\sigma'_{ji} = -(\sigma'_1\sigma'_2 + \sigma'_2\sigma'_3 + \sigma'_3\sigma'_1) = \frac{1}{6}[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2]$$

$$J_3 = \det(\sigma'_{ij}) = \frac{1}{3}\sigma'_{ij}\sigma'_{jk}\sigma'_{ki} = \sigma'_1\sigma'_2\sigma'_3$$

y la tensión efectiva o equivalente es definida como

$$\bar{\sigma} = \sqrt{3J_2} \quad (2.15)$$

El estado de tensiones principales puede ser geoméricamente representado como un vector en el espacio tridimensional, donde las tensiones principales son tomadas como las coordenadas cartesianas -Figura 2.7(a)-. El vector \overrightarrow{OP} es el vector tension principal el cual representa el estado tensional $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$. Este vector puede ser descompuesto en dos componentes: el vector \overrightarrow{ON} , el cual corresponde con el estado de tensión hidrostática, y el vector \overrightarrow{NP} que representa el término desviador, Ecuación 2.16.

$$\overrightarrow{ON} = a = \sqrt{3}\sigma_m \quad \overrightarrow{NP} = r = \sqrt{\frac{2}{3}}\bar{\sigma} \quad (2.16)$$

Para distinguir diferentes estados de tensión teniendo el mismo ratio de tensión hidrostática, se considera la localización en el plano π de la proyección del punto P , Figura 2.7(b). Ya que cada eje tensional está inclinado respecto al plano desviador un ángulo de 120° en el origen, cada proyección a lo largo de los ejes es $\sqrt{2/3}$ veces la longitud real. Entonces, las longitudes de los vectores en el plano desviador son: $\overrightarrow{OL} = \sqrt{2/3}\sigma_1$, $\overrightarrow{LM} = \sqrt{2/3}\sigma_2$ y $\overrightarrow{MP} = \sqrt{2/3}\sigma_3$. Considerando $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$, el vector \overrightarrow{OP} puede ser dividido respecto a la horizontal y vertical como

$$\begin{aligned} \overrightarrow{ON} &= \overrightarrow{OL} \cdot \cos 30 - \overrightarrow{MP} \cdot \cos 30 = \sqrt{\frac{2}{3}}\sigma_1 \cdot \frac{\sqrt{3}}{2} - \sqrt{\frac{2}{3}}\sigma_3 \cdot \frac{\sqrt{3}}{2} = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{\sqrt{2}} = \\ &= r \cos \theta \end{aligned} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} \overrightarrow{PN} &= \overrightarrow{LM} - \overrightarrow{MP} \cdot \sin 30 - \overrightarrow{OL} \cdot \sin 30 = \sqrt{\frac{2}{3}}\sigma_2 - \sqrt{\frac{2}{3}}\sigma_1 \cdot \frac{1}{2} - \sqrt{\frac{2}{3}}\sigma_3 \cdot \frac{1}{2} = \\ &= \frac{2\sigma_2 - \sigma_1 - \sigma_3}{\sqrt{2}} = r \sin \theta \end{aligned} \quad (2.18)$$

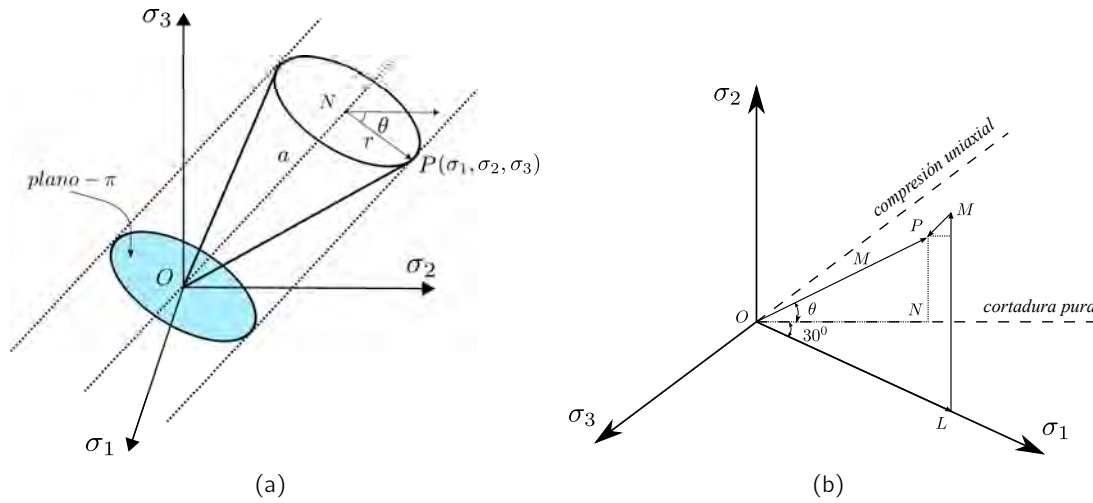


Figura 2.7: (a) Estados tensionales con el mismo valor de triaxialidad, (b) Vector tensor desviador y sus componentes a lo largo de los ejes proyectados

Consecuentemente, la **triaxialidad** se define como la ratio entre la tensión hidrostática y la tensión equivalente como se refleja en la ecuación 4.3.

$$\eta = \frac{\sigma_m}{\bar{\sigma}} = \frac{1/3 I_3}{\sqrt{3} J_2} = \frac{\sqrt{2}}{3} \frac{a}{r} \quad (2.19)$$

La triaxialidad ha sido frecuentemente empleada en la fractura dúctil como una medida para definir la ductilidad del material y ha sido correlacionada directamente con la deformación de fallo por numerosos investigadores (2; 4; 5; 117).

Como se describió anteriormente, Bao y Wierzbicki (9; 16; 117), así como Barsoum y Faleskog (11), concluyeron que la triaxialidad por si sola no era suficiente para describir apropiadamente el comportamiento del material al fallo. Por ello, introdujeron un segundo parámetro, indicador del estado tensional, **parámetro de Lode**, que se define como

$$\mu = \frac{2\sigma_2 - \sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_1 - \sigma_3} = -\sqrt{3} \tan \theta \quad \sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3 \quad (2.20)$$

donde θ es el ángulo de Lode. El parámetro de Lode, μ , fue planteado por primera vez por Walter Lode en 1925 quien sometió tubos de varios materiales (hierro, cobre y níquel) a varios estados de tensión mediante presión interna (118). De este modo, el parámetro de Lode, μ , puede ser ilustrado mediante el círculo de Mohr, como se muestra en la Figura 2.8, donde se tienen tres casos: tracción, ($\mu = -1$); cortadura, ($\mu = 0$) y compresión, ($\mu = 1$).

Es relativamente sencillo relacionar el ángulo de Lode con el tercer invariante, dando lugar al parámetro del ángulo de Lode adimensional, ξ (en el trabajo de Ottosen *et al.* (119) se encuentra el desarrollo completo),

$$\xi = \cos(3\theta) = \frac{27}{2} \frac{J_3}{\bar{\sigma}^3} = \frac{3\sqrt{3}}{2} \frac{J_3}{J_2^{3/2}} \quad (2.21)$$

El ángulo de Lode θ puede ser normalizado de acuerdo con los resultados de Bai *et al.* (13),

$$\bar{\theta} = 1 - \frac{6\theta}{\pi} = 1 - \frac{2}{\pi} \arccos \xi \quad (2.22)$$

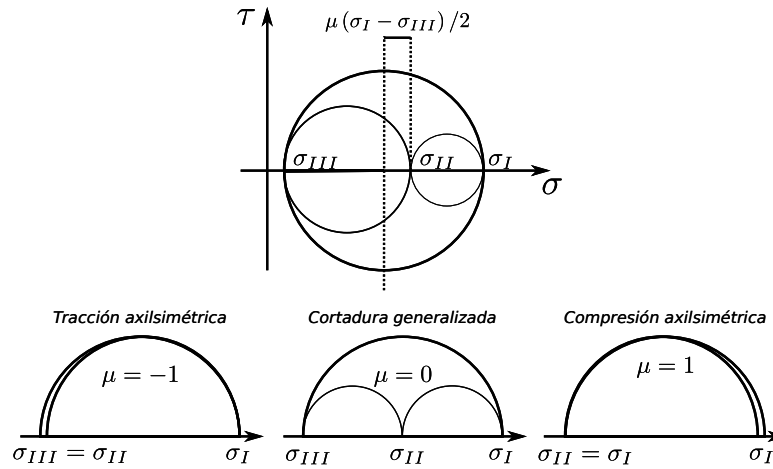


Figura 2.8: Representación del parámetro de Lode, ν para tres casos: tracción, ($\mu = -1$); cortadura, ($\mu = 0$) y compresión, ($\mu = 1$).

El intervalo del parámetro de Lode, μ , en la Ecuación 2.20, y el ángulo de Lode normalizado $\bar{\theta}$, Ecuación 2.22, es de $-1 \leq \mu$ (o $\bar{\theta}$) ≤ 1 . Es importante resaltar que la triaxialidad es función de los invariantes I_1 y J_2 , mientras el ángulo de Lode está relacionado con los invariantes J_2 y J_3 .

Generalmente, el estudio del fenómeno de la fractura dúctil se ha dividido en dos tipos de modelos: modelos de daño acoplados y modelos de daño desacoplados.

2.4.1 Modelo de daño acoplados

El modelo constitutivo y el criterio de fallo están acoplados. Son conocidos como modelos basados en la Mecánica del Daño (CDM) que desarrolló, en primer lugar, por Kachanov (120) y posteriormente estudiado por numerosos investigadores (121–126). Describen el deterioro con una variable interna de estado, D , termodinámicamente (127; 128). Así, el fallo ocurre cuando el daño acumulado alcanza un valor crítico. Un resumen detallado de estos modelos se puede encontrar en (129–131).

Algunos modelos introducen el daño dentro de la criterio de plastificación, como es el caso del modelo de Gurson (132; 133) para materiales porosos. Una alternativa es introducir el daño en la ley de endurecimiento, induciendo a un debilitamiento progresivo (134; 135). En estos modelos se presentan una fundamentación física realista; sin embargo, la calibración resulta compleja. Por ejemplo, para la calibración del modelo de Gurson son necesarios nueve parámetros(135).

2.4.2 Modelos de fallo desacoplados

El fallo se considera como un evento imprevisto cuando el estado tensional y deformacional alcanzan un nivel crítico. El criterio desarrollado por McClintock en 1968 (3) demostró que la deformación de fallo estaba relacionada con el estado tensional y la geometría de vacíos. Rice y Tracey en 1969 (5) propusieron un modelo de crecimiento de vacío para mostrar así como el estado tensional afectaba al crecimiento de vacíos, ecuación 2.23.

$$\bar{\epsilon}_f^p = \bar{\epsilon}_f^p(\eta) = C_1 e^{-C_2 \eta} \quad (2.23)$$

donde C_1 y C_2 son constantes del material; y η es parámetro que tiene en cuenta el estado tensional, denominado *triaxialidad*, definido como la ratio entre la presión hidrostática y la tensión efectiva de Von

Mises. Inicialmente, numerosos estudios (4; 115; 136) han demostrado que la deformación de fallo decrece al incrementarse la triaxialidad.

Siguiendo con estas investigaciones, Johnson y Cook (4) propusieron un criterio de fallo ampliamente usado en la actualidad. Así, postularon que la deformación plástica equivalente al fallo $\bar{\epsilon}_f^p$ es función de la triaxialidad η . La variable de daño D en el criterio de Johnson-Cook es una integral de ponderación respecto a la deformación plástica efectiva (4), tal y como se muestra en la ecuación 2.24

$$D = \int_0^{\bar{\epsilon}_c} \frac{d\bar{\epsilon}^p}{\bar{\epsilon}_f(\eta, \dot{\bar{\epsilon}}^p, T)} \quad (2.24)$$

donde $\bar{\epsilon}_c$ es el valor crítico de deformación plástica equivalente de fallo para una carga aplicada. La deformación de fallo en el criterio JC se define mediante la triaxialidad, η , la velocidad de deformación, $\dot{\bar{\epsilon}}$, la temperatura, T , y cinco constantes de material $D_1 - D_5$ como se describe en la ecuación 2.25

$$\bar{\epsilon}_f = \left[D_1 + D_2 e^{(D_3 \eta)} \right] \cdot \left[1 + D_4 \log \frac{\dot{\bar{\epsilon}}^p}{\dot{\bar{\epsilon}}_0} \right] \cdot \left[1 + D_5 \frac{T - T_0}{T_{melt} - T_0} \right] \quad (2.25)$$

donde T_0 es la temperatura ambiente o de referencia y T_{melt} la temperatura de fusión. En la expresión 2.25, el efecto de la presión (o triaxialidad), velocidad de deformación y temperatura se expresa como el producto de tres componentes independiente.

Generalmente, no es posible analizar el efecto del estado tensional en la deformación plástica efectiva de fallo directamente desde los resultados de los ensayos experimental. Es por ello que se necesita de metodologías numérico-experimental (9; 16; 116; 117; 137; 138). Tradicionalment el ensayo clásico para obtener deformaciones de fallo es el de tracción; que puede ser llevado a cabo en probetas axilsimétricas o en probetas planas, tal y como Bridgman desarrolló en 1952 (1). El grupo investigador de Wierzbicki (13; 139; 140), Mohr y Henn (138; 141), Kim *et al.* (6–8) y Gao *et al.* (10; 15; 142) desarrollaron campañas experimentales empleando diferentes geometrías y condiciones de carga para obtener la deformación de fallo.

En 2004, Bao y Wierzbicki (9; 16; 117) estudiaron la deformación plástica efectiva de fallo en un amplio rango de triaxialidades ($-\frac{1}{3} \leq \eta < 2$), como se muestra en la Figura 2.9 y propusieron un criterio que se recoge en la ecuación 2.26.

$$\bar{\epsilon}_f = \begin{cases} \frac{D_1}{(1+3\eta)} + D_2 & \text{si } -\frac{1}{3} < \eta \leq 0. \\ D_3 \eta^2 + D_4 \eta + D_5 & \text{si } 0 < \eta \leq \eta_T \\ D_6 + D_7 e^{-D_6 \eta} & \text{si } \eta_T < \eta \end{cases} \quad (2.26)$$

siendo η_T la triaxialidad de transición.

Bao *et al.* dedujeron que, tal y como se muestra en la Figura 2.9, la deformación equivalente de fallo no se representaba mediante función monótona decreciente en la triaxialidad.

Asimismo, estos investigadores, junto con los estudios de Barsoum y Faleskog en 2007 (11; 12), mostraron que la triaxialidad era insuficiente para describir de manera apropiada el comportamiento del material en condiciones de fallo. Con el objetivo de mejorar la precisión de los criterios de predicción de fallo y poder describir de manera más completa el estado tensional, se introdujo el parámetro de Lode; que está basado en el tercer invariante del tensor desviador de tensiones. De esta manera, Xue *et al.* (134; 143) encontraron que había una gran dependencia del parámetro de Lode en el fallo dúctil en metales. Así, desarrollaron un criterio de fallo 3D y simétrico en el espacio de la triaxialidad y del tercer

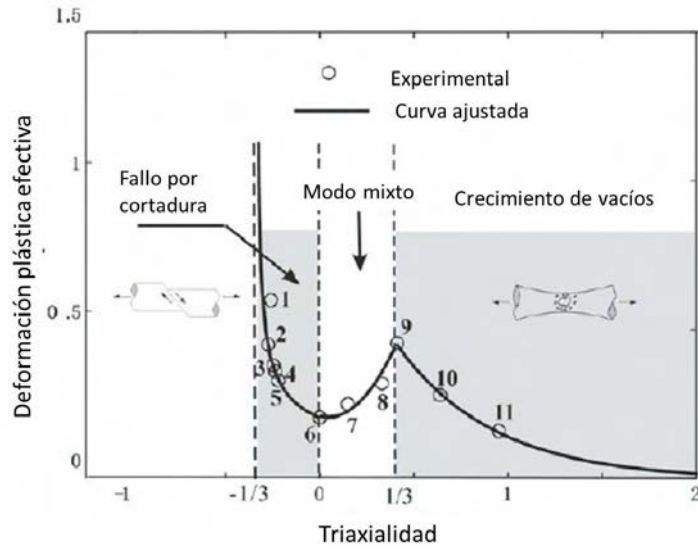


Figura 2.9: Dependencia de la deformación plástica equivalente de fallo con la triaxialidad para la AA 2024 T-351 (117)

invariante normalizado ξ como se expresa en la ecuación 2.27. La envolvente se muestra en la Figura 2.10(b). Además, cabe destacar la diferencia entre el criterio JC y el criterio Xue-Wierzbicki (Figura 2.33) donde se observa claramente la dependencia de la deformación de fallo con el parámetro de Lode.

$$\bar{\epsilon}_f(\eta, \xi) = D_1 e^{-D_2 \eta} - (D_1 e^{-C_2 \eta} - D_3 e^{-D_4 \eta}) \left(1 - \xi^{\frac{1}{n}}\right) \tag{2.27}$$

donde D_1 , D_2 , D_3 y D_4 son parámetros que tienen que ser calibrados y n es el coeficiente por endurecimiento.

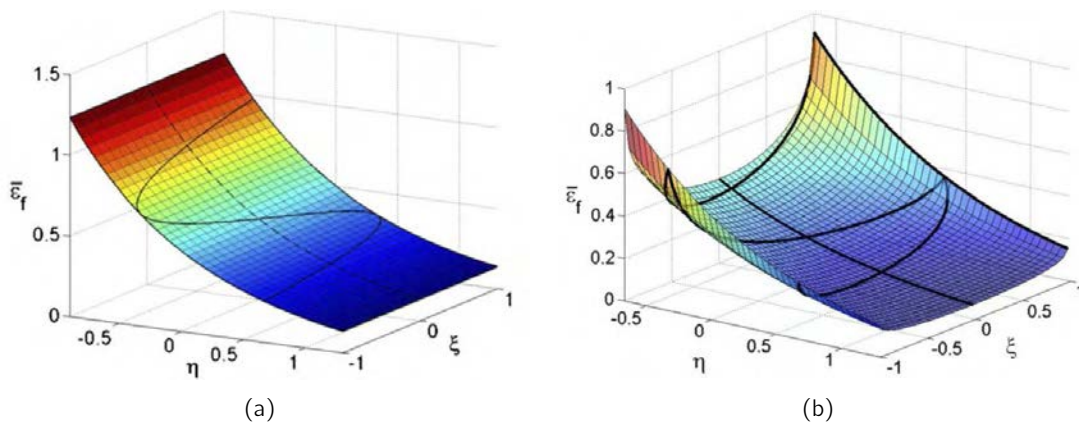


Figura 2.10: (a) Criterio de fallo independiente de ξ postulado por Johnson y Cook (4), (b) criterio de fallo 3D simétrico teniendo en cuenta ξ postulado por Xue y Wierzbicki (134)

Sin embargo, la consideración de simetría del criterio de fallo puede ser demasiado restrictiva, ya que no está basada en las evidencias experimentales.

Posteriormente, Bai (13) en 2008 simplificó el criterio propuesto por Xue, asumiendo que el comportamiento del material seguía un criterio de fallo de Mohr-Coulomb. Una representación geométrica del criterio de fallo en 3D propuesto por Bai y Wierzbicki se muestra en la Figura 2.11.

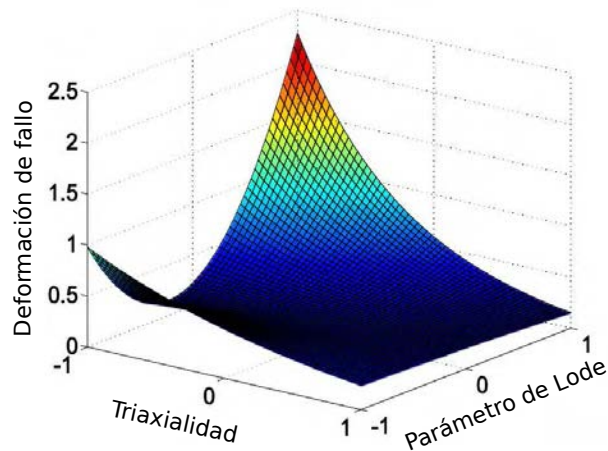


Figura 2.11: Deformación de fallo frente a la triaxialidad y el parámetro de Lode propuesto por Bai y Wierzbicki (13) en AA 2024-T351

Por tanto, se pone de manifiesto el interés de numerosos investigadores por estudiar la influencia del estado tensional (*triaxialidad* y *parámetro de Lode*) en la deformación plástica equivalente de fallo. Por una parte se ha demostrado que la deformación plástica equivalente de fallo (a altos valores de triaxialidad y considerando que el material tiene una gran dependencia tanto de la presión hidrostática como del parámetro de Lode) decrece cuando se incrementa el valor de triaxialidad. Esto es debido a que los mecanismos de crecimiento de vacíos esféricos juegan un rol primordial en el proceso de daño (117). Sin embargo, a bajos valores de triaxialidad, la deformación plástica equivalente de fallo crece al aumentar la triaxialidad su valor, debido a que la elongación de vacíos llega a ser el mecanismo predominante (117). No obstante, Bai *et al.* (144) y Gao *et al.* (15) encontraron que para materiales con una débil dependencia de la presión hidrostática y del parámetro de Lode, por ejemplo el acero 1045 o la aleación de aluminio 5083-H116, la deformación plástica equivalente de fallo decrecía con el incremento de la triaxialidad. En particular, para la aleación de aluminio AA 5082-H116, Gao *et al.* (15; 145–147) llegaron a la conclusión que la triaxialidad tiene un efecto relativamente pequeño en la plasticidad, pero un efecto relevante en la deformación de fallo dúctil; por otro lado, el efecto del parámetro de Lode en el fallo dúctil es despreciable mientras que en la plasticidad su efecto es importante.

2.5 Análisis experimental y numérico del fallo dúctil

Con carácter general, la calibración de un criterio de fallo dúctil en un amplio rango de valores de triaxialidad y parámetro de Lode precisa realizar una gran campaña de ensayos experimentales empleando diferentes geometrías de probeta y condiciones de carga (15; 148; 149). Seidt (150) empleó placas de 12,7 mm de espesor para calibrar el fallo dúctil; realizó ensayos de tracción en probetas axilsimétricas y probetas de deformación plana, junto con ensayos experimentales de tracción-torsión y cortadura pura. El rango de triaxialidad obtenidos por Seidt fue de $-0,157$ a $0,855$ y el rango del parámetro de Lode fue $-0,420$ a 1 . En estudios realizado por Gao *et al.* (15; 145), usando probetas axilsimétricas y planas predijo que la triaxialidad no dependía sólo del la geometría de la probeta, sino que también del comportamiento plástico del material.

A continuación se describen las probetas más empleadas en la literatura en la calibración de criterios de fallo dúctil. Bai y Wierzbicki (13) resumen en una tabla las probetas habitualmente empleadas en la

plasticidad y en la fractura y que pueden ser definidos únicamente por el conjunto de parámetros (η, μ) , Tabla 2.1.

No.	Tipo de probeta	Expresiones analíticas para la triaxialidad η	Ángulo de Lode
1	Axilsimétrica no entalla a tracción	$\frac{1}{3}$	1
2	Axilsimétrica entallada a tracción (1)	$\frac{1}{3} + \sqrt{2} \ln(1 + \frac{a}{2R})$	1
3	Probetas planas a tracción	$\frac{\sqrt{3}}{3}$	0
4	Probetas planas entalladas a tracción (137)	$\frac{\sqrt{3}}{3} [1 + 2 \ln(1 + \frac{t}{4R})]$	0
5	Torsión o cortadura	0	0
6	Cilindros, compresión	$-\frac{1}{3}$	-1
7	Estado a tracción equi-biaxial plana	$\frac{2}{3}$	-1
8	Estado a compresión equi-biaxial plana	$-\frac{2}{3}$	1
9	Deformación plástica plana, compresión	$-\frac{\sqrt{3}}{3}$	0
10	Barras entalladas a compresión	$-\left[\frac{1}{3} + \sqrt{2} \ln(1 + \frac{a}{2R})\right]$	-1

Tabla 2.1: Comparación de diez tipos de probetas comunes para la calibración de la plasticidad y fractura (13)

La Figura 2.12 muestra la evolución de η y $\bar{\theta}$ donde se muestran los ensayos comunes.

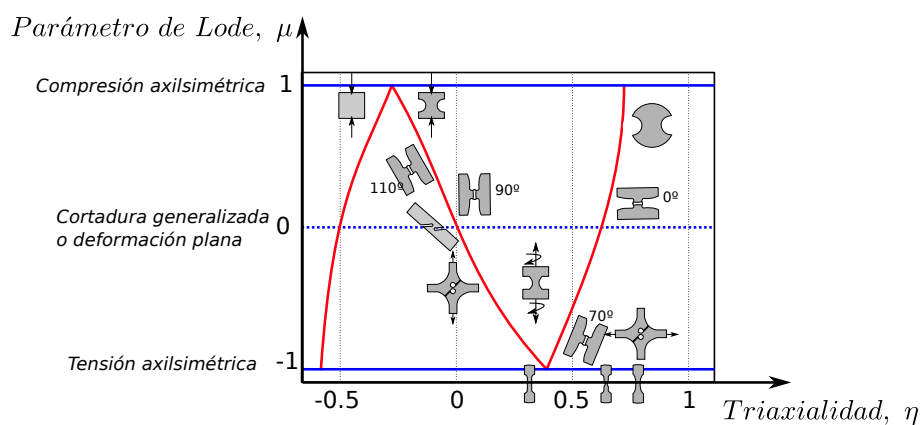


Figura 2.12: Representación de los diferentes estados tensionales en función de la triaxialidad y parámetro de Lode. Modificación de Bai y Wierzbicki (13)

2.5.1 Probetas sometidas a estados tensionales de tracción

Las probetas más empleadas para la calibración de criterios de fallo en condiciones tensionales de tracción en la literatura son las siguientes:

1. Probetas cilíndricas axilsimétrica.

Los ensayos de tracción en barras con diferentes entallas son comúnmente empleadas para investigar

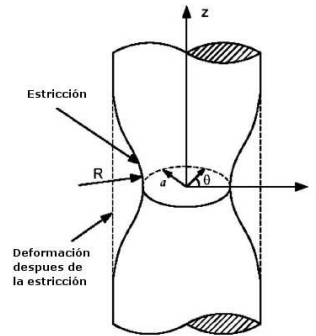


Figura 2.13: Estricción de una probeta cilíndrica

el efecto de la triaxialidad en la deformación de fallo (4; 151). Bridgman (1) fue el primero en analizar la distribución de tensiones en barras macizas con diferentes entallas y derivó en la expresión de triaxialidad para esta geometría de probetas de la Figura 2.13.

En el centro de sección de la entalla, lugar donde se inicia la fractura, la expresión de Bridgman es

$$\eta = \frac{1}{3} + \ln \left(1 + \frac{a}{2R} \right) \quad (2.28)$$

donde η es la triaxialidad, a radio de sección del cuello, R radio de curvatura del cuello. La deformación equivalente de fractura para barras axilimétricas entalladas se puede aproximar mediante la ecuación 2.29.

$$\bar{\epsilon}_f = 2 \ln \left(\frac{a_o}{a_f} \right) \quad (2.29)$$

Las ecuaciones 2.28 y 2.29 son frecuentemente empleadas para calibrar los parámetros del criterio de fallo (4; 5; 152). Sin embargo, hay dos problemas cuando emplea esta calibración en barras lisas o entalladas. El primero es la falta de consideración del parámetro de Lode. El rango de los parámetros del estado tensional en probetas lisas o entalladas es $\eta \geq \frac{1}{3}$ y $\bar{\theta} = 1$ ($\mu = -1$).

2. Placas ranuradas.

Las placas metálicas ranuradas es una geometría desarrollada para obtener estados de deformación plana, lo cual corresponde con un parámetro de Lode de $\mu = 0$, donde la componente de la deformación principal en dirección del ancho es muy pequeña comparada con las otras dos componentes principales de la deformación. Cambiando el radio de la entalla, se pueden obtener diferentes valores de triaxialidad para un parámetro de Lode constante $\mu = 0$. Para asegurar las condiciones de deformación plana, las probetas deben ser dimensionadas de manera apropiada, ya que el espesor t , ancho w y el espesor mínimo del centro de la entalla t_m , Figura 2.14, tiene una destacable influencia en el estado tensional. Bai y Wierzbicki (144) emplearon ratios de $w/t_m = 33,25$ y $t/t_m = 3,125$; Benzerga (153) usó ratios de $w/t_m = 16,6$ y $t/t_m = 3,0$; y Basaran (17) realizó un estudio numérico en el cual observo que el ratio w/t_m tiene una influencia significativa en la evolución del parámetro de Lode con la deformación plástica y que para valores mayores de $w/t_m = 12,5$, se consigue condiciones de deformación plana. Así, empleó ratios de $w/t_m = 12,5$ y $t/t_m = 2,5$.

La expresión analítica, ecuación 2.30, muestra que para placas de deformación plana con o sin ranuras, las condiciones de carga son $\eta \geq \frac{1}{\sqrt{3}}$ y $\bar{\theta} = 0$ debido a la condición de deformación plana. Comparando barras entalladas y lisas, el rango de triaxialidad es el mismo que en placas ranuradas,

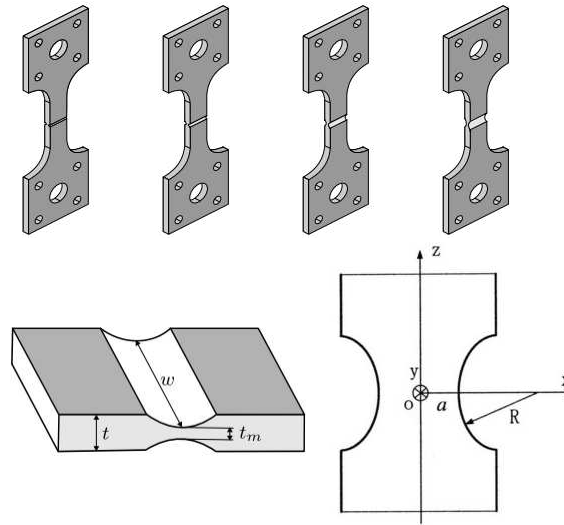


Figura 2.14: Esquema placa ranurada

pero con valor de $\bar{\theta}$ distinto. Así, Bai y Wierzbicki (154) postularon la ecuación 2.30 para placas ranuradas en deformación plana.

$$\eta = \frac{\sqrt{3}}{3} \left[1 + 2 \ln \left(1 + \frac{a}{2R} \right) \right] = \frac{\sqrt{3}}{3} \left[1 + 2 \ln \left(1 + \frac{t}{4R} \right) \right] \quad (2.30)$$

donde t es el espesor en la placa. Esta ecuación 2.30 implica que la triaxialidad es $\eta \geq \frac{1}{\sqrt{3}}$. Además, se puede demostrar que el parámetro de Lode es igual a cero ($\bar{\theta} = 0$). La deformación equivalente de fractura en la sección del cuello para una placa ranurada como la de la Figura 2.14 se define como

$$\bar{\epsilon}_f = \frac{2}{\sqrt{3}} \ln \left(\frac{t_0}{t_f} \right) \quad (2.31)$$

siendo t_0 el espesor inicial de la ranura y t_f el de fractura.

3. Probetas planas tipo hueso.

El ensayo con probetas tipo “hueso de perro” a tracción, Figura 2.15, proporciona deformaciones de fallo para valores altos de triaxialidad. La triaxialidad es función del radio de la entalla, Ecuación 2.32. Para radios de entalla grandes, el estado tensional en el centro de la probeta (donde se produce la estricción) corresponde a un estado uniaxial de tracción, mientras que se consigue la condición de deformación plana (a lo largo de la dirección del ancho) para radios de entalla muy pequeños. En el caso de materiales isotrópico, la variación del estado tensional corresponde a un rango de valores de triaxialidad de 0.33 a 0.58.

$$\eta = \frac{1 + 2\Lambda}{3\sqrt{\Lambda^2 + \Lambda + 1}} \quad (2.32)$$

donde $\Lambda = \ln \left(1 + \frac{t}{4R} \right)$, R el radio de la entalla y t es el espesor de la placa.

2.5.2 Probetas sometidas a estados tensionales de compresión

Las probetas más empleadas para la calibración de criterios de fallo en condiciones tensionales de compresión en la literatura son la probeta convencional cilíndrica, la probeta cilíndrica entallada y probeta plana

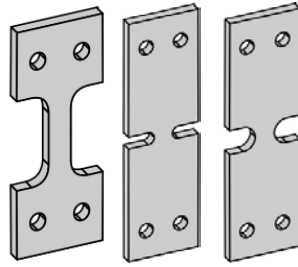


Figura 2.15: Geometría de las probetas "hueso de perro"

cuyas características se recogen a continuación:

1. Probeta convencional de compresión.

Uno de los ensayos más frecuentes para estudiar la fractura es el ensayo uniaxial de compresión de pequeños cilindros mediante dos platos perfectamente horizontales. Debido a la fricción entre la probeta y los dos platos, se produce el *efecto barreling* durante el ensayo cerca de la mitad de la probeta. El ensayo de estas probetas proporciona deformaciones de fallo para un rango de triaxialidad negativa. Dependiendo del ratio entre el diámetro y la altura del cilindro se obtienen distintos valores de triaxialidad. Bao y Wierzbicki (16) emplearon diferentes dimensiones de probeta, tal y como se muestra en la Tabla 2.2 y Figura 2.16.

D/H	Triaxialidad, η	Parámetro de Lode, μ
0,5	-0,2780	0,8215
0,8	-0,2339	0,6809
1,0	-0,2326	0,6794
1,5	-0,2235	0,6521

Tabla 2.2: Valores de triaxialidad en ensayos de compresión con probeta convencional en la AA 2024-T351 (13; 16)

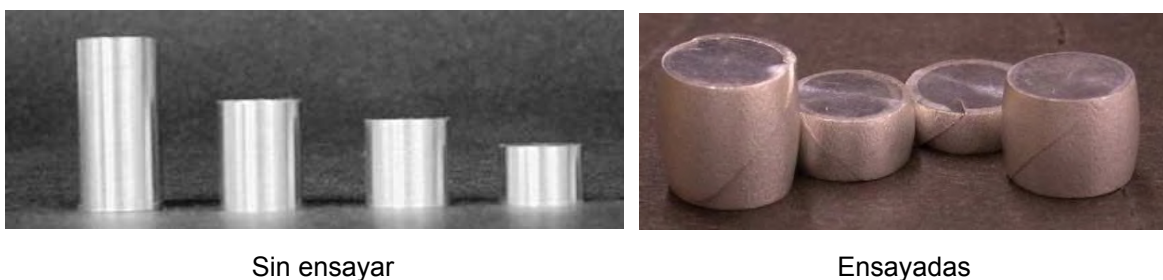


Figura 2.16: Probetas convencionales de compresión

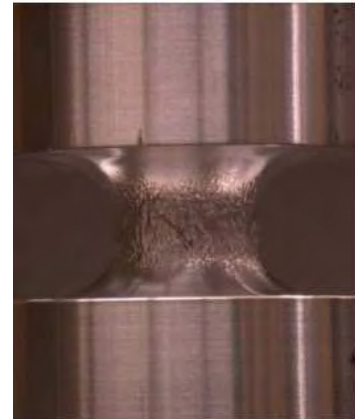
La fricción juega un papel importante en el *efecto barreling* y en la fractura, lo que conlleva una cierta dificultad en la realización de las simulaciones numéricas.

2. Cilindros entallados.

La probeta tiene una geometría cilíndrica con una entalla circular en la mitad de la altura, lo que provoca que la deformación sea muy localizada, Figura 2.17. Además evita el efecto indeseable de fricción que se originaba en las probetas de compresión convencionales. La triaxialidad y parámetro de Lode obtenidos para una AA 2024-T351 son $\eta \approx -0,2476$ y $\mu \approx 0,7141$.



Sin ensayar



Ensayadas

Figura 2.17: Probetas de compresión cilíndricas entalladas (16)

3. Probeta plana.

Recientemente, Beese y Mohr (155) desarrollaron un dispositivo capaz de realizar ensayos de compresión en probetas planas, Figura 2.18. El principal problema a la hora de realizar ensayos de compresión en probetas planas es el pandeo del fuste de probeta. Basando en estudios anteriores, dichos autores desarrollaron un dispositivo capaz de evitar este fenómeno, Figura 2.18d). Asimismo, modificaron la geometría inicial de la probeta y propusieron un procedimiento para corregir los efectos de fricción. Este procedimiento fue validado con probetas convencionales de compresión *-para más detalles ver (155)-*. Esta geometría de probeta ha sido utilizada para plastificación, aunque es de prever que tiene una gran utilidad para obtener valores de triaxialidad *-en un régimen negativo-* y de parámetro de Lode.

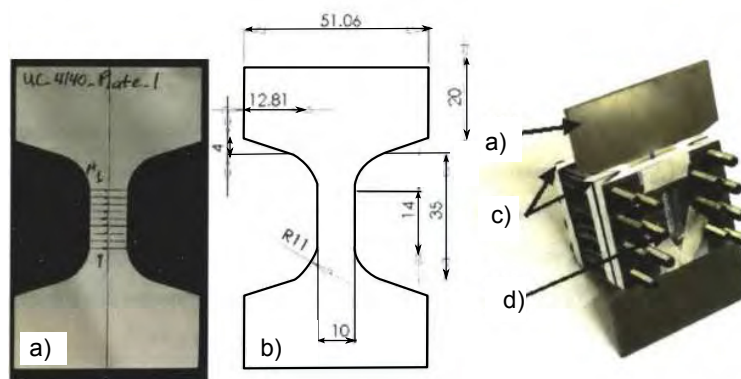


Figura 2.18: Probetas de compresión plana(155) a) Placa de espesor 1,5 mm, b) Dimensiones de la probeta, c) Dispositivo antipandeo y d) Ventana en el dispositivo antipandeo que permite la grabación óptica de la medida de deformación.

2.5.3 Probetas sometidas a estados tensionales de cortadura

Las principales probetas sometidas a estados tensionales de cortadura son la entallada a 45° y la probeta de Arcan cuyas características se recogen a continuación:

Probetas clásica de cortadura entallada a 45°.

Las probetas de cortadura ensayadas a tracción permiten obtener estados puros de cortadura en la zona central asociadas a valores de triaxialidad próximos a cero. La geometría se muestra en la Figura 2.19. Para obtener información de la dependencia de la triaxialidad en el comportamiento del

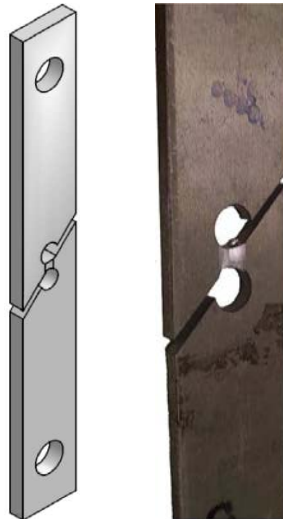


Figura 2.19: Geometría de probeta clásica de cortadura entallada a 45° (156)

material para bajos valores de triaxialidad, se desarrollan probetas de cortadura con entalla fuera del plano entre los dos agujeros centrales.

Probetas de cortadura tipo Arcan.

La probeta desarrollada por Arcan (1978) y modificada por Driemeier *et al.* (156) es empleada para obtener información del comportamiento del material con cambio de triaxialidades. Los detalles de la geometría se muestran en la Figura 2.20. Esta geometría permite obtener deformaciones a bajos, $\eta \approx 0$ -similar a las probetas a cortadura- y altos, $\eta > 0,4$ -similar a la probetas entalladas- valores de triaxialidad dependiendo de la dirección de carga, Figura 2.20. El espesor de la probeta tiene que ser lo suficientemente grande como para evitar que se produzcan inestabilidades debidas al pandeo torsional durante el ensayo -Driemeier *et al.* consideraron emplear un espesor de probeta de 6,35 mm-. Los ensayos experimentales con esta geometría de probeta pueden emplearse para analizar el efecto de la presión hidrostática en el comportamiento del material. Sin embargo, no se puede estudiar el efecto del parámetro de Lode en el caso de tensión plana debido a que depende de la triaxialidad y no es una variable independiente.

2.5.4 Ensayo equi-biaxial: probeta tipo mariposa

Wierzbicki *et al.* (139) desarrollaron una probeta en forma de "mariposa", Figura 2.21, que es ensayada combinando tracción y cortadura para investigar el fallo a bajos valores de triaxialidad. Esta probeta está diseñada de tal manera que las deformaciones más altas se encuentran en su zona central, incrementando localmente la probabilidad de fractura. La longitud para sección de calculo en la zona central es la más pequeña, mientras se incrementa hacia los bordes libres de la probeta. El rango de valores de triaxialidad y parámetro de Lode que se puede conseguir es de $-0,191 \leq \eta \leq 1,01$ y $-0,858 \leq \mu \leq 0,503$; sin embargo, se requiere de un dispositivo experimental complejo y de la fabricación de una probeta complicada para desarrollar los ensayos. El amarre de la probeta se muestra en la Figura 2.21. Los ensayos realizados con

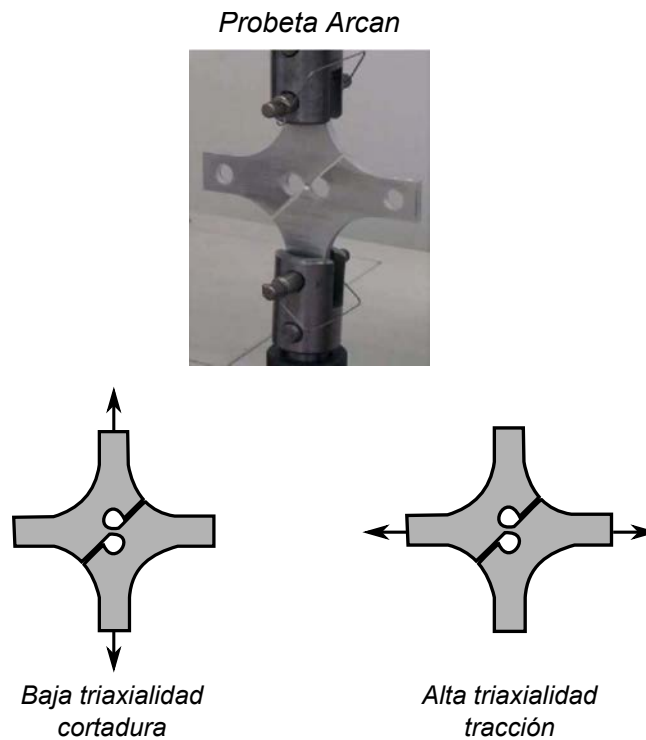


Figura 2.20: Geometría de las probetas de Arcan modificadas

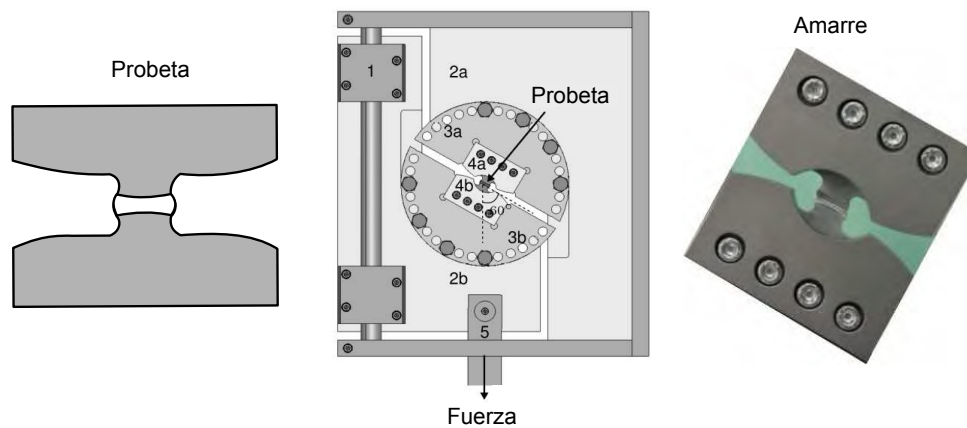


Figura 2.21: Esquema probeta "mariposa", dispositivo experimental y amarre de la probeta (17)

esta probeta son adecuados únicamente para validar, no para calibrar criterios de fallo (157).

2.5.5 Ensayos de perforación punch

Los ensayos de perforación ("punch test") o ensayos de Hasek (1978) son normalmente empleados para evaluar la deformación en condiciones biaxiales en laminas de metal. En este ensayo, se emprotra una probeta plana circular en su contorno y es sometida al impacto de un penetrador rígido mediante un dispositivo de torre de caída, Figura 2.22. Se suele emplear un lubricante entre el impactador y la hoja metálica para evitar posibles efectos de fricción. Cambiando la geometría de la lamina metálica, se pueden cubrir un rango del estado tensional entre tensión uniaxial ($\eta = 1/3$, $\mu = -1$) y tensión equi-biaxial

($\eta = 2/3$, $\mu = -1$) (158). La modificación de la forma de la probeta, Figura 2.23, en este tipo de ensayo

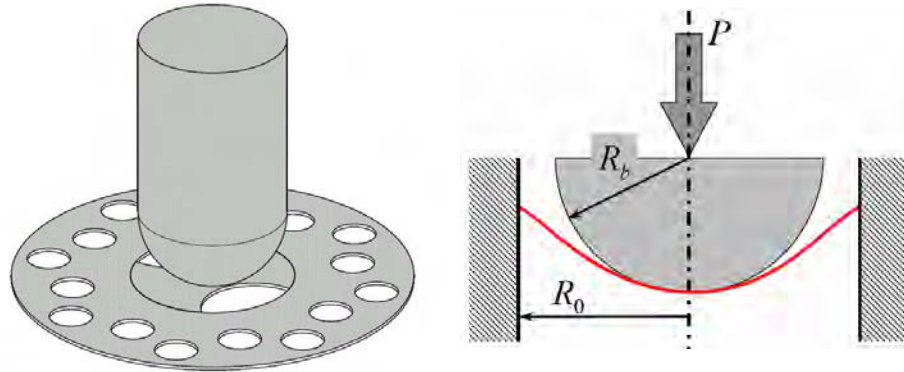


Figura 2.22: Esquema ensayo de perforación o punch

permite obtener diferentes estados tensionales. Así, un aumento del radio de entalla circular, R_n , supone una disminución de la triaxialidad y un aumento del parámetro de Lode.

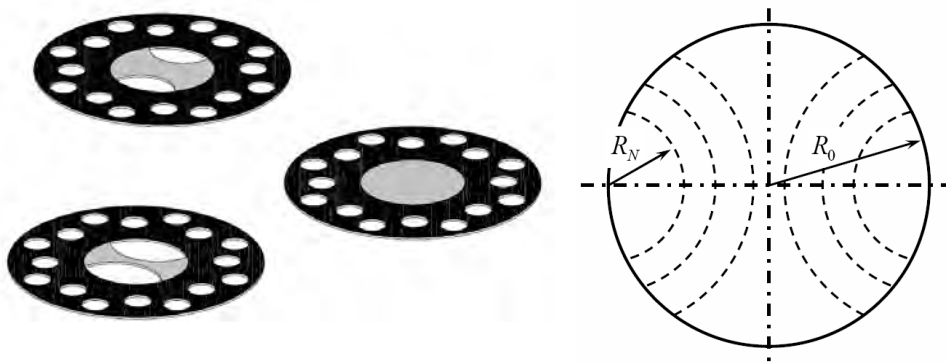


Figura 2.23: Tipología de probetas para la realización de ensayos dinámicos de punzonado. La modificación del radio R_n de entalla circular permite obtener diferentes valores del parámetro de triaxialidad y del parámetro de Lode.

2.5.6 Ensayo con probeta de cortadura modificada

Cambiando la forma de la sección de la entalla de la probeta de cortadura pura, de manera que se induce a un estado de cargas tracción-cortadura combinado, Figura 2.24. Con esta geometría se consiguen un intervalo de triaxialidad de 0 a 0.4 (117).

2.5.7 Ensayos combinados de tracción-torsión.

Este tipo de ensayos consisten en someter a la probeta a estados combinados de tracción-torsión de manera simultánea. Cabe destacar la probeta tubular de doble entalla y la probeta tubular Lindholm, cuyas características se definen a continuación:

1. Probeta tubular de doble entalla.

Barsoum and Faleskog (11; 12) desarrollaron un nuevo tipo de probeta -tubular de doble entalla,

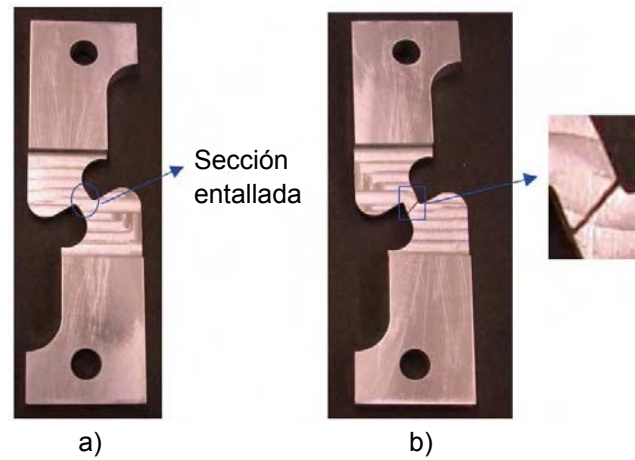


Figura 2.24: Probeta de cortadura modificada para obtener estados tensionales combinados de tracción y cortadura. a) Sin deformar y b) deformada (117).

Figura 2.25- para llevar a cabo ensayos en un rango de baja a media triaxialidad. Este tipo de probetas son cargadas a tracción y torsión combinada manteniendo una constante que regula la triaxialidad. Con esta geometría de probeta se pueden obtener variaciones en la triaxialidad en un rango de $(0 \leq \eta \leq 1,1)$ y del parámetro de Lode en un intervalo de $(-1 \leq \mu \leq 0)$ utilizando la misma geometría de probeta. Tanto la evolución de la triaxialidad como del parámetro de Lode son calculados en el centro de la entalla durante el proceso de carga mediante el uso de simulaciones numéricas.

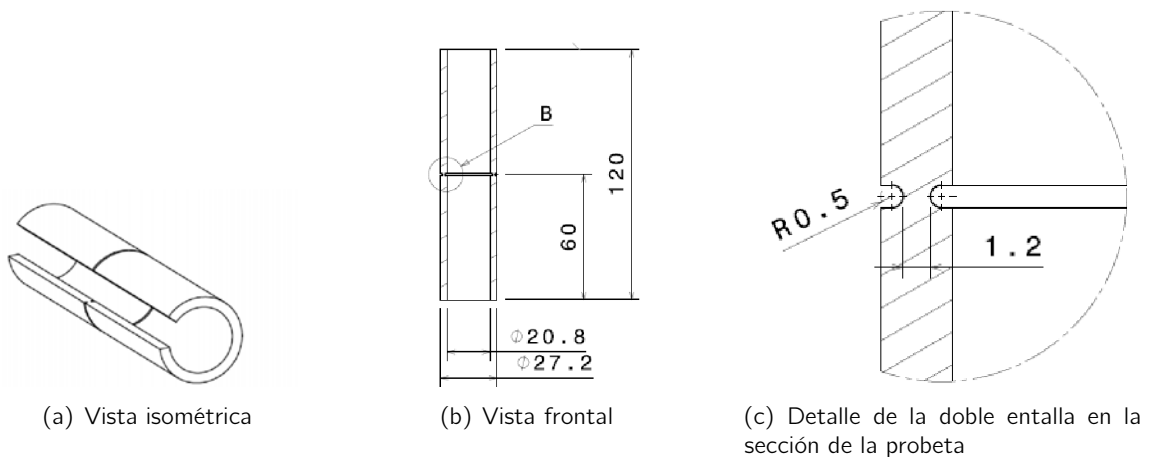


Figura 2.25: Esquema geometría de probeta tracción-torsión combinado

2. Probeta tubular Lindholm.

Gao *et al.* (145) desarrollaron un diseño alternativo a la probeta tubular de doble entalla empleada por Faleskog *et al.* La probeta es una modificación a la probeta empleada por Lindholm *et al.* (159) para ensayos experimentales de torsión a alta velocidad de deformación. Las dimensiones de la probeta se muestran en la Figura 2.26. Las principales diferencias con la geometría desarrollada por Lindholm son que la longitud es mayor y que los extremos son cilíndricos en vez de hexagonales.

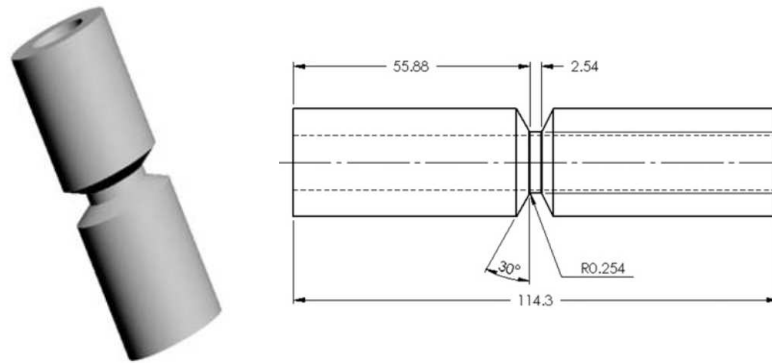


Figura 2.26: Geometría de las probetas modificadas de Lindholm

La probeta de Lindholm modificada es bastante parecida a la probeta tubular de doble entalla; son del mismo tamaño pero las secciones son significativamente diferentes. La probeta desarrollada por Barsoum tiene entallas circulares tanto internas como externas, mientras que la probeta de Lindholm modificada tiene una única entalla en el exterior con un perfil de ranura trapezoidal. La altura de la entalla en la probeta de Lindholm modificado es de 2,54 mm, mientras que en la de doble entalla es circular de radio 0,5 mm. El ancho de la entalla en la probeta de doble entalla es de 1,2 mm en el punto más estrecho, que es aproximadamente el doble del espesor de la entalla en la probeta de Lindholm (0,74 mm).

Debido a que la geometría de ambas probetas es diferente, no se pueden alcanzar los mismos valores de triaxialidad y parámetro de Lode con el mismo estado de cargas de tracción y torsión. Como se muestra en la Figura 2.27, se obtienen distintos rangos de valores de triaxialidad y parámetro de Lode según la geometría de la probeta para un mismo material. Así, el comportamiento de la probeta Lindholm cubre un intervalo de $\eta = 0$ y $\mu = 0$, en torsión pura, pasando por un estado cercano al obtenido en tracción en probetas planas ($\eta = 0,33$ y $\mu = -1$), hasta conseguir un estado biaxial de tracción ($\sigma_1 = 2\sigma_2$ y $\sigma_3 = 0$) donde $\eta = 0,58$ y $\mu = 0$.

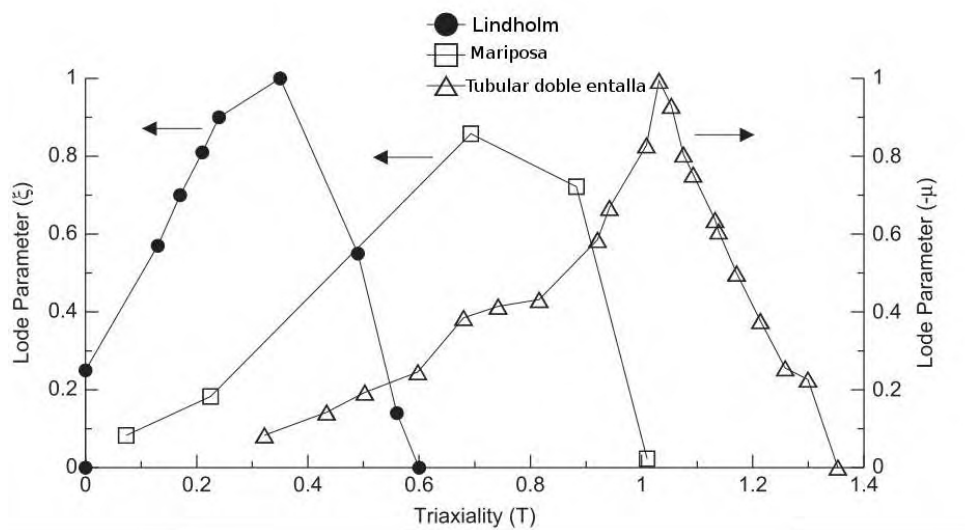


Figura 2.27: Comparación de los valores de triaxialidad y parámetro de Lode para la probetas Lindholm modificada, la probeta de mariposa y la probeta tubular de doble entalla (147)

2.6 Análisis experimental y numérico del fallo dúctil en procesos de perforación

El análisis de protecciones frente a impacto se ha convertido, con el paso de los años, en un aspecto relevante en el diseño de componentes en múltiples campos de la industria (protección ligeta de vehículos y aeronaves, diseño de tuberías y depósitos frente a un fallo eventual) así como el sector de la defensa. El análisis detallado de la dinámica de impacto en los procesos de perforación requiere realizar un completo estudio de las condiciones del problema que incluyan altas velocidades de deformación y altas temperaturas.

El conocimiento de la deformación de fallo (*ductilidad* del material) está directamente relacionado con la capacidad de absorción de energía del componente estructural. En este sentido, en problemas de perforación resulta relevante conocer los factores que afectan a los mecanismos de fallo y a la absorción de energía.

2.6.1 Mecanismos de fallo en procesos de perforación

Los tipos de fallo en procesos de perforación ha sido descrito en numerosas publicaciones (40; 160–163). Los principales modos de fallo son los que se ilustran en la Figura 2.28 y se describen a continuación:

Spalling. Las ondas de compresión se reflejan desde la superficie posterior en forma de ondas de tracción. Como la onda de compresión se propaga a la parte posterior de la placa, la amplitud de la onda de compresión decrece, pudiéndose producir que la tensión a tracción neta supere la resistencia a la tracción dinámica de rotura de la placa. En este caso, se producirá la rotura por tracción.

Plugging. Este tipo de fallo ocurre cuando el proyectil empuja un tapón de material de la parte trasera de la placa impactada. Este tapón es aproximadamente igual al radio del proyectil, en el caso de un proyectil de geometría cilíndrica con punta plana. Este proceso está gobernado por bandas de cortadura adiabáticas.

Petalling. Este tipo de fallo se lleva a cabo en placas de espesores relativamente delgados. Las tensiones circunferenciales elevadas se producen a través del espesor de la placa, así como la onda de compresión se propaga hacia el exterior. Las placas de un material relativamente dúctil sometido a impacto por proyectiles cónicas o ojiva son propensos a exhibir "*petalling*". También placas delgadas que se deforman de manera significativa exhiben este tipo de fallo debido a las grandes deformaciones de flexión impuestas cerca de la superficie libre de la placa.

Fragmentación. A altas velocidades de impacto, se generan grandes cantidades de energía en un corto periodo de tiempo provocando altos esfuerzos locales. Para las placas relativamente delgadas, el material de la placa bajo el proyectil se fractura, causando la fragmentación de la placa.

Expansión del agujero de perforación dúctil ("Ductile hole formation"). Para materiales dúctiles, la punta del proyectil cónico o ojival concentra las tensiones en sus proximidades y esto da lugar a grandes deformaciones a lo largo del eje del agujero. Esta deformación plástica se traduce en fracturas en el eje. El proyectil forma un agujero en la placa a lo largo del eje del proyectil y este agujero se agranda a medida que avanza la perforación. Este tipo de perforación es característico de materiales muy dúctiles.

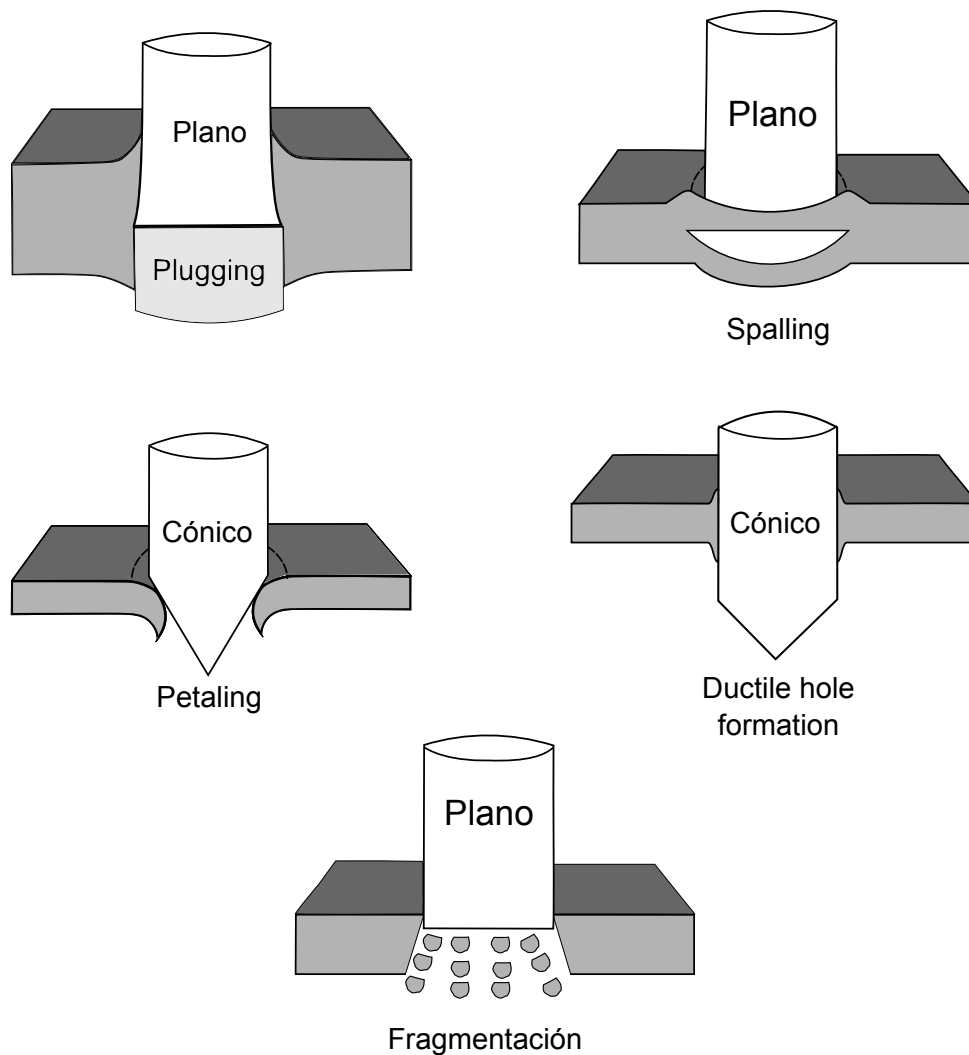


Figura 2.28: Clasificación de los modos de fallos en placas sometidas a procesos de perforación

2.6.2 Energía absorbida en perforación

Considerando el impacto de un proyectil rígido contra una placa metálica, los principales parámetros que afectan a la energía crítica de perforación son: la geometría (diámetro y forma), material y masa del impactador; la dureza, espesor y dimensiones a impactar de la placa y las condiciones de contorno del mismo durante el ensayo. La influencia de cada uno de estos parámetros en los valores de la energía absorbida de perforación se detalla a continuación.

2.6.2.1 Geometría del impactador

La geometría del impactador, especialmente la cabeza del mismo, es uno de los factores más importantes que afectan al valor de absorción de energía. En estudios previos se ha concluido que para un impactador afilado, menor es la energía crítica requerida para perforar la placa. Esta afirmación sólo es cierta en el caso de que el objetivo impactado tenga un espesor grande y que se asuma que el impactador es rígido. Sin embargo, en base a las observaciones realizadas por Zukas (40), cuando se emplea un impactador de

punta plana, la energía absorbida requerida para penetrar es mayor que en el caso otras geometrías de cabeza del impactador. En consecuencia, la energía absorbida requerida en la perforación se incrementa a medida que se aumenta el ángulo de la punta cónica de la cabeza del impactador.

Por el contrario, la relación entre el valor de la energía de absorción y la forma de la cabeza del proyectil puede ser diferente si se reduce el espesor de la protección. Así, para placas delgadas, en varias investigaciones (39; 40) se ha demostrado que la energía requerida para perforar el objetivo con proyectiles de punta plana es menor que en el caso de cabezas cónicas u ojivales.

Además, investigaciones llevadas a cabo por Corran *et al.* (41), muestran que la energía absorbida presenta un máximo en la transición entre el fallo por cortadura (*shear plugging*) al fallo por tensión (*tensile stretching*) cuando el radio de la punta del proyectil se reduce. Los ensayos experimentales llevados a cabo por Borvik *et al.* (42) mostraron que los valores del límite balístico para proyectiles de punta cónica y hemisférica eran considerablemente menores que para los proyectiles de cabeza plana. Esta discrepancia se puede explicar teniendo en cuenta los diferentes modos de fallo que aparecen al variar el tipo de proyectil. Los proyectiles de cabeza plana perforan el objetivo por cortadura, generando el llamado *plug* o tapón; que se desprende al atravesar el proyectil completamente la placa impactada. Los proyectiles de cabeza cónica y hemisférica provocan elevadas tensiones radiales que generan la aparición de fisuras que se propagan generando una forma característica de pétalos (*petalling*). En ocasiones, cuando se emplea un proyectil de cabeza hemisférica, se puede desprender parte del material (*plug*); al igual que sucede con el proyectil plano. Sin embargo, este fenómeno no se da en proyectiles cónicos que perforan siempre la placa por *petalling*.

A partir del análisis del balance de energía llevado a cabo por Corran *et al.* (41) para placas de acero sometidas a diferentes proyectiles; se concluyó que la energía consumida en deformar la placa (delgada) a tensión (*membrane stretching*) es mayor que la que se absorbe cuando el fallo se produce a cortadura (*plugging*), lo que explica las diferencias en función del tipo de proyectil empleado. A medida que se incrementa el espesor de la placa, la magnitud de la energía consumida en el fallo a cortadura se incrementa más que el otro modo de fallo, de tal manera, que la perforación se ve favorecida al utilizar los proyectiles de punta cónica.

2.6.2.2 Dureza del impactador y de la placa

El análisis de la absorción de energía requiere considerar las propiedades mecánicas del impactador. Si se incrementa la dureza del mismo, la energía crítica necesaria para perforar el objetivo es sensiblemente menor (41). Para proyectiles cónicos de gran longitud (L/D siendo L y D la longitud y el diámetro del proyectil, respectivamente) y velocidades menores a 1020 m/s , se obtuvo una reducción del 25% del límite balístico alcanzado al aumentar la dureza relativa del proyectil y de la placa de 0.7 a 1.5 (40). A velocidades mayores a 1200 m/s , esta influencia es menor ya que entran en juego los efectos inerciales (40; 164).

Por otra parte, el efecto de las propiedades mecánicas de la placa en la absorción de energía está relacionada de manera significativa con la geometría del proyectil. Para proyectiles de cabeza hemisférica y cónica, la energía crítica de perforación aumenta proporcionalmente con la dureza de la placa. En el caso de proyectil de cabeza plana, puede observarse una caída en la energía de perforación al incrementar la dureza del material, que puede atribuirse a la iniciación del modo de fallo por cortadura en régimen adiabático (45; 46).

2.6.2.3 Espesor de la placa

La resistencia a perforación de placa se incrementa a medida que aumentamos su espesor, hecho que ha sido utilizado en numerosas ocasiones para diseñar protecciones frente a impacto. Sin embargo, la energía crítica absorbida aumenta rápidamente con el espesor normalizado de la placa (h_0/D siendo h_0 el espesor inicial de la placa y D es el diámetro de proyectil) hasta un valor de 0,25, valor a partir del cual la energía disminuye a medida que aumenta el espesor normalizado (26; 41). Este cambio de tendencia en la absorción de energía es atribuido al cambio en el modo de fallo de la placa (26; 40). Asimismo, la pendiente de ese incremento de energía disminuye cuando se emplean relaciones de proyectil L/D mayores.

2.6.2.4 Dimensiones de la placa

El tamaño de la placa, y más concretamente, las dimensiones de la zona impactada afecta a la absorción de energía en problemas de perforación. En términos generales, la energía de perforación se incrementa linealmente a medida que las dimensiones de la placa se hacen mayores hasta cierto valor que depende de la resistencia y del espesor de la placa a impactar. Una vez superado este valor, los efectos del tamaño ya no son tan influyentes en el valor de la energía.

Resultados experimentales han demostrado que la energía crítica de perforación es independiente del espesor del panel cuando el ancho relativo de la placa w/h_0 , donde h_0 es el espesor y w la longitud de la placa, es mayor de 150 (47). Además, Neilson (47) demostró que el valor obtenido para la energía crítica cuando se perfora con proyectiles largos (con $L/D > 13$) parece ser independiente del valor de w/D si este valor es superior a 22. Sin embargo, no existe tal relación cuando se trata de impactos con proyectiles de longitud pequeña o intermedia. Liu *et al.* (49) y Crouch *et al.* (48) mostraron que el valor crítico de w/D , a partir del cual la energía crítica es independiente del tamaño de la placa parece ser dependiente del espesor de la placa.

Se ha producido una limitación en el uso de soluciones cerradas debido a la complejidad de los problemas de penetración descrita anteriormente, especialmente si se tiene en cuenta el comportamiento dinámico y de fractura del material. Por ello, el trabajo en esta área ha sido llevado a cabo en su mayoría de manera experimental (40). Aun así, en los últimos años se han desarrollado numerosos estudios teóricos. Estas aproximaciones teóricas pueden dividirse en: (a) *Ecuaciones empíricas* basadas en ajustar curvas mediante los resultados experimentales (b) *Modelos analíticos* dado por soluciones simplificadas del problema y, (c) *Simulaciones numéricas* donde las ecuaciones de conservación se integran en pequeños intervalos de tiempo sucesivos en todos los puntos de una malla de elementos finitos (26).

2.6.3 Modelos analíticos en procesos de perforación

Con carácter general, los modelos analíticos desarrollados en la literatura buscan estimar la velocidad residual del proyectil o el espesor mínimo de la protección frente a impacto aplicando consideraciones energéticas (163). El gran número de mecanismos de penetración y de fallo presentes en el proceso de perforación, junto con la respuesta estructural global del objetivo, hacen que la predicción de eventos derivados de las cargas de impacto sea extremadamente difícil de estimar. Diversos estudios han demostrado que un modelo empírico es un medio rápido y eficaz de predecir límite balístico de una placa siempre que las condiciones de impacto se encuentran dentro de los parámetros establecidos. El inconveniente principal es que el escaso número de expresiones disponibles sólo cubren una gama limitada de condiciones

de impacto. Antes del desarrollo de modelos numéricos, los ingenieros tenían que confiar exclusivamente en algunas ecuaciones empíricas o semi-empíricas para obtener datos de la penetración. Actualmente, las expresiones analíticas son ampliamente utilizados por los ingenieros de impacto.

A continuación se describen los principales modelos analíticos desarrollados en la literatura:

2.6.3.1 Modelo de Recht y Ipson, 1963

Recht y Ipson (39) propusieron un modelo para el impacto de una placa, cuyo espesor era del orden del diámetro del proyectil. Este modelo combina la conservación del momento lineal y la conservación de la energía. Para el caso de impacto normal, el modelo tiene en cuenta que el proyectil produce un tapón al impactar con la placa, de modo que, ambos continúan en contacto. Recht y Ipson obtuvieron la velocidad residual, V_r como la siguiente expresión:

$$V_r = \left(\frac{m_p}{m_p + m_{tp}} \right) (V_0^2 - V_{bl}^2)^{1/2} \quad (2.33)$$

donde m_p es la masa del proyectil y m_{tp} es la masa del tapón; V_{bl} es el límite balístico.

2.6.3.2 Modelo de Lambert, 1976

Lambert (165; 166) propuso para calcular la velocidad residual la siguiente expresión:

$$V_r = \alpha (V_i^p - V_{bl}^p)^{1/p} \quad (2.34)$$

donde

$$\alpha = \frac{m_p}{m_p + M'/3}$$

$$p = 2 + z/3$$

$$z = (t/D) \sec^{0.75} \theta$$

siendo m_p y M' las masas del proyectil y de la placa, t es el espesor de la placa, D es el diámetro del proyectil y θ es el ángulo del impacto en radianes.

2.6.3.3 Modelo de Thompson, 1955

Thompson (167) desarrollo un modelo analítico teniendo en cuenta el trabajo de deformación plástica y el trabajo de las fuerzas inerciales tal y como se presenta en la ecuación 2.35. Esta ecuación está desarrollada para predecir la energía cinética para proyectiles cónicos.

$$E_c = \pi R^2 h_0 \left[1/2 \sigma_y + \rho (VR/L)^2 \right] \quad (2.35)$$

donde h_0 es el espesor inicial de la placa, ρ es la densidad del material de la placa proyectada y σ_y es el límite elástico del material.

2.6.3.4 Modelo de Woodward, 1977

Woodward (168; 169) desarrolló modelos analíticos que tienen en cuenta las propiedades mecánicas - como la resistencia- del material. Como es conocido para placas metálicas, cuando son impactadas por proyectiles cilíndricos planos, se generan tensiones mayores al límite elástico del material en tracción pura o compresión lo que produce deformaciones plásticas. Uno de los modelos analíticos que Woodward desarrollo es el de la ecuación 2.36. Este expresión analítica está desarrollada para el estudio del impacto de proyectiles cónicos y tiene en cuenta la deflexión de la placa y la contribución de mecanismo de penetración “*ductile hole enlargement*”.

$$E_c = \frac{\pi}{2} r_p h_o \sigma_y \left(r_p + \frac{\pi}{2} h_o \right) + 1,42 \pi \sigma_y h_o \left(\frac{h_o}{1,81} \right) \quad (2.36)$$

2.6.4 Modelización numérica en procesos de perforación

Como se ha descrito anteriormente, dependiendo de las condiciones específicas de impacto, puede haber varios modos de fallo y mecanismos de absorción de energía. Por lo tanto, es sumamente importante desarrollar modelos numéricos para emplearse en problemas de impacto con una capacidad de predicción adecuada. El análisis de este tipo de eventos -*procesos de perforación*- a altas velocidades impacto puede abordarse empleando códigos de elementos finitos y metodos sin-malla (*mesh-free*).

2.6.4.1 Método los Elementos Finitos

El Método de los Elementos Finitos (FEM) se ha utilizado ampliamente para el análisis computacional de la mecánica de sólidos, y puede proporcionar resultados robustos para una amplia gama de problemas. Es el metodo más empleado para modelizar problemas de impacto. Las principales ventajas del Método de los Elementos Finitos son:

- Facilidad en el seguimiento de las interfaces de materiales, superficies libres y el histórico del comportamiento del material.
- Verificación de la conservación de masa y energía.
- Versatilidad en la aplicación de las condiciones de contorno.
- Consideración de la ley de endurecimiento, criterio de plástificación y criterio de fallo.

En cambio, en problemas de *crashworthiness* e impacto con grandes deformaciones, la malla numérica puede ser altamente distorsionada causando problemas de volumen negativo y que las simulaciones se interrumpa de manera prematura. Para solucionar este problema, generalmente se emplean las técnicas numéricas de la erosión del elemento (que no tiene ningún significado físico), el mallado más fino de alguna zona, el remallado y algoritmos de nodos NABOR (170). La erosión de elementos puede realizarse en base a un criterio de fallo por presión, tensión o deformación (171), daño y/o temperatura (46). Por lo tanto, para problemas con distorsiones extremas de elementos, la exactitud de FEM no siempre es adecuada (172–174).

2.6.4.2 Método de Partículas hidrodinámicas suavizadas, SPH

El método de "*Partículas Hidrodinámicas Suavizadas*" (SPH) se trata de un método sin malla que es capaz de soportar grandes deformaciones sin problemas de severas distorsiones de elementos. El método de SPH se ha aplicado con éxito en problemas de la Mecánica de Sólidos (175–177). La formulación del método SPH no se ve afectada por la arbitrariedad de la distribución de partículas debido a la naturaleza adaptativa de la aproximación SPH. Y pueden, naturalmente, emplearse en problemas con muy grandes deformaciones. Sin embargo, el método SPH, en general, no es tan adecuado como el método FEM para la resolución de problemas dinámicos con distorsiones leves; el empleo del método SPH encuentra varios problemas (178; 179):

- Inestabilidad a la tracción (180) (181).
- Comparativamente alto coste computacional (182).

2.6.4.3 Método de Conversión a partículas SPH

Una solución intermedia a los métodos anteriores es la posibilidad de combinar el método de Elementos Finitos con el método SPH para modelar una estructura. Esta técnica se ha incorporado en las últimas versiones de software de elementos finitos comerciales como ABAQUS o LS-DYNA. El método de conversión permite definir, en un primer lugar, el modelo con elementos Lagrangianos y convertirlos en partículas SPH al llegar una deformación a ser significativa. Tradicionalmente, cuando un elemento sufre grandes deformaciones, la única opción para permitir que el análisis continúe es eliminarlo. La conversión a partículas SPH ofrece una mejora con respecto a la opción de eliminación de elementos debido a que las partículas generadas son capaces de proporcionar resistencia a la deformación más allá de los niveles de distorsión de elementos finitos. El principal inconveniente de este método es el aumento computacional del análisis.

En un modelo con conversión a partículas SPH, las partículas se generan internamente en la fase de pre-procesamiento del análisis, y se establecen de manera que están en un estado inactivo. Las partículas se unen a los elementos finitos continuos iniciales de manera similar a cómo se unen los nodos de los elementos, y siguen el movimiento de estos nodos iniciales siguiendo una trayectoria media. Las propiedades inerciales de las partículas en este estado inactivo (mientras los elementos finitos continuos están activos), no se tienen en cuenta para evitar doblar los valores de momentos inerciales en un punto determinado (183). Una vez se ha producido la conversión en partículas SPH a partir de los elementos finitos continuos de partida, el coste computacional del análisis puede verse incrementado de forma significativa; especialmente si se ha seleccionado varias partículas SPH por cada elemento finito de partida. Es importante reseñar que, tras la transformación en partículas, los datos correspondientes al elemento; como la información del estado tensional, se transfiere a las partículas generadas con objeto de asegurar una transición lo más suave posible. Las partículas SPH generadas interactúan entre ellas (y con las que aún están embebidas en un estado inactivo en los elementos finitos) siguiendo la formulación SPH convencional (183).

El número de partículas SPH que se van a generar a partir de un elemento continuo, puede seleccionarse con anterioridad, así como el criterio de activación de la partícula. Por defecto, una partícula es generada por cada elemento de partida. Se puede controlar este número especificando el número que se han de generar por elemento de partida y dirección isoparamétrica correspondiente. Esto provoca que el número total de partículas generadas por elemento dependa del tipo de elemento a partir del cual se convierte. Con respecto al criterio de transformación del elemento en partículas, se puede seleccionar entre los siguientes:

- **Criterio definido en el tiempo:** Se puede especificar el valor temporal de la simulación en el cual los elementos se van a transformar en partículas SPH, independientemente de cuál sea el valor de la deformación en los elementos. Esta opción tiene sentido especialmente para aplicaciones donde el modelo de SPH es la opción más adecuada, como puede ser el movimiento del fluido en el interior de un tanque. Si el tiempo de conversión se fija en cero, entonces la conversión tiene lugar al inicio del análisis. En el ejemplo anterior, tiene sentido que el movimiento del fluido se inicie al comienzo del análisis; pero en otros casos puede especificarse un tiempo determinado que inicie la conversión a partículas.
- **Criterio definido en la deformación:** este criterio utiliza el valor absoluto de la deformación principal máxima como criterio de transformación en partículas SPH. A medida que el elemento se deforma, si dicho valor de deformación es mayor que un valor límite especificado, los elementos finitos continuos de partida se convierten progresivamente en partículas SPH. Esta opción es la más adecuada para aquellos casos en los que el método de elementos finitos proporciona los mejores resultados pero en los que pueden darse grandes deformaciones en ciertas áreas. Este será el criterio seleccionado en las simulaciones numéricas del Capítulo 5.
- **Criterio definido en tensión:** Al igual que en los casos anteriores, se puede especificar cuál es el valor absoluto de la tensión máxima principal a partir de la cual se produce la conversión del elemento finito a partículas SPH. A medida que el elemento se deforma, si el valor absoluto de dicha tensión sobrepasa el valor límite fijado con anterioridad; el elemento finito se transforma progresivamente en partículas SPH. Esta opción suele emplearse en casos similares a aquellos en los que el criterio de deformación es el más adecuado.
- **Criterio definido en una subrutina de usuario:** El criterio basado en una subrutina de usuario es capaz de proporcionar la flexibilidad que supone implementar el criterio de conversión que desee el usuario. La conversión del elemento puede controlarse durante el análisis de ABAQUS/Explicit, empleando cualquiera de las subrutinas de usuario que pueden modificar de forma activa las variables de estado asociadas a un punto del material, tales como VUSDFLD o una subrutina VUMAT. Es necesario indicar cuál es el número de la variable de estado que dispara la transformación en partículas SPH. Por ejemplo, si se especifica que el número de la variable de estado es dos, ello significa que la segunda variable de estado es la variable que indica el cambio en la subrutina de usuario. Esta variable de estado debe modificarse a un valor de uno o cero. Un valor de uno indica que el elemento está *activo*, mientras un valor de cero implica que Abaqus/Explicit debe *convertir* el elemento en partículas. Puesto que las subrutinas de usuario tienen acceso vía argumentos al estado de un punto en concreto, esta funcionalidad proporciona un medio más eficaz de definir la variable de estado que rige la conversión a partículas SPH.

2.7 Aleaciones de aluminio para sistemas de absorción de energía

Las aleaciones de aluminio tienen una gran influencia en las industrias tecnológicas, destacando principalmente la industria aeronáutica y la industria automovilística. Sirva de ejemplo que un 61 % de la estructura del A380 es de aleación de aluminio (184; 185). La Figura 2.29 muestra el resto de componentes en los que se ha fabricado dicho avión. En concreto, 20 *tn* son realizadas en aleaciones de aluminio forjadas y tratables termicamente (2xxx y 7xxx).

El empleo de aleaciones de aluminio está justificada dentro de los diferentes campos de la industria debido a la presión política y económica por reducir el consumo de combustibles y de las emisiones de

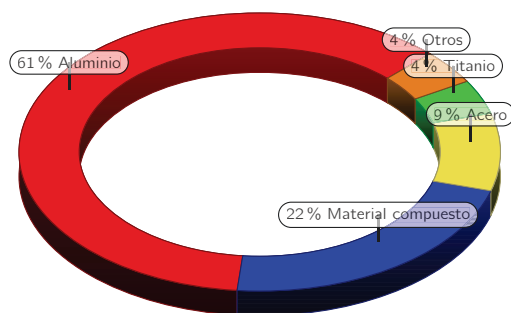


Figura 2.29: Distribución de materiales empleados en la fabricación de la estructura del avión A380 (185)

CO₂, provocando un incremento en el interés por disminuir el peso del automóvil; así, se está desarrollando soluciones específicas basadas en desarrollar nuevas aleaciones de aluminio (186; 187). La industria europea del automóvil constata que se ha duplicado la cantidad media de aluminio empleado en vehículos durante la última década (Figura 2.30) y lo hará aún más en los próximos años. En el año 2012, se ha utilizado una media de 140 kg de aluminio en piezas de automóviles en la Europa Occidental. La distribución de esta cantidad de aluminio se refleja en la Figura 2.31(186).

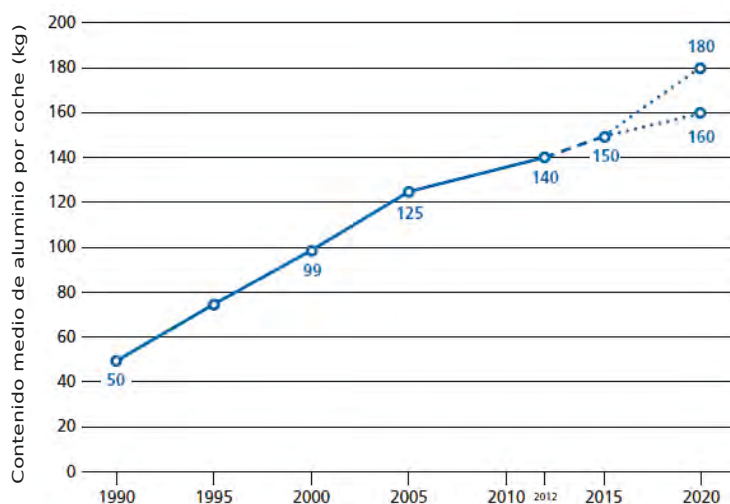


Figura 2.30: Evolución media de contenido de aluminio por automóvil producido en Europa(186).

Las principales aleaciones de aluminio utilizadas en aplicaciones automovilísticas son las aleaciones forjadas no tratables térmicamente Al-Mg (5xxx) y forjado tratables térmicamente (6xxx).

Otros de los campos tecnológicos que emplean habitualmente aleaciones de aluminio son las industrias de defensa y marina. En caso de la industria de defensa, las series de aleaciones de aluminio más empleadas son 5xxx (en vehículos), 6xxx (vehículos y munición), 2xxx (armamento) y 7xxx (defensa) (188). La industria marina emplea principalmente la serie 5xxx debido a estas aleaciones Al-Mg presentan una buena ductilidad sin un tratamiento térmico posterior y además se fabrican con equipos no demasiados complejos (189).

La importancia de cuidar el medio ambiente es un aspecto cada vez más demandado socialmente; cabe destacar que el aluminio se recicla fácilmente y se produce un ahorro del 95 % de la energía requerida para producir aluminio primario (186). Un estudio realizado por la Asociación Europea del Aluminio (186) revela que:

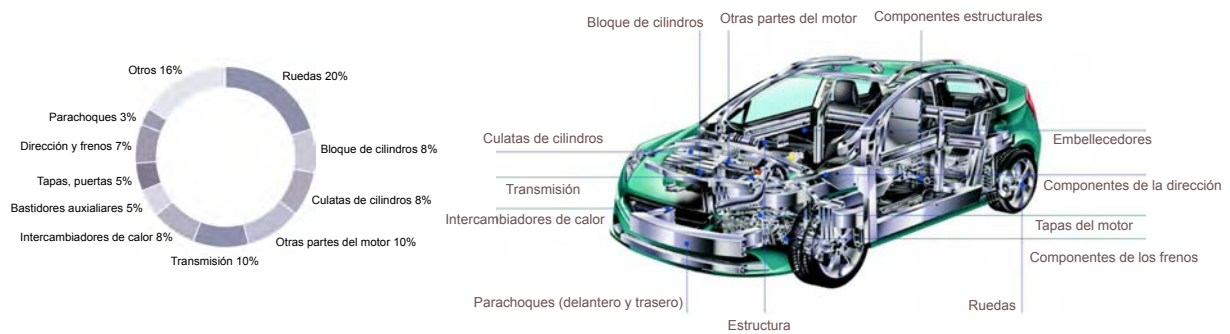


Figura 2.31: Distribución de aluminio en las partes de un automóvil (186).

- 1 kg de aluminio en un vehículo reduce una media de 18 kg las emisiones de CO_2 en el uso diario de éste.
- 1 kg de aluminio en un vehículo reduce una media 17 kg las emisiones de CO_2 en todo el ciclo de vida del vehículo.
- Sobre la base de una producción anual de 16 millones de coches europeos, se evita aproximadamente 40 millones de toneladas de emisiones de CO_2 durante su vida útil.
- Con una media de 140 kg de aluminio en un vehículo se ahorra anualmente una cantidad aproximada de 65 litros de carburante.

2.7.1 Características generales de las aleaciones de aluminio

Desde el punto de vista de la estructura cristalina, las aleaciones de aluminio son cúbicas centradas en caras (FCC), Figura 2.32, donde el deslizamiento ocurre en múltiples planos de deslizamiento; y como resultado, el modelo de bandas de deslizamiento sobre la superficie de éstos metales cuando se deforma es más uniforme (184), lo que le confiere una alta plasticidad, aunque las propiedades mecánicas varían enormemente según sean los elementos aleantes y los tratamientos termomecánicos a los que haya sido sometido el aluminio.

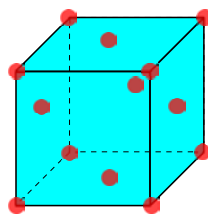


Figura 2.32: Estructura cristalina centrada en las caras

Las propiedades mecánicas del aluminio pueden ser mejoradas mediante: elementos aleantes, endurecimiento por deformación, tratamiento térmico o una combinación de las tres técnicas. El cobre, magnesio, manganeso, silicio y zinc son los principales componentes en las aleaciones de aluminio. El cromo, nickel y otros elementos son componentes minoritarios empleados para finalidades específicas.

Las aleaciones de aluminio forjado (por ejemplo: chapa, lámina, extrusión, varilla y alambre) son clasificadas de acuerdo con los elementos aleantes principales que contenga la aleación. Para identificar las aleaciones de aluminio forjado se utiliza una designación numérica de cuatro dígitos:

- El primer dígito indica el grupo de aleaciones que contienen elementos aleantes específicos, Tabla 2.3.
- El segundo dígito indica la modificación de la aleación original o los límites de impurezas.
- Los dos últimos dígitos identifican la aleación de aluminio o indican la pureza en aluminio.

Elementos aleantes	Designación
Aluminio, 99	1xxx
Cobre	2xxx
Manganeso	3xxx
Silicio	4xxx
Magnesio	5xxx
Magnesio y silicio	6xxx
Zinc	7xxx
Otros elementos	8xxx
Series no usadas	9xxx

Tabla 2.3: Grupo de aleaciones de aluminio forjado.

Las designaciones del grado de endurecimiento figuran después de los cuatros dígitos y están separadas por un guión. Las subdivisiones del grado de endurecimiento básico se indican por uno o más dígitos con la designación alfabética. Las designaciones básicas son:

- **F**: indica que la aleación es tal y como se fabricó; sin control de la cuantía de endurecimiento por deformación.
- **O**: Recocido y recristalizado. Endurecimiento con mínima resistencia y máxima ductilidad.
- **H**: Endurecimiento por deformación.
- **T**: Tratado térmicamente para producir endurecimientos estables además de F u O.

Las subdivisiones del endurecimiento por deformación son:

- **H1**: Sólo endurecido por deformación.
- **H2**: Endurecimiento por deformación y recocido parcial.
- **H3**: Endurecimiento por deformación y estabilizado.

Las subdivisiones del tratamiento térmico son:

- **T1**: Envejecimiento natural.
- **T3**: Tratamiento térmico en solución, trabajado en frío y envejecimiento natural hasta una condición sustancialmente estable.
- **T4**: Tratamiento térmico en solución y envejecimiento natural hasta una condición sustancialmente estable.

- **T5**: Enfriado desde el proceso de modelado a altas temperaturas y después envejecimiento artificial.
- **T6**: Tratamiento térmico en solución y envejecimiento artificial.
- **T7**: Tratamiento térmico en solución y estabilizado.
- **T8**: Tratamiento térmico en solución, trabajado en frío y envejecimiento artificial.

2.7.2 Aleaciones de aluminio 2024-T351, 5754-H111 y 6082-T6

2.7.2.1 Aleación de aluminio 2024-T351

La aleación de aluminio 2024-T351 pertenece al grupo de aluminios forjados tratados térmicamente junto con la serie 6xxx y 7xxx. La serie 2xxx tiene el *cobre* como principal elemento, aunque la mayor parte de estas aleaciones contiene también *magnesio*. Estas aleaciones proporcionan una gran resistencia al material; sin embargo, debido a su contenido de cobre se reduce su resistencia a la corrosión. La aleación de aluminio 2024 es una de las más importante en esta serie. La composición química del material se encuentra contenido en la Tabla 2.4. Esta aleación se encuentra reforzada principalmente por mecanismos de endurecimiento por solución sólida y reforzamiento por precipitación. Uno de los principales tratamientos térmicos a los que se somete es T351, que es un tratamiento térmico en solución, trabajado en frío y envejecimiento natural hasta una condición sustancialmente estable (184).

Si	Fe	Cu	Mn	Mg	Cr	Zn	Ti
0.5	0.5	3.8-4.9	0.3-0.9	1.2-1.80	0.1	0.25	0.15

Tabla 2.4: Composición química de la aleación de aluminio 2024-T351 expresada en % peso

La aleación de aluminio 2024 es una de las aleaciones cuyo empleo está más extendido en la industria. Las principales aplicaciones de este material son: componentes estructurales aeronáuticos, hardware, ruedas, instrumentos científicos, veterinaria o brackets y equipamiento ortopédico, y remaches debido a su alta resistencia, excelente resistencia a la fatiga y su buena relación resistencia-peso.

En la aleación de aluminio 2024 existen trabajos que consideran la influencia de diversos parámetros en su comportamiento mecánico: sensibilidad a la velocidad de deformación, sensibilidad a la temperatura y capacidad de absorción de energía en procesos de impacto-perforación.

Los estudios de la sensibilidad a la velocidad de deformación han sido llevado a cabo bajo diferentes condiciones de carga: tracción, compresión y torsión. Li *et al.* (190) y Hodowany *et al.* (191) mediante ensayos de compresión en un amplio rango de velocidades de deformación ($10^{-3} \text{ s}^{-1} < \dot{\epsilon} < 3,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$) mostraron que el efecto de la sensibilidad a la deformación es despreciable. La misma conclusión llegó Johnson *et al.* (192) mediante ensayos a torsión en un amplio rango de velocidades de deformación. Lesuer (193) realizó un estudio más detallado realizando ensayos de tracción y compresión dinámica; este estudio mostró que había un insignificante dependencia de la velocidad de deformación. Recientemente, Rodríguez-Martínez *et al.* (38) llegaron a la misma conclusión, Figura 2.33(a).

El estudio realizado por Zhao y Lampman (194) ha demostrado que un incremento de temperatura causa un aumento de la ductilidad y una disminución de la resistencia. Igualmente diferentes trabajos (134; 143; 150; 195; 196) han mostrado que las aleaciones de aluminio presentan un comportamiento anisótropo.

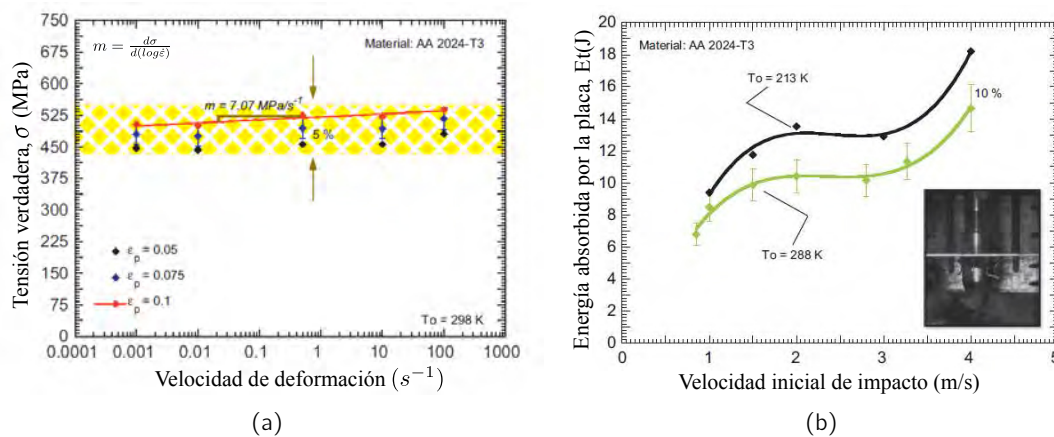


Figura 2.33: (a) Tensión verdadera vs velocidad de deformación a diferentes valores de deformación plástica para la AA 2024-T3 (38), (b) Energía absorbida por la placa de 2024-T3 en función de la velocidad inicial de impacto para diferentes temperaturas iniciales (38)

Se han realizado numerosas investigaciones experimentales, analíticas y numéricas para analizar el problema dinámico del impacto-perforación en la aleación de aluminio 2024. Cabe destacar la labor investigadora llevada a cabo por Goldsmith *et al.* (197–201) que analizó el fenómeno en la aleación 2024-O empleando proyectiles cónicos y hemisféricos; también se estudió la influencia del ángulo de impacto y las condiciones de contorno que influyen a la placa. Otras importantes investigaciones al respecto son las realizadas por Woodward *et al.* (168; 202; 203), Corran *et al.* (41) y Teng *et al.* (88; 204) que estudiaron la influencia del laminado de placas de esta aleación empleando proyectiles cónicos y cilíndricos planos. Recientemente, Rodríguez-Martínez *et al.* (38) realizaron el análisis de la perforación a bajas velocidades de impacto en placas de aluminio 2024-T3 incluyendo la influencia de la temperatura; concluyeron que: la aleación de aluminio 2024-T3 mejora su capacidad de absorción de energía a bajas temperaturas iniciales, Figura 2.33(b) y que el aumento del endurecimiento por deformación del material, así como la disminución de la temperatura inicial del ensayo, provoca un aumento de la capacidad del AA 2024-T3 para convertir la energía cinética del proyectil en trabajo plástico.

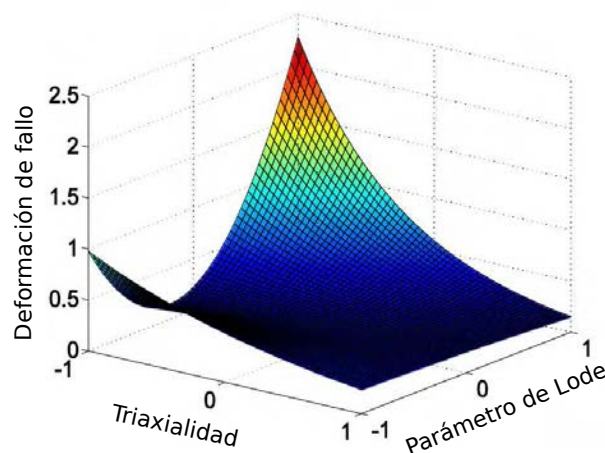


Figura 2.34: Deformación de fallo para AA 2024-T351 propuesto por Bai y Wierzbicki (13)

El análisis del estado tensional en el fallo dúctil del material ha requerido del esfuerzo de exhaustivas investigaciones. El equipo dirigido por Wierzbicki es uno de los principales grupos de investigación que han

abordado este fenómeno en la aleación de aluminio 2024-T351 mediante una amplia campaña de ensayos experimentales (16; 116; 117; 134; 139; 140; 143; 144; 154; 205; 206). Sus estudios concluyeron que el estado tensional (triaxialidad y parámetro de Lode) influye tanto en la plasticidad como en el fallo dúctil del metal, Figura 2.34. Otras investigaciones recientes, a nivel experimental y numérico, relacionadas con el fallo dúctil del 2024-T351 han sido llevadas por Kim *et al.* (8), Seidt (150), Malcher y Pires (207), Khan y Liu (208) y Lou *et al.* (209).

2.7.2.2 Aleación de aluminio 5754-H111

La serie 5xxx pertenece al grupo de aleaciones de aluminio forjadas no tratables térmicamente, por lo que solamente pueden ser trabajadas en frío para aumentar su resistencia. El principal elemento de las aleaciones de este grupo es el *magnesio* y se añade para conseguir reforzamiento en solución sólida, en cantidades de hasta aproximadamente 5%. Presentan una excelente resistencia a la corrosión, especialmente al agua marina y a atmósferas contaminadas. Por lo que tiene un uso muy apropiado en la industrial marina.

La aleación de aluminio 5754 es una de las aleaciones pertenecientes a la serie Al-Mg 5xxx. Mediante la condición *H111* el material es sometido a un leve endurecimiento por deformación después de la etapa final de recocido; por ello, no se puede considerar como un metal recocido. A pesar de que la AA 5754-H111 no presenta la mayor resistencia dentro de la serie 5xxx, corresponde al AA 5456, no es de los más bajos; por ejemplo, su resistencia es mayor que la AA 5251. Las aplicaciones más comunes para la aleación de aluminio son aplicaciones de suelos, construcciones navales, soldaduras químicas y estructuras nucleares. Asimismo, es comúnmente empleado en elementos estructurales y paneles interiores en automoción.

La composición química del material (% en peso) se muestra en la Tabla 2.5. El magnesio (2.8% en peso) es el principal elemento aleante provocando un aumento en su resistencia.

Mn	Si	Cr	Cu	Zn	Fe	Ti	Mg
0.260	0.290	0.030	0.040	0.020	0.320	0.030	2.8

Tabla 2.5: Composición química de la aleación de aluminio 5754-H111 expresada en % peso.

Diversos estudios realizados sobre aleaciones de aluminio de la serie 5xxx han mostrado que tienen una ligera sensibilidad negativa a la velocidad de deformación (210–212). Smerd *et al.* (19; 213) estudiaron la ductilidad del AA 5754 a diferentes velocidades de deformación sometidos a cargas de tracción, encontrando que se producía un pequeño incremento en la deformación de fallo y únicamente, un incremento del 10% en la resistencia. Wowk (20) postuló que la mencionada sensibilidad a la velocidad de deformación negativa se producía hasta una velocidad de deformación de $0,1 \text{ s}^{-1}$ mientras que encontraron que había sensibilidad a la velocidad de deformación positiva en el rango de $0,1 \text{ s}^{-1}$ a 1500 s^{-1} .

No hay constancia por parte del autor de esta Tesis Doctoral de que se haya estudiado el fenómeno del fallo dúctil en esta aleación de aluminio en el momento de redacción del documento; sin embargo, si hay estudios relativos a aleaciones pertenecientes a la serie 5xxx. Cabe destacar el análisis llevado a cabo por Gao *et al.* (15; 146; 147; 214) para la aleación de aluminio 5083-H116 donde desarrollaron la representación gráfica de la deformación de fallo con la triaxialidad y el parámetro de Lode, Figura 2.35. De estos estudios se concluyó que para este material, el estado tensional (descrito mediante la triaxialidad y el parámetro de Lode) tiene efectos significativos tanto en la plasticidad como en la ductilidad; en particular,

se encontró que la triaxialidad tiene relativamente un efecto pequeño en el criterio de plasticidad mientras que su efecto en la deformación de fallo es significativo. Sin embargo, el efecto del parámetro de Lode en el fallo dúctil es despreciable pero su efecto en el criterio de plasticidad se debe tener en consideración. Recientemente, Stoughton y Yoon (215) desarrollaron un criterio de fractura basado en la tensión de cortadura en el plano $(\sigma_1 - \sigma_3)/2$ y $(\sigma_2 - \sigma_3)/2$ para generar un polígono de fractura para la AA 5182.

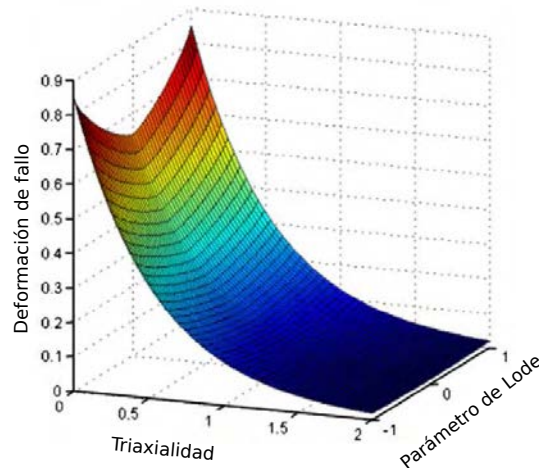


Figura 2.35: Representación 3D de la deformación de fallo en el espacio de la triaxialidad y parámetro de Lode para la aleación de aluminio 5083-H116 (15)

El análisis de los procesos de impacto-perforación no ha sido suficientemente estudiado en estas aleaciones de aluminio 5xxx. El principal aluminio de esta serie que se ha analizado es la AA 5083 (27; 168; 216–219). Por lo que resulta evidente la carencia en conocimiento para la aleación de aluminio 5754-H111 para el análisis de procesos de absorción de energía.

2.7.2.3 Aleación de aluminio 6082-T6

Las aleaciones de aluminio 6xxx pertenecen al grupo de aleaciones forjadas tratadas térmicamente como se había mencionado anteriormente. Los principales elementos aleantes para el grupo 6xxx son *magnesio* y *silicio*, que se combinan entre sí para formar un compuesto intermetálico, Mg_2Si , que en forma de precipitado, refuerza este grupo de aleaciones (184). Las aleaciones 6xxx ofrecen una resistencia moderada con una buena ductilidad en la condición de tratado térmicamente y envejecido.

La aleación de aluminio 6082 es una de las aleaciones con mayor resistencia del grupo 6xxx. Usualmente recibe el tratamiento térmico T6 (*tratamiento térmico en solución y envejecido artificialmente*) que proporciona un aumento de la resistencia sin sacrificar notablemente otras propiedades. Es conocido como el acero '*mild steel*' de los aluminios, por lo que sus aplicaciones son en estructuras con una necesidad de resistir elevadas cargas. También puede encontrarse en paneles exteriores de fuselajes siendo una alternativa real al acero convencional '*mild steel*' en paneles y estructuras de automóviles.

La composición química del material (% en peso) se refleja en la Tabla 2.6. El magnesio (0.730%) y silicio (0.990%) son los principales elementos aleantes de esta aleación.

Debido a la importancia de estudiar el comportamiento del material en un amplio rango de velocidades de deformación, para las industrias del automóvil y aeronáutica, la aleación de aluminio 6082-T6 ha recibido el interés de numerosos investigadores. Oosterkamp *et al.* (18) llevaron a cabo una serie de ensayos de compresión en un rango de velocidades de deformación desde 0,1 hasta aproximadamente

Mn	Si	Cr	Ni	Cu	Zn	Fe	Ti	Mg
0.450	0.990	0.030	0.010	0.080	0.040	0.410	0.030	0.730

Tabla 2.6: Composición química de la aleación de aluminio 6082-T6 dada en % peso)

2000 s^{-1} . Estos investigadores encontraron que, a temperatura ambiente, este aluminio mostraba un ligero incremento en la curva tensión-deformación cuando la velocidad de deformación aumenta. Mocko *et al.* (220) observaron un incremento en la tendencia de la curva tensión-deformación a altas velocidades de deformación $\dot{\epsilon} \approx 5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ (rango de *viscous drag*), Figura 2.36. De manera similar, Chen *et al.* (21) mostró que esta aleación exhibe una ligera sensibilidad a bajas velocidades de deformación, por lo que se puede considerar que, a ese rango, no es sensible a la velocidad de deformación. Recientemente, Winzer and Glinicka (221) observaron el mismo comportamiento de modo que el valor de tensión verdadera era prácticamente constante hasta velocidades de deformación de 1 s^{-1} .

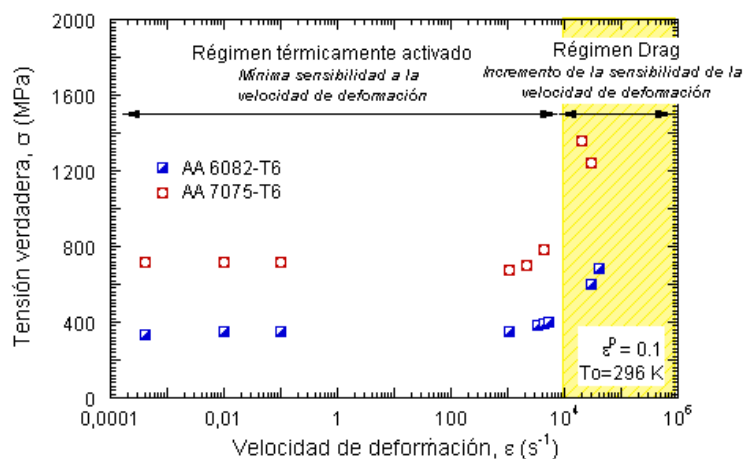


Figura 2.36: Análisis de la sensibilidad de la velocidad de deformación para las aleaciones de aluminio 6082-T6 y 7075-T6 para una deformación plástica de 0.1 y una temperatura inicial de 296 K (220)

A pesar de haber sido estudiado ampliamente en un gran intervalo de velocidades de deformación debido a su importancia en la industrial, no ha habido un estudio destacable en analizar el fenómeno del fallo dúctil en la aleación de aluminio 6082-T6. Recientemente, y mediante ensayos de tracción en probetas axilimétricas, Zhou *et al.* (146) realizaron una primera aproximación a la influencia de la triaxialidad en la deformación de fallo. En ningún caso, se ha llegado a analizar la influencia del estado tensional, formado por la triaxialidad y el parámetro de Lode, en la deformación de fallo para la aleación de aluminio 6082-T6. Principalmente, los estudios del fallo dúctil en aleaciones del grupo 6xxx han sido realizadas en AA 6061 (157; 222–224). Del mismo que el análisis del fallo dúctil, tampoco se ha estudiado ampliamente la aleación de aluminio 6082-T6 para procesos de impacto-perforación. Borvik *et al.* (225) realizó un estudio experimental y numérico del impacto perpendicular y oblicuo de proyectiles para la AA 6082-T4. Nuevamente, los esfuerzos de los investigadores se han centrado en el estudio del impacto-perforación en la aleación de aluminio 6061 (29; 219; 226–233).

En este capítulo de esta Tesis Doctoral se ha realizado una revisión bibliográfica del fallo dúctil y de los procesos de perforación en metales. Además, se ha puesto de manifiesto la necesidad de profundizar en el análisis del comportamiento mecánico en condiciones de fallo de las aleaciones de aluminio 2024-T351, 5754-H111 y 6082-T6.

3

DESARROLLO DE UNA LEY DE ENDURECIMIENTO BASADA EN DISLOCACIONES PARA METALES FCC

En esta Tesis Doctoral, se ha desarrollado una ley de endurecimiento basada en las dislocaciones con aplicación a metales FCC. La ecuación desarrollada está ligada a una variable interna de estado (*densidad media de las dislocaciones*), que define la evolución estructural del material durante el proceso de deformación plástica. La formulación se basa en la descomposición aditiva del flujo de tensiones en una tensión efectiva y una tensión interna. La componente interna representa el comportamiento atermo, independiente de la deformación plástica. La tensión efectiva representa la componente correspondiente a la activación térmica, dependiente también de la velocidad de deformación, así como de la deformación plástica que sufre el material. La tensión total se define teniendo en cuenta la relación entre velocidad de deformación y temperatura, y define la evolución estructural del material durante los procesos de deformación. Esta ley de endurecimiento ha sido implementada en el código numérico ABAQUS para modelizar el comportamiento mecánico de los materiales en las simulaciones numéricas llevadas a cabo en Tesis Doctoral.

3.1 Introducción

Para una descripción correcta del comportamiento de metales sometidos a cargas dinámicas se requiere de leyes de endurecimiento adecuadas. Durante las últimas décadas, se han propuesto numerosas leyes de endurecimiento fenomenológicas, como la desarrollada por Johnson y Cook (4). Sin embargo, esta ley de endurecimiento no puede describir algunas observaciones/medidas experimentales, particularmente cuando un material está sometido a una alta velocidad de deformación (234). Esto es debido a que el comportamiento dinámico de un material a altas velocidades de deformación está muy relacionado con la evolución de la microestructura del material durante la deformación, que no se incluye habitualmente en las leyes de endurecimiento fenomenológicas convencionales. Esta situación motiva la necesidad de desarrollar leyes de endurecimiento con fundamentación física.

3.2 Formulación de la ley de endurecimiento

La formulación de la ley de endurecimiento propuesta en la Tesis Doctoral se basa en tres hipótesis:

- La deformación plástica se origina por esfuerzos de cortadura que provocan deslizamientos en la estructura cristalina del metal.
- Los micromecanismos a baja temperatura involucrados en la plasticidad dinámica suceden habitualmente en el rango $0 K \leq T_0 \leq T_m/2$, donde T_m es la temperatura de fusión del material. Por tanto, estos límites serán los correspondientes a la ley de endurecimiento propuesta.
- La tensión total se puede descomponer aditivamente en dos términos que representan la tensión interna (aterma) y la efectiva (térmica), Ecuación 3.1 (63; 69; 74; 81; 96; 103; 235).

$$\tau = \tau_\mu + \tau^* \quad (3.1)$$

Mediante el factor de Taylor, M , y asumiendo la plasticidad Huber-Mises, la Ecuación 3.1 puede representarse empleando términos de tensión equivalente.

$$\bar{\sigma} = \tau M \quad (3.2)$$

$$\bar{\sigma} = \bar{\sigma}^* + \bar{\sigma}_\mu \quad (3.3)$$

A continuación se definen tanto la tensión equivalente interna $\bar{\sigma}_\mu$ como la tensión equivalente efectiva $\bar{\sigma}^*$.

3.2.1 Tensión interna

En metales FCC, se puede asumir que la tensión interna $\bar{\sigma}_\mu$ representa la tensión necesaria para transmitir el flujo plástico a través de los granos policristalinos del material (96) -*efecto Hall-Petch*-. De acuerdo con varios autores (74; 100; 101), esto permite dar una definición para la tensión interna $\bar{\sigma}_\mu$ independiente de la deformación plástica, Ecuación 3.4. De este modo, el *efecto Hall-Petch* controla el nivel de flujo plástico mediante la siguiente ecuación:

$$\sigma_\mu = \alpha_1 \cdot E(T) \left(\frac{b}{D} \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

donde α_1 es una constante del material, b es vector de Burgers, D el tamaño de grano medio y $E(T)$ es el módulo de elasticidad dependiente de la temperatura (236), cuya expresión viene dada por la Ecuación 3.5:

$$E(T) = E_0 \left\{ 1 - \frac{T}{T_m} \cdot \exp \left[\theta^* \cdot \left(1 - \frac{T_m}{T} \right) \right] \right\} \quad (3.5)$$

donde E_0 , T_m y θ^* son respectivamente el módulo de Young a $T = 0$ K, la temperatura de fusión del material y la temperatura homóloga característica del material de valor $\theta^* \approx 0,9$, tal y como se refleja en las investigaciones de Rusinek *et al.* (95). Se debe recalcar que en la formulación de la tensión interna no se tienen en cuenta los mecanismos viscosos, que producen que altas velocidades de deformación el flujo tensional aumente bruscamente; y por lo tanto, la máxima velocidad de deformación que admite esta ley de endurecimiento se ve limitada por la velocidad a la que empieza a ser significativo el *efecto viscous drag*. De acuerdo con varios autores (50; 56), el valor máximo de velocidad de deformación a la que se puede aplicar la ley de endurecimiento se estima que está dentro del rango $\dot{\epsilon}_p^{max} \approx 10^3 \text{ s}^{-1} - 10^4 \text{ s}^{-1}$. A continuación se desarrolla la formulación para la tensión efectiva.

3.2.2 Tensión efectiva

En metales FCC se asume que el mecanismo que controla el flujo tensional es la superación del “bosque” de dislocaciones por parte de las dislocaciones individuales. Es por ello, que la tensión efectiva será función de la estructura (deformación plástica). Para proporcionar una definición aceptable de la tensión efectiva se sigue el procedimiento que se detalla a continuación. La energía libre de activación $\Delta G(\sigma^*)$ está ligada a la velocidad de deformación mediante la expresión generalizada de Arrhenius (237), Ecuación 3.6.

$$\dot{\epsilon}_p = \dot{\epsilon}_r(\rho_m) \cdot \exp \left(\frac{-\Delta G(\sigma^*)}{k \cdot T} \right) \quad (3.6)$$

donde $\dot{\epsilon}_r(\rho_m)$ es el factor de frecuencia, también denominado *preexponencial*, y k es la constante de Boltzmann. Representa el valor pico en el que la temperatura alcanza el punto de fusión del material. Además, la relación entre la energía libre de activación $\Delta G(\sigma^*)$ y la componente térmicamente activada de la tensión σ^* , que recoge Kocks *et al.* (62), Ecuación 3.7. Esta expresión fenomenológica se ha empleado en otras leyes de endurecimiento en las últimas décadas (97; 238; 239) y se expresa:

$$\Delta G(T) = G_0 \left[1 - \left(\frac{\sigma^*}{\hat{\sigma}^*} \right)^p \right]^q \quad (3.7)$$

donde G_0 es la energía necesaria para superar el obstáculo sin ayuda de tensión externa aplicada y $\hat{\sigma}^*$ es la tensión térmica umbral que es dependiente de la estructura en materiales FCC. Los parámetros p y q son constantes que definen el perfil del obstáculo medio que las dislocaciones han de superar. Los valores típicos encontrados en la literatura para estas constantes son $1 < p \leq 2$ y $0 < q \leq 1$ (238). En este estudio se considera el valor de $q = 1$ (238) mientras que p se considerará como una constante del material que determina la sensibilidad a la temperatura y a la velocidad de deformación de la flujo plástico. Combinando las Ecuaciones 3.6-3.7 se obtiene la descripción de la componente térmicamente activada de la tensión, Ecuación 3.8:

$$\bar{\sigma}^* = \hat{\sigma}^* \left\langle 1 - \left(\frac{k \cdot T}{G_0} \cdot \ln \left(\frac{\dot{\epsilon}_r}{\dot{\epsilon}_p} \right) \right)^{\frac{1}{q}} \right\rangle^{\frac{1}{p}} \quad (3.8)$$

donde el operador de McCauley se define como $\langle \bullet \rangle = \bullet$ si $\langle \bullet \rangle \geq 0$ ó $\langle \bullet \rangle \leq 0$. Por simplificación, y de acuerdo con Rusinek y Klepaczko (98), se puede sustituir el término $\frac{k \cdot T}{G_0}$ por $\frac{D_1 \cdot T}{T_m}$, donde D_1 es una

constante adimensional, proporcional a $\ln(10)$, para convertir de logaritmo natural a decimal, y T_m es la temperatura de fusión del material que se añade para mantener el carácter adimensional del término. Aplicando este procedimiento se obtiene una expresión generalizada para la tensión efectiva usada en el presente ley de endurecimiento (98), Ecuación 3.9:

$$\bar{\sigma}^* = \hat{\sigma}^* \left\langle 1 - \left(\frac{D_1 \cdot T}{T_m} \cdot \log \left(\frac{\dot{\epsilon}_r}{\dot{\epsilon}_p} \right) \right)^{\frac{1}{q}} \right\rangle^{\frac{1}{p}} \quad (3.9)$$

A continuación se particulariza la Ecuación 3.9 para materiales FCC. De acuerdo con varias investigaciones (81; 97), la tensión térmica umbral $\hat{\sigma}^*$ y el factor de frecuencia $\dot{\epsilon}_r$ deben tener en cuenta la dependencia de la tensión efectiva con la deformación plástica. Más adelante, y con carácter novedoso, se plantea un procedimiento para calibrar esta dependencia.

De acuerdo con Nemat-Nasser y Li (97), la tensión térmica umbral $\hat{\sigma}^*$ puede relacionarse con G_0 mediante la Ecuación 3.10:

$$\hat{\sigma}^* = \frac{M_0}{V^*} \quad (3.10)$$

donde M es el factor de Taylor y V^* es el volumen de activación que está relacionado con la distancia media que las dislocaciones recorren antes de encontrar un obstáculo d mediante la Ecuación 3.11 (101):

$$V^* = A = d \cdot \frac{b^2}{2} \quad (3.11)$$

siendo A el área de activación y b el vector de Burgers.

Por otro lado, de acuerdo con Follansbee y Kocks (54), se define G_0 mediante la Ecuación 3.12:

$$G_0 = \alpha_{2i} \cdot \mu(T) \cdot b^3 \quad (3.12)$$

siendo α_{2i} una constante del material y $\mu(T)$ el módulo de elasticidad a cortante dependiente de la temperatura. Combinando las ecuaciones Ecuaciones 3.10-3.12 se obtiene la siguiente relación para la tensión umbral térmica $\hat{\sigma}^*$ (101), Ecuación 3.13:

$$\hat{\sigma}^* = \frac{M \cdot \alpha_{2i} \cdot \mu(T) \cdot b^3}{V^*} \quad (3.13)$$

Aplicando la Ecuación 3.11, la anterior expresión se puede reescribir como la Ecuación 3.14:

$$\hat{\sigma}^* = \frac{\alpha_2 \cdot E(T) \cdot b}{d} \quad (3.14)$$

$$\alpha_2 = 2\alpha_{2i}$$

donde $E(T) = \mu(T) \cdot M$ es el módulo de Young dependiente de la temperatura definido en la Ecuación 3.5.

La distancia media entre obstáculos d depende del tipo de obstáculo. En el caso de materiales FCC, los obstáculos de corto alcance (aquellos que pueden superarse mediante ayuda térmica) se identifican con dislocaciones que intersectan con el plano de deslizamiento de las dislocaciones móviles (96). En ese caso, y siguiendo lo propuesto por Nemat-Nasser y Li (97), la distancia media entre obstáculos d es equivalente a la separación media entre dislocaciones ℓ . El valor de ℓ es función de la densidad media

actual de dislocaciones totales ρ (*móviles e inmóviles*) y se puede relacionar con d mediante la Ecuación 3.15:

$$d = \ell \approx \rho_c^{-\frac{1}{2}} \approx \frac{1}{\Psi(\varepsilon_p, \dot{\varepsilon}_p)} \quad (3.15)$$

Esta expresión aproxima la separación media ℓ a la inversa de la raíz cuadrada de la densidad de dislocaciones actual ρ (70; 97; 110; 240). Además, la raíz cuadrada de la densidad puede suponerse proporcional (la constante de proporcionalidad se determinará posteriormente) a una función adimensional dependiente de la deformación y la velocidad de deformación, $\Psi(\varepsilon_p, \dot{\varepsilon}_p)$ (de acuerdo con los experimentos realizados en materiales FCC, esta función es independiente de la temperatura). Finalmente, empleando las Ecuación 3.15-3.14, aparece la expresión de Taylor (57), Ecuación 3.16.

$$\hat{\sigma}^* = \alpha_2 \cdot E(T) \cdot b \cdot \rho^{\frac{1}{2}} \quad (3.16)$$

Como postuló Berisha (109) el mayor problema en la formulación de la teoría de dislocaciones es determinar la relación entre la densidad de dislocaciones y la deformación. Para poder relacionarlos, se introduce el procedimiento original llevado a cabo por Klepaczko (81). La evolución estructural a diferentes velocidades de deformación y temperaturas se define según la Ecuación 3.17.

$$d\rho/d\bar{\varepsilon}_p = M_g(\rho, \dot{\varepsilon}_p) - M_a(\rho, \dot{\varepsilon}_p, T) \quad (3.17)$$

Donde la diferencia $M_{eff} = M_g - M_a$ es el coeficiente efectivo de multiplicación de aparición de dislocaciones. La anterior expresión puede definirse explícitamente como la Ecuación 3.18

$$d\rho/d\bar{\varepsilon}_p = M_{II} - \kappa_a(\dot{\varepsilon}_p) \cdot (\rho - \rho_0) \quad (3.18)$$

Donde M_{II} es el factor de multiplicación de aparición de dislocaciones, que puede ser considerado constante (101), ρ_0 es la densidad de dislocaciones inicial y $\kappa_a(\dot{\varepsilon}_p)$ es el factor de aniquilación de dislocaciones dependiente de la velocidad de deformación. Este factor indica que, cuantas más dislocaciones existan en el material, menor va a ser el crecimiento de la densidad de dislocaciones al deformar el material, es decir, la existencia de este factor $\kappa_a(\dot{\varepsilon}_p) > 0$ indica que la densidad de dislocaciones puede saturarse. Este factor está definido por una expresión fenomenológica que simplifica la que propusieron Klepaczko y Rezaig (241), Ecuación 3.19.

$$\kappa_a(\dot{\varepsilon}_p) = \kappa_0 \left(\frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_{a0}} \right)^{-2m_0} \quad (3.19)$$

Donde κ_0 es el factor de aniquilación de referencia y $\dot{\varepsilon}_{a0}$ es la velocidad de deformación de referencia en el proceso de aniquilación y se asume como un valor constante $\dot{\varepsilon}_{a0} = 2 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ (97); y m_0 es la sensibilidad debida a la aniquilación de defectos. Esta expresión indica que la aniquilación de dislocaciones disminuye al aumentar la velocidad de deformación, lo que coincide con observaciones experimentales (242). La Figura 3.1 muestra la evolución del factor de aniquilación de dislocaciones en función de la velocidad de deformación.

Integrando la Ecuación 3.18 a velocidad de deformación constante, se obtiene una expresión cerrada para la densidad de dislocaciones, Ecuación 3.20.

$$\rho = \rho_0 + \frac{M_{II}}{\kappa_a(\dot{\varepsilon}_p)} \{1 - \exp[-\kappa_a(\dot{\varepsilon}_p) \cdot \bar{\varepsilon}_p]\} \quad (3.20)$$

Se observa que la densidad de dislocaciones crece con la deformación plástica y la velocidad de deformación, como se muestra en la Figura 3.2.

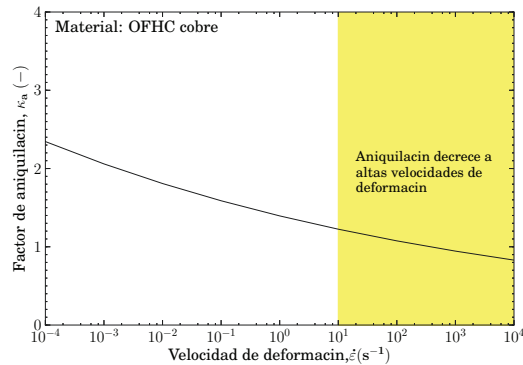


Figura 3.1: Factor de aniquilación de dislocaciones en función de la velocidad de deformación, $\kappa_0 = 0,366$, $m_0 = 0,0282$

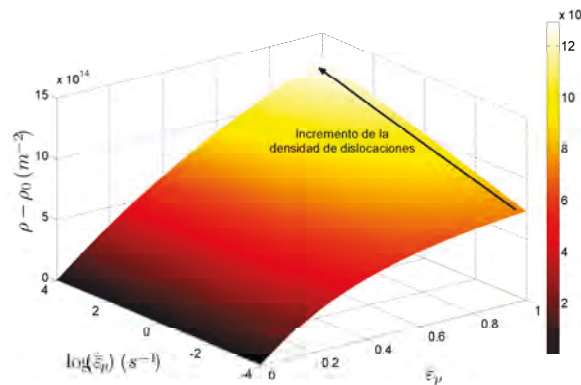


Figura 3.2: Densidad de dislocaciones como función de la deformación y velocidad de deformación a $T_0 = 296 \text{ K}$, $\rho_0 = 5 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2}$, $\kappa_0 = 0,366$, $m_0 = 0,0282$, $M_{II} = 1900 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2}$

Se puede observar que para deformación plástica $\bar{\epsilon}_p = 0$, la densidad de dislocaciones toma el valor inicial, independientemente de la velocidad de deformación $\dot{\bar{\epsilon}}_p$. A medida que aumenta la deformación, aumenta la densidad de dislocaciones. Al crecer la velocidad de deformación, para un mismo valor de deformación plástica, la densidad de dislocaciones aumenta. Esto es debido a que el factor de aniquilación de dislocaciones $\kappa_a(\dot{\bar{\epsilon}}_p)$ disminuye al aumentar la velocidad de deformación, y que la inversa del factor de aniquilación de dislocaciones decrece más rápidamente que la exponencial de su opuesta; ya que las dislocaciones no tienen tiempo de reordenarse y aparecen más súbitamente cuanto mayor sea la velocidad de deformación. También afecta más el cambio de velocidad cuanto más deformado se encuentre el material. Esto es debido a que en la expresión de $d\rho/d\bar{\epsilon}_p$, Ecuación 3.18, aparece restando el factor de aniquilación; por lo que, cuantas más dislocaciones existan en un momento dado, más afectará un cambio en la velocidad. A continuación, se analizará la evolución de la derivada de la densidad de dislocaciones $d\rho/d\bar{\epsilon}_p$ respecto a la deformación $\bar{\epsilon}_p$ y la velocidad de deformación $\dot{\bar{\epsilon}}_p$, ya que permitirá observar el efecto del factor de aniquilación de dislocaciones $\kappa_a(\dot{\bar{\epsilon}}_p)$, Figura 3.3.

Se puede comprobar que para una misma velocidad de deformación $\dot{\bar{\epsilon}}_p$, la derivada de la densidad de dislocaciones $d\rho/d\bar{\epsilon}_p$ disminuye al aumentar la deformación $\bar{\epsilon}_p$, debido a que cuantas más dislocaciones existen, más difícil es crear dislocaciones nuevas (el material "se satura" y no admite más dislocaciones). Esto es patente también en la Figura 3.2 a velocidades bajas de deformación. A deformación plástica $\bar{\epsilon}_p = 0$, no se aprecia cambio en la derivada, como es lógico, ya que la densidad de dislocaciones toma su valor inicial y cambia paulatinamente al crecer la deformación. A deformación constante, se observa

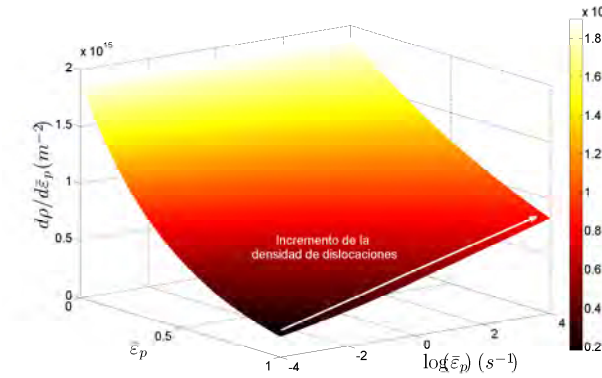


Figura 3.3: Derivada de la densidad de dislocaciones respecto a la deformación plástica, frente a deformación plástica y velocidad de deformación a $T_0 = 296 \text{ K}$. Material: Cobre OFHC.

un ligero crecimiento de la derivada al aumentar la velocidad de deformación, lo que indica que cuanto más rápido sea el proceso de deformación, más rápido se crean las dislocaciones. Hay que recordar que el primer análisis de esta figura indicaba que cuanto más se haya deformado el material, más costoso es crear dislocaciones, por lo que a bajas velocidades se alcanzará un cierto valor de la derivada a deformaciones menores que para un proceso que transcurre a velocidades de deformación mayores. De la Ecuación 3.20 se obtiene la constante de proporcionalidad $\rho_0^{-1/2}$ y la función $\Psi(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p)$ se define como la Ecuación 3.21. Entonces, la función $\Psi(\epsilon_p, \dot{\epsilon}_p)$ es creciente con la deformación y la velocidad de deformación.

$$\Psi(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p) = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{1/2} = \left(1 + \frac{M_{II}}{\rho_0 \cdot \kappa_a(\dot{\bar{\epsilon}}_p)} \{1 - \exp[-\kappa_a(\dot{\bar{\epsilon}}_p) \cdot \bar{\epsilon}_p]\}\right)^{1/2} \quad (3.21)$$

Esta función $\Psi(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p)$ puede definirse en términos de la distancia media entre dislocaciones ℓ y el valor inicial de esta distancia ℓ_0 , ya que $\ell \approx \rho^{-1/2}$ y $\ell_0 \approx \rho_0^{-1/2}$, como se muestra en la Ecuación 3.22.

$$\Psi(\epsilon_p, \dot{\epsilon}_p) = \frac{\ell_0}{\ell} \quad (3.22)$$

A continuación, se puede proseguir con el desarrollo de la tensión térmica umbral $\hat{\sigma}^*(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p, T)$; sustituyendo la Ecuación 3.21 en la Ecuación 3.16 se obtiene la siguiente expresión, Ecuación 3.23.

$$\hat{\sigma}^*(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p, T) = \alpha_2 \cdot E(T) \cdot b \cdot \rho_0^{1/2} \cdot \Psi(\epsilon_p, \dot{\epsilon}_p) \quad (3.23)$$

Así, introduciendo la expresión anterior en la Ecuación 3.9 se obtiene la siguiente ecuación para la tensión efectiva $\bar{\sigma}^*(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p, T)$, Ecuación 3.24.

$$\bar{\sigma}^*(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p, T) = \alpha_2 \cdot E(T) \cdot b \cdot \rho_0^{1/2} \cdot \Psi(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p) \left\langle 1 - D_1 \left(\frac{T}{T_m}\right) \cdot \log\left(\frac{\dot{\bar{\epsilon}}_p}{\bar{\epsilon}_p}\right) \right\rangle^{\frac{1}{p}} \quad (3.24)$$

A continuación, se procede a definir el valor del factor de frecuencia $\dot{\epsilon}_r$ haciendo uso de la ecuación de Orowan (58), Ecuación 3.25.

$$\dot{\epsilon}_r(\rho_m) = b \cdot d \cdot \rho_m \varpi \quad (3.25)$$

Donde ρ_m es la densidad de dislocaciones móviles y ϖ es la frecuencia de los intentos que efectúan las dislocaciones móviles por superar el obstáculo. En el caso de metales FCC, cuando las propias dislocaciones

actúan como obstáculo de otras dislocaciones, el factor de frecuencia debería considerarse dependiente de la densidad de dislocaciones (97). En este caso, y de acuerdo con las Ecuaciones 3.15-3.22, la formulación del factor de frecuencia $\dot{\epsilon}_r$ se puede expresar como en la Ecuación 3.26.

$$\dot{\epsilon}_r(\rho_m) = \frac{\dot{\epsilon}_0(\rho_m)}{\Psi(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p)} \quad (3.26)$$

$$\dot{\epsilon}_0(\rho_m) = b \cdot \ell_0 \cdot \rho_m \cdot \varpi = cte \quad (3.27)$$

Siendo $\dot{\epsilon}_0(\rho_m)$ el factor de frecuencia de referencia, Ecuación 3.27, considerado constante en esta formulación, $\dot{\epsilon}_0(\rho_m) = 2 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ (97).

Ya que se ha asumido la densidad de dislocaciones ρ como variable interna de estado, la densidad de las dislocaciones móviles ρ_m será una fracción de la densidad de dislocaciones total: $\rho = f \cdot \rho_m$; tomando f como constante para simplificar, ya que un valor constante proporciona resultados satisfactorios (241). Entonces, la Ecuación 3.27 se puede reescribir como la Ecuación 3.28.

$$\dot{\epsilon}_0(\rho_m) = b \cdot \ell_0 \cdot \rho \cdot \varpi = 2 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1} \quad (3.28)$$

La Ecuación 3.26 se puede normalizar con la velocidad de deformación $\dot{\epsilon}$ y consecuentemente expresada en términos de logaritmos como refleja la Ecuación 3.29.

$$\log\left(\frac{\dot{\epsilon}_r}{\dot{\bar{\epsilon}}_p}\right) = \log\left(\frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\bar{\epsilon}}_p}\right) - \log(\Psi(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p)) \quad (3.29)$$

Sustituyendo la expresión anterior en la Ecuación 3.24 se obtiene la formulación final de la tensión efectiva $\bar{\sigma}^*(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p, T)$, Ecuación 3.31.

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}^*(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p, T) = & \alpha_2 \cdot E(T) \cdot b \cdot \rho_0^{1/2} \cdot \Psi(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p) \cdot \\ & \cdot \left\langle 1 - D_1 \left(\frac{T}{T_m} \right) \left\langle \log\left(\frac{\dot{\epsilon}_r}{\dot{\bar{\epsilon}}_p}\right) - \log(\Psi(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p)) \right\rangle \right\rangle^{\frac{1}{p}} \end{aligned} \quad (3.30)$$

En esta expresión, la función $\Psi(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p)$ representa la influencia de la deformación plástica en la sensibilidad a la velocidad de deformación del material, teniendo en cuenta la aniquilación y creación de dislocaciones al tener lugar el proceso de flujo plástico.

En el caso de condiciones adiabáticas, se tiene en cuenta el incremento de temperatura producido a altas velocidades de deformación, lo que dará lugar a un reblandecimiento del material al incrementarse la temperatura. Esta expresión proviene del principio de balance de energía, Ecuación 3.31 al que se le aplica un coeficiente (coeficiente de Quinney-Taylor β) que corrige el balance para concordar con datos experimentales:

$$\Delta T(\bar{\epsilon}_p, \bar{\sigma}) = \frac{\beta}{\rho^* \cdot C_p} \int_0^{\bar{\epsilon}_p^{\max}} \bar{\sigma}(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p, T) d\bar{\epsilon}_p \quad (3.31)$$

donde β es el coeficiente de Taylor-Quinney que se supone constante, ρ^* es la densidad del material y C_p es el calor específico a presión constante. La transición de isoterma a adiabático se supondrá a partir de $\dot{\bar{\epsilon}}_p = 10 \text{ s}^{-1}$, de acuerdo con las observaciones experimentales y cálculos recogidos en la literatura (85).

La ecuación final de la ley de endurecimiento desarrollada en esta Tesis Doctoral se presenta en la Ecuación 3.33.

$$\bar{\sigma}(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p, T) = \alpha_1 \cdot E(T) \left(\frac{b}{D}\right)^{1/2} + \alpha_2 \cdot E(T) \cdot b \cdot \rho_0^{1/2} \cdot \Psi(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p) \cdot \left\langle 1 - D_1 \left(\frac{T}{T_m}\right) \left\langle \log\left(\frac{\dot{\bar{\epsilon}}_p}{\dot{\bar{\epsilon}}_p}\right) - \log(\Psi(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p)) \right\rangle \right\rangle^{\frac{1}{p}} \quad (3.32)$$

Un procedimiento sistemático para la identificación de los parámetros de la ley de endurecimiento desarrollada es recogido en el Apéndice B.

En el siguiente apartado se desarrolla la aplicación de la ley de endurecimiento para describir el comportamiento de un material FCC como es el cobre de alta conductividad libre de oxígeno ya que se ha sido estudiado por numerosos investigadores en los últimos años y se poseen datos experimentales (71; 72; 97; 101).

3.3 Validación de la ley de endurecimiento en un amplio rango de velocidades de deformación y temperaturas

El cobre de alta conductividad libre de oxígeno (OFHC Copper por sus siglas en inglés - Oxygen Free High Conductivity Copper) posee una estructura puramente FCC y se han desarrollado algunas leyes de endurecimiento en las últimas décadas para este material (97; 101), por lo que resulta sencillo comprobar la validez de la ley de endurecimiento en metales FCC. Además, tiene una gran importancia en la industria debido a sus elevadas conductividades térmica y eléctrica, combinadas con una gran ductilidad y baja volatilidad. Este material se emplea en la industria electrónica para la creación de semiconductores, superconductores e incluso en los aceleradores de partículas. Las Tablas 3.1 y 3.2 muestran las constantes del material. Las componentes de cada tensión total se muestran en la Figura 3.4. Es interesante resaltar como el flujo plástico es básicamente regido por la tensión efectiva. Esta afirmación concuerda con las consideraciones llevadas a cabo por varios autores para diferentes metales FCC recocidos (74; 103).

D_1 (-)	p (-)	α_1 (-)	κ_0 (-)	M_{II} (m^{-2})	m_0 (-)	α_2 (-)	$\dot{\epsilon}_0$ (s^{-1})	$\dot{\epsilon}_a0$ (s^{-1})	θ^* (-)
0.134	1.1	0.0281	0.366	$1.9 \cdot 10^{15}$	0.0282	0.607	$2 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{10}$	0.9

Tabla 3.1: Valores obtenidos de las constantes del materiales para el cobre OFHC recocido.

E_0 (GPa)	C_p ($Jkg^{-1}K^{-1}$)	β (-)	ρ (kgm^{-3})	T_m (K)	b (m)	ρ_0 (m^{-2})	D (μm)
130	385	0.9	8960	1340	$2.56 \cdot 10^{-10}$	$5.0 \cdot 10^{12}$	62

Tabla 3.2: Constantes físicas del materiales para el cobre OFHC recocido (97; 243) .

La Figura 3.5 muestra la correlación entre las predicciones de la ley de endurecimiento y datos experimentales para diferentes velocidades de deformaciones a temperatura ambiente. La descripción constitutiva define correctamente el flujo de tensión, así como el endurecimiento por deformación del material para las condiciones de carga consideradas (*el error inducido en cualquier caso es menor que 10%*).

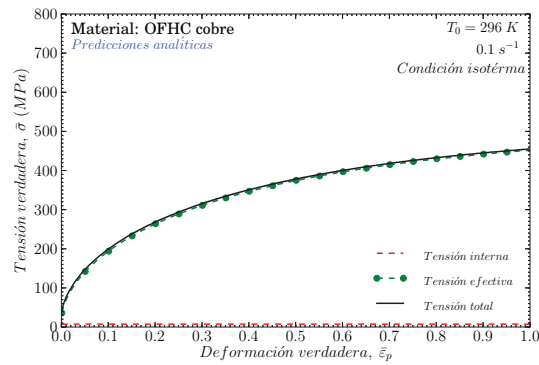


Figura 3.4: Flujo plástico, tensión interna y tensión efectiva como función de la deformación plástica.

Se puede observar, que el endurecimiento por deformación del material está mucho más influenciado por la velocidad de deformación que por el límite elástico inicial (*debido a la escasa influencia que juega las tensiones de Peierls en la deformación de la mayoría de los metales FCC*). Este típico comportamiento de los metales policristalinos FCC se muestra en la Figura 3.6, donde las predicciones analíticas de la evolución del flujo tensional del material son función de la deformación y velocidad de deformación.

En otras palabras, la sensibilidad de la velocidad de deformación del material (*a deformación constante*) depende de la deformación plástica, tal y como se muestra en la Figura 3.7. El incremento de la sensibilidad de la velocidad de deformación predicha por la relación constitutiva refleja una buena correlación con los resultados experimentales y consideraciones teóricas para metales FCC estudiados por ejemplo en diversas investigaciones (96; 101). Este comportamiento se debe a la evolución de la estructura del material con la velocidad de carga, que es considerada en la ley de endurecimiento.

La relación constitutiva describe de manera apropiada la sensibilidad de la velocidad de deformación (*a deformación constante*) del material para un rango desde bajas deformaciones a deformaciones moderadas, Figura 3.7. Se puede observar una buena relación entre los resultados experimentales y las predicciones analíticas de la ley de endurecimiento a temperatura ambiente dentro de un amplio rango de velocidades de deformación. Además, es reseñable que para el rango $\dot{\bar{\epsilon}}_p > 8000 s^{-1}$ los efectos viscosos ("*viscous drag*") son relevantes en el comportamiento del material (97). Dentro de este rango de velocidades, la ley de endurecimiento puede subestimar la sensibilidad a la velocidad de deformación del material, Figura 3.7. Como se mencionó previamente, el máximo nivel de velocidad de deformación para el cual la ley de endurecimiento muestra una buena aplicabilidad es $\dot{\bar{\epsilon}}_p \approx 8000 s^{-1}$. Una representación tridimensional de la predicción de la ley de endurecimiento desarrollada así como de la influencia del flujo tensional con la velocidad de deformación y la temperatura inicial se puede ver en la Figura 3.8.

Se puede observar, en la Figura 3.9, una buena predicción de los datos analíticos con los datos experimentales en términos de curvas tensión-deformación para diferentes temperaturas iniciales a alta velocidad de deformación. La ley de endurecimiento desarrollada define satisfactoriamente el endurecimiento por deformación y el flujo tensional para un amplio rango de temperaturas, $77 K < T_0 < 700 K$. Es destable como la velocidad de deformación influye en el endurecimiento por deformación del material, de la misma manera que es reseñable como también la temperatura tiene una gran influencia en el endurecimiento. Por tanto, la sensibilidad de la temperatura es dependiente de la deformación. Las predicciones analíticas predicen correctamente este comportamiento, Figura 3.10. De acuerdo con los datos experimentales, las curvas analíticas que reflejan la evolución del flujo tensional como función de la temperatura para diferentes valores de velocidad de deformación no son paralelas, Figura 3.10. Se puede observar una buena

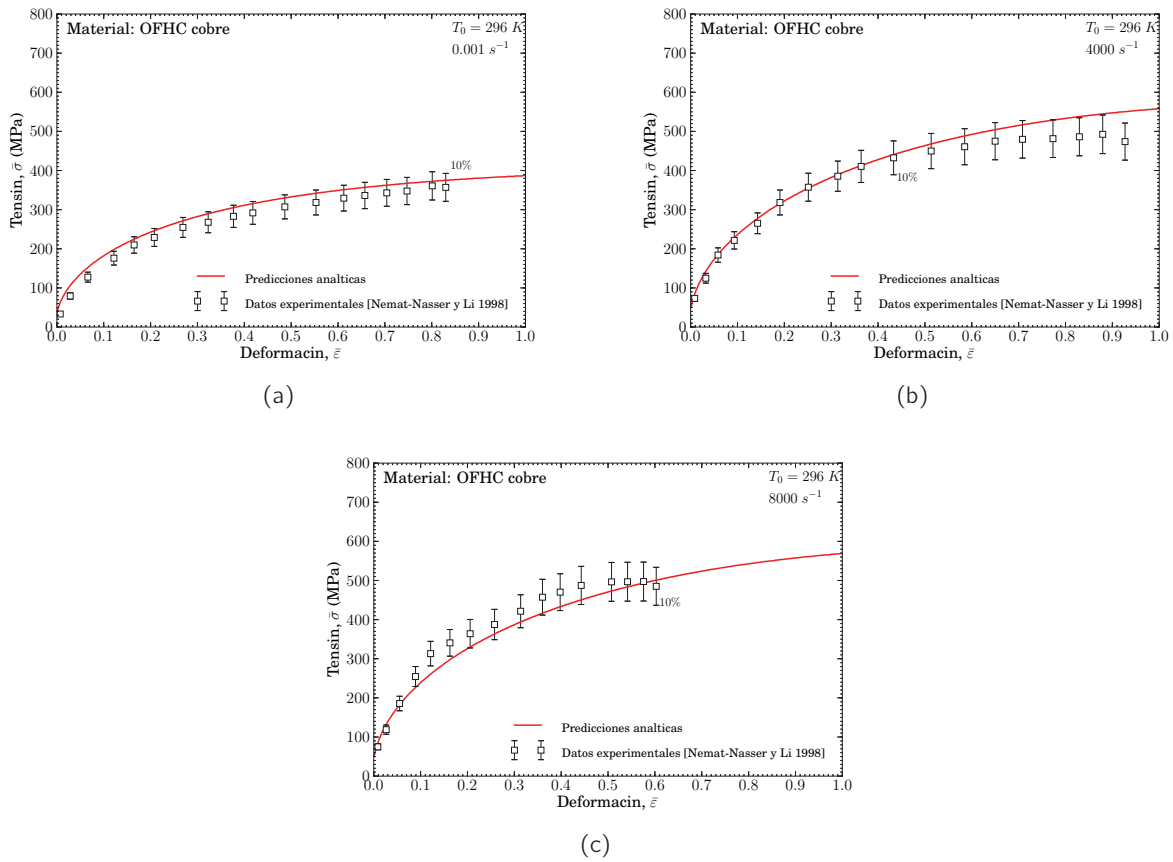


Figura 3.5: Comparación entre las predicciones analíticas de la ley de endurecimiento y datos experimentales a $T_0 = 296 \text{ K}$ (97). (a) $0,001 \text{ s}^{-1}$, (b) 4000 s^{-1} y (c) 8000 s^{-1} .

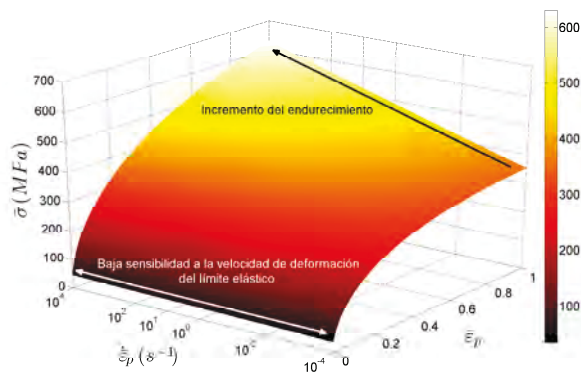


Figura 3.6: Predicciones analíticas de la ley de endurecimiento en un amplio rango de velocidades de deformación y deformaciones plásticas a $T = 296 \text{ K}$.

relación entre los datos experimentales y las predicciones de la ley de endurecimiento. La Figura 3.11 refleja conjuntamente el efecto de la sensibilidad de la deformación y de la sensibilidad temperatura inicial comparando las predicciones analíticas con datos experimentales de diversos estudios (71; 72; 97).

La ley de endurecimiento permite tener en cuenta el histórico de velocidad de deformación y tem-

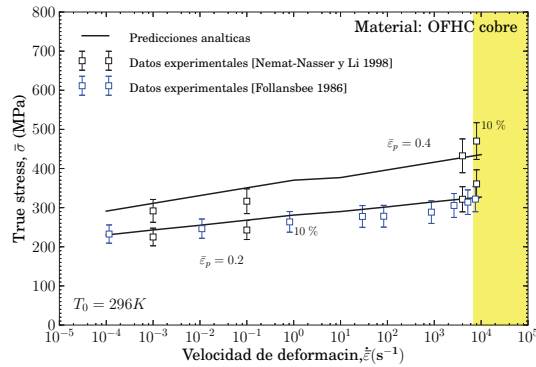


Figura 3.7: Comparación entre las predicciones analíticas de la ley de endurecimiento y datos experimentales para un amplio rango de velocidades de deformación a distintas deformaciones plásticas y $T_0 = 296\text{ K}$ (97)

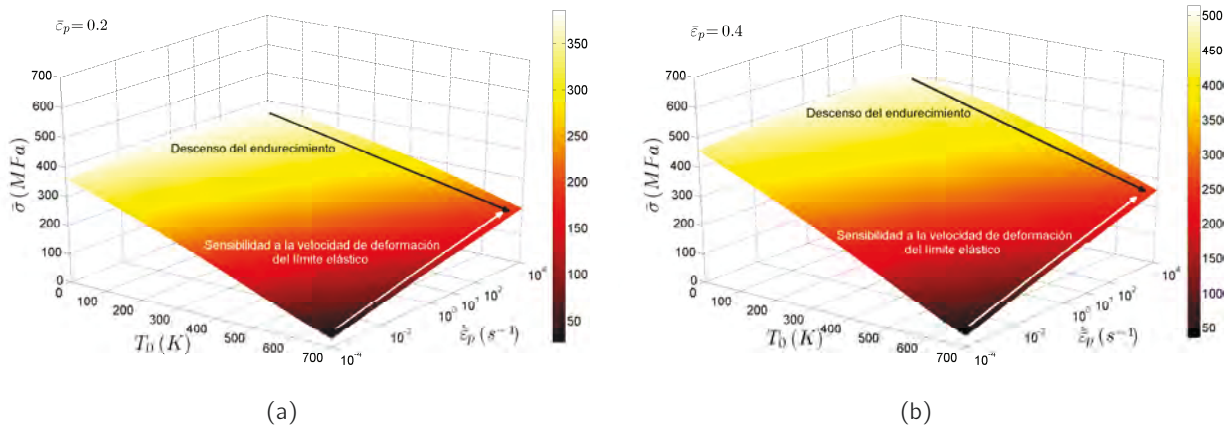
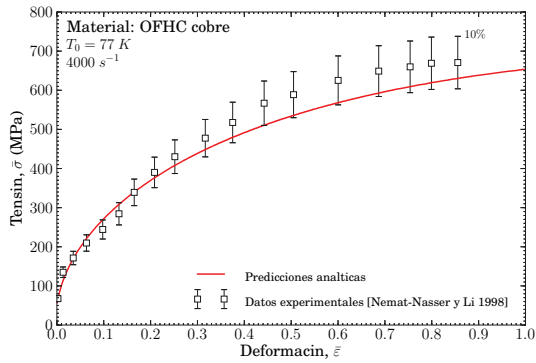


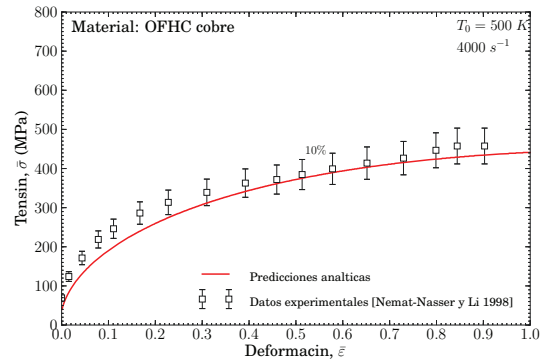
Figura 3.8: Evolución del flujo tensional en función de la temperatura inicial y la velocidad de deformación para una diferentes deformaciones. (a) $\bar{\epsilon}_p = 0,2$ y (b) $\bar{\epsilon}_p = 0,4$.

peratura mediante el empleo de la densidad de dislocaciones activamente en las ecuaciones de la ley, mediante la función $\Psi(\epsilon_p, \dot{\epsilon}_p)$. El estudio de la influencia del histórico se ha realizado únicamente para la velocidad de deformación, ya que para realizar un proceso similar con la temperatura, y el resultado final puede deducirse a partir del comportamiento que tenga el flujo de tensiones al variar la velocidad de deformación.

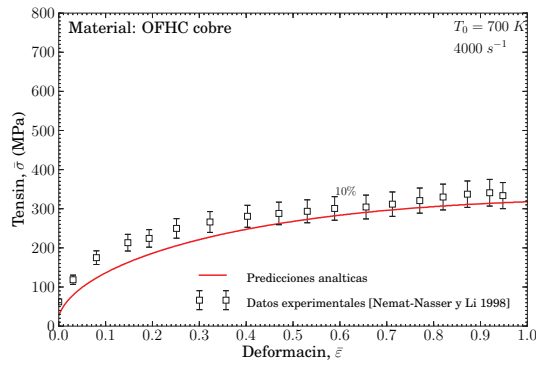
Se puede observar en la Figura 3.12 que el endurecimiento por deformación se ve afectado por el histórico de velocidad de deformación, y aparece una sensibilidad instantánea a la variación de velocidad de deformación (*a microestructura constante*). En la Figura se refleja en cada momento la diferencia de tensión en cada instante de carga y como se produce la máxima diferencia cuando se produce el cambio brusco de la velocidad de deformación y posteriormente se relaja.



(a)



(b)



(c)

Figura 3.9: Comparación entre las predicciones analíticas de la ley de endurecimiento y datos experimentales a 4000 s^{-1} (97). (a) $T_0 = 77 \text{ K}$, (b) $T_0 = 500 \text{ K}$ y (c) $T_0 = 500 \text{ K}$.

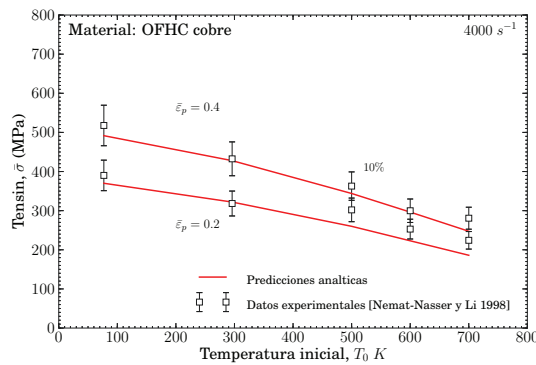


Figura 3.10: Comparación entre las predicciones analíticas de la ley de endurecimiento y datos experimentales para un amplio rango de temperaturas a distintas deformaciones plásticas y 4000 s^{-1} (97).

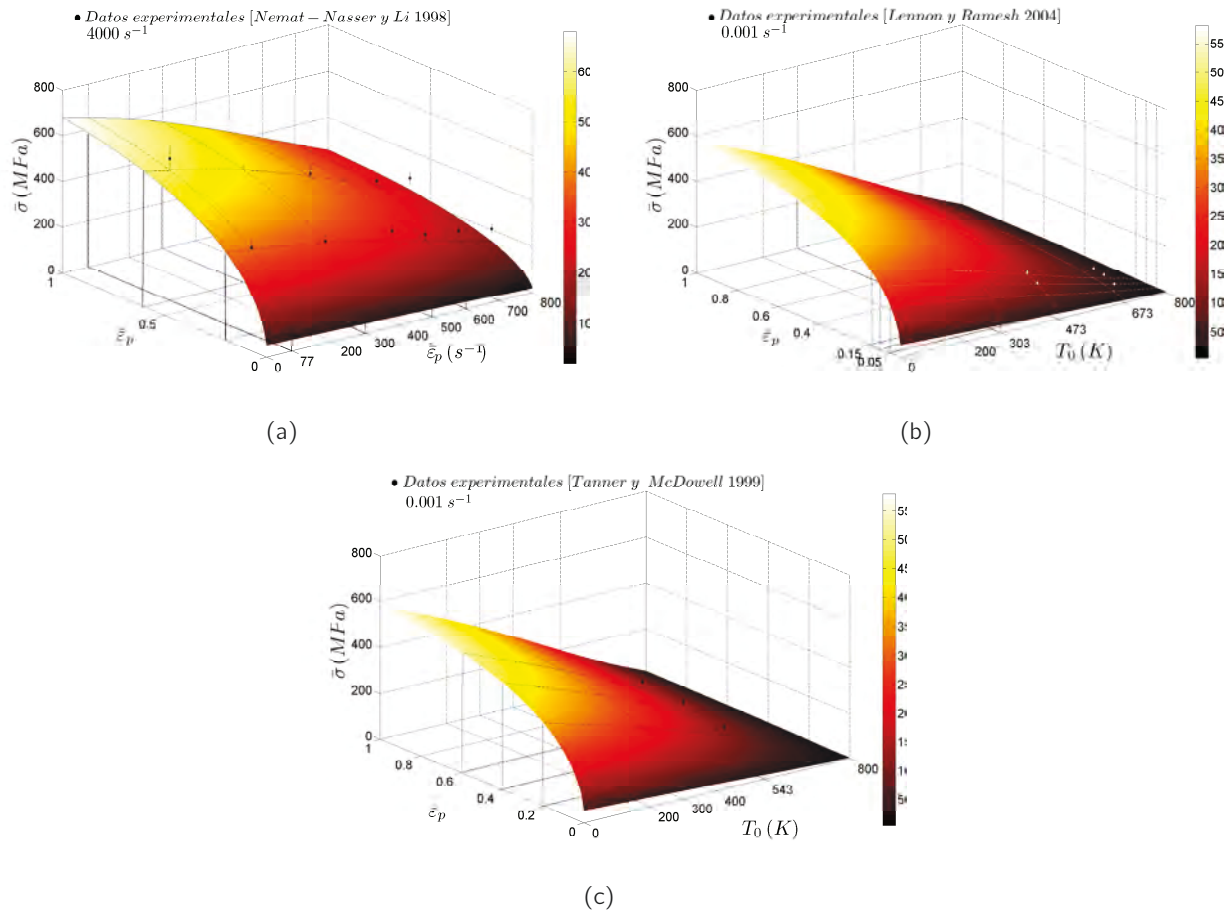


Figura 3.11: Comparación entre las predicciones analíticas de la ley de endurecimiento y datos experimentales a diferentes velocidades de deformación. (a) 4000 s^{-1} (97) (b) $0,001 \text{ s}^{-1}$ (71) y (c) $0,001 \text{ s}^{-1}$ (72).

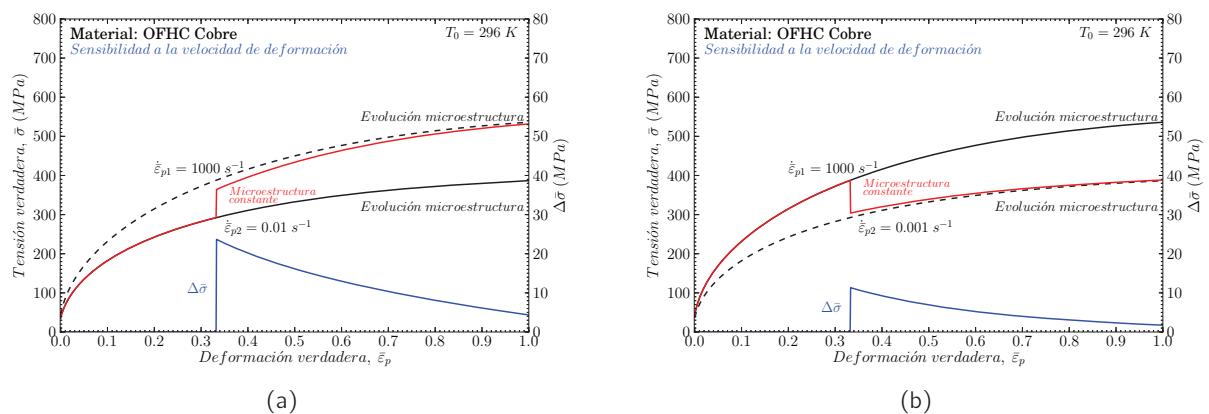


Figura 3.12: Evolución del flujo de tensiones con la deformación al variar la velocidad de deformación a temperatura $T_0 = 296 \text{ K}$: (a) $\bar{\epsilon}_{p1} > \bar{\epsilon}_{p2}$, (b) $\bar{\epsilon}_{p1} < \bar{\epsilon}_{p2}$.

3.4 Aplicación en aleaciones de aluminio: 2024-T351 ,5754-H111 y 6082-T6

Para obtener las constantes de la ley de endurecimiento se requieren realizar ensayos de caracterización. A continuación se describen los ensayos de tracción, compresión estática y dinámica realizados.

3.4.1 Caracterización de las aleaciones de aluminio consideradas

3.4.1.1 Ensayos cuasiestáticos a tracción

Los ensayos de tracción en probetas tipo barra fueron llevados a cabo para caracterizar las propiedades del material bajo un estado tensional axialsimétrico. Los ensayos se desarrollaron usando una máquina universal servo-eléctrica de capacidad 100 kN a temperatura ambiente. Las dimensiones de la probeta de tracción uniaxial se indican en la Figura 3.13(a). El desplazamiento fue medido en la longitud efectiva de la probeta de 10 mm. Para asegurar las condiciones de carga cuasiestáticas la velocidad de desplazamiento fue fijado a 2,16 mm/min, produciendo una velocidad de deformación nominal de $0,001s^{-1}$. La fuerza axial fue medida con la célula de carga de la máquina universal, mientras que la elongación de la longitud efectiva de la probeta se realizó empleando un extensómetro como se muestra en la Figura 3.13(b).

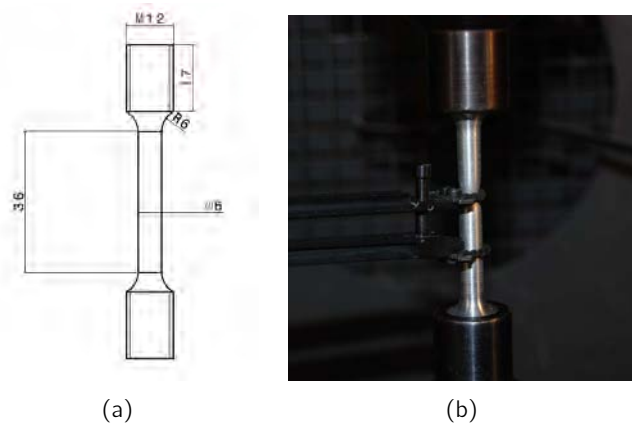


Figura 3.13: 3.13(a) Dimensiones de la probeta axilsimétrica a tracción (unidades: mm), 3.13(b) Configuración inicial de los ensayos de tracción.

La localización de rotura de la probeta tuvo lugar en todos los casos estudiados dentro de la longitud efectiva. Las tensiones de Cauchy y la deformación verdadera se han calculado por las expresiones conocidas a partir de los parámetros ingenieriles,

$$\bar{\epsilon} = \ln(1 + e)$$

$$\bar{\sigma} = s(1 + e)$$

La evolución del flujo tensional a baja velocidad de deformación y temperatura ambiente se muestra en la Figura 3.14 para los materiales considerados. El flujo tensional es bastante similar para las aleaciones de aluminio 5754-H111 y 6082-T6; mientras que el flujo tensional de la AA 2024-T351 es un 75 % mayor comparado con los otras aleaciones. La Figura 3.14 muestra que la AA 2024-T351 tiene un mayor límite elástico y una mayor ductilidad. Esta última observación se muestra en la Figura 3.17, la cual refleja, para los materiales estudiados, el endurecimiento por deformación $\theta = \partial\sigma/\partial\epsilon$ frente el flujo tensional normalizado $Y = \sigma/\sigma_0$, siendo σ_0 el límite elástico con la deformación plástica. Cabe destacar que la tendencia del endurecimiento por deformación mostrado por todas las aleaciones de aluminio es similar, a pesar que el límite elástico del AA 2024-T351 es mucho mayor que en las otras aleaciones de aluminio consideradas.

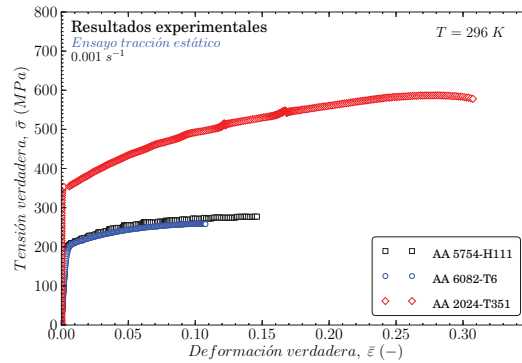


Figura 3.14: Ensayo a tracción. Flujo tensional como función de la tensión para bajas velocidades de deformación a temperatura ambiente. Comparación entre las aleaciones de aluminio 5754-H111, 6082-T6 y 2024-T351.

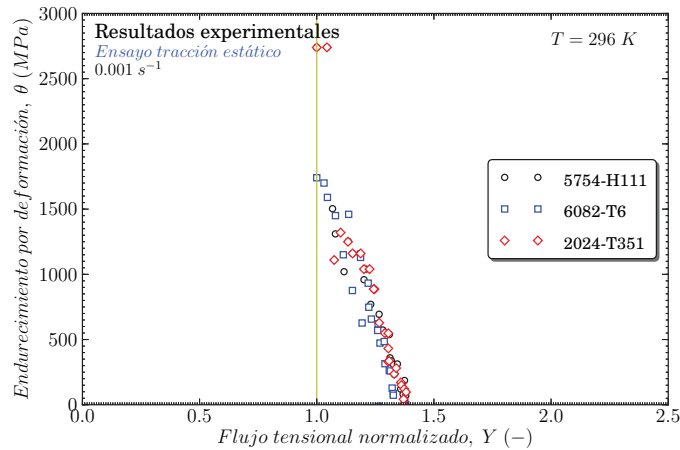


Figura 3.15: Representación experimental de los resultados a ensayos de tracción: endurecimiento por deformación θ frente al flujo tensional normalizado Y para los materiales ensayados.

3.4.1.2 Ensayos cuasiestáticos de compresión

Las probetas empleadas para realizar los ensayos de compresión y de perforación han sido obtenidas del mismo bloque de material (así como las placas destinadas al estudio de la perforación). Las probetas cilíndricas de compresión tuvieron las siguientes dimensiones: diámetro $\phi = 8 \text{ mm}$ y espesor $t = 4 \text{ mm}$. La dirección de la carga de compresión es la correspondiente con el espesor de la placa. De acuerdo con las consideraciones recogidas en diversas investigaciones (18; 221; 244–246) se ha empleado la relación de aspecto $\phi/t = 0,5$ para evitar los efectos inerciales y una fricción significativa. Además, las probetas fueron lubricadas para reducir los efectos de fricción durante los ensayos.

Los ensayos de compresión a baja velocidad de deformación fueron llevados a cabo usando una máquina de ensayos servoelectrónica Instron dentro un rango de velocidades de deformación de $10^{-3} < \dot{\epsilon} < 10^{-1} \text{ s}^{-1}$. La Figura 3.16 muestra las curvas tensión-deformación cuasiestáticas para las aleaciones de aluminio citadas. La sensibilidad de deformación es despreciable para los aluminios dentro de este rango de velocidad de deformación, lo cual es una característica común compartida por numerosas aleaciones de aluminio (220). Además, dentro de este rango de velocidades de deformación, el endurecimiento por deformación se caracteriza por estar poco influenciado por la velocidad de carga para las aleaciones estudiadas.

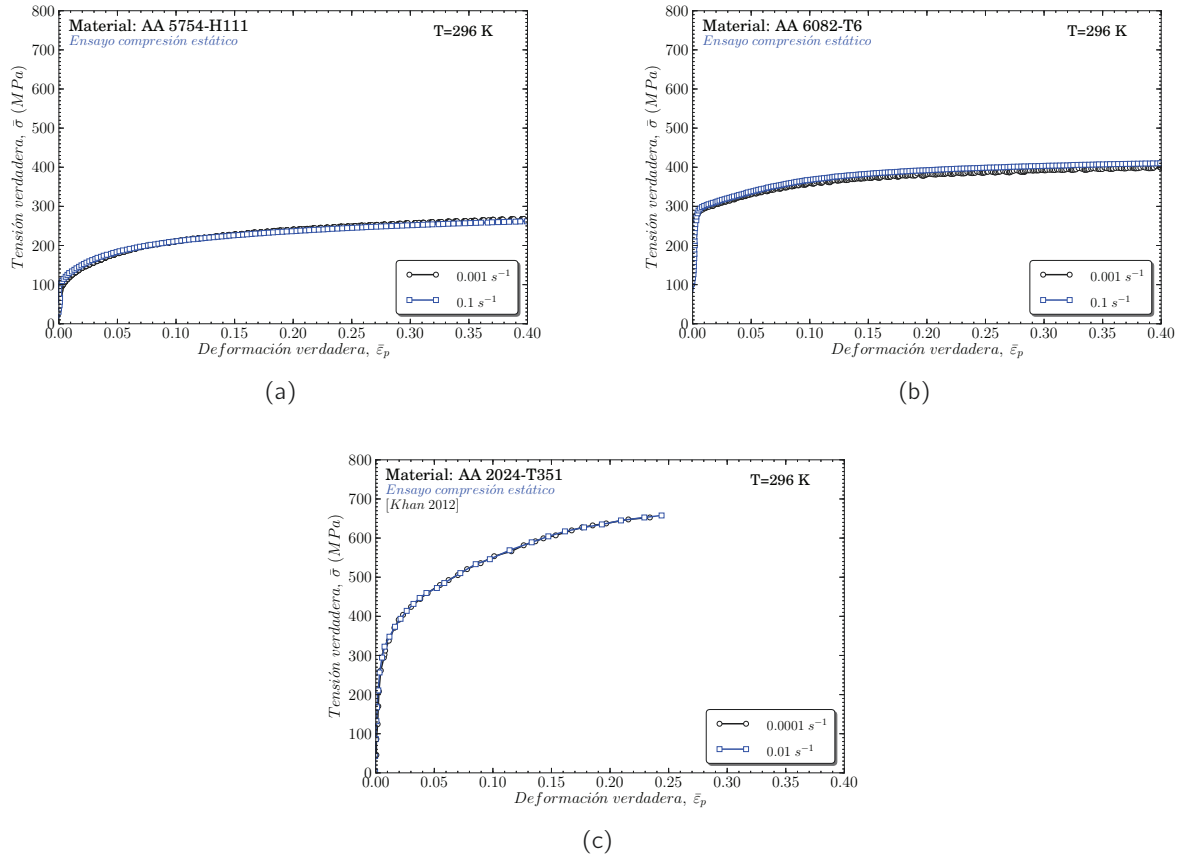


Figura 3.16: Representación de las curvas tensión-deformación a compresión cuasiestática (a) AA 5754-H111, (b) AA 6082-T6 y (c) AA 2024-T351

La Figura 3.16 muestra que la aleación de aluminio 2024-T351 tiene un mayor límite elástico y un mayor endurecimiento por deformación. Esta última observación se muestra en la Figura 3.17, la cual refleja, para los materiales estudiados, el endurecimiento por deformación $\theta = \partial\sigma/\partial\varepsilon$ frente el flujo tensional normalizado $Y = \sigma/\sigma_0$, siendo σ_0 el límite elástico con la deformación plástica. Cabe destacar como el endurecimiento por deformación mostrado para la AA 2024-T351 inicia el límite elástico del material y retrasa la condición de flujo de saturación ($\theta = 0$); además presenta una elevada ductilidad. Semejantes afirmaciones se pueden extraer al analizar la AA 5754-H111, el cual tiene un menor límite elástico que la AA 6082-T6 pero revela un mayor endurecimiento por deformación; de manera que se espera que muestre una mayor ductilidad que la AA 6082-T6.

3.4.1.3 Ensayos dinámicos de compresión

Los ensayos experimentales de compresión a altas velocidades de deformación ($7,5 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1} < \dot{\varepsilon} < 5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$) se realizaron con la misma geometría que en los ensayos cuasiestáticos y se llevaron a cabo usando una barra Hopkinson de *acero maraging* que exhibe un mayor límite elástico $-\sigma_y \approx 2000 \text{ MPa}$ que los materiales ensayados bajo condiciones dinámicas de deformación, Figura 3.18. Mediante el uso

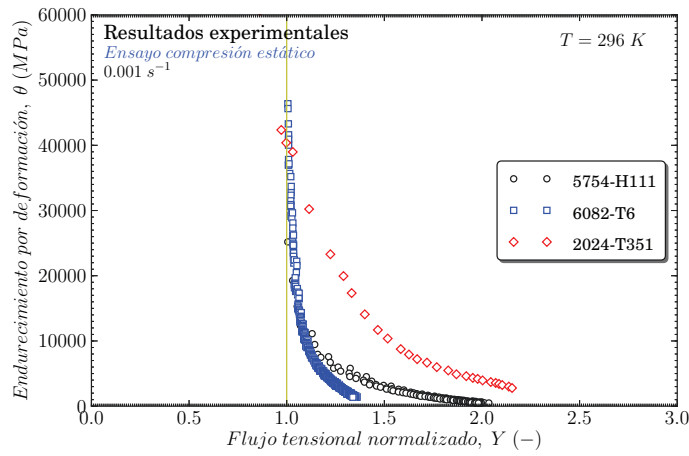
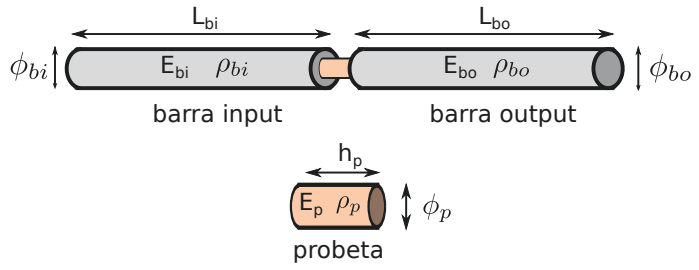


Figura 3.17: Representación experimental de los resultados a ensayos de compresión: endurecimiento por deformación θ frente al flujo tensional normalizado Y para los materiales ensayados.



(a)



(b)

Figura 3.18: (a) Equipo experimental: barra Hopkinson y (b) Esquema de máquina Kolsky.

del dispositivo de barra Hopkinson y la teoría de propagación de ondas elásticas se puede determinar el comportamiento termoviscoplastico, $\sigma(\epsilon, \dot{\epsilon}, T)$. Cuando el proyectil impacta en la primera barra *-input-*, se crea una onda elástica incidente, σ_I , que se propaga a lo larga de la barra impactada con una velocidad de onda elástica C_0 . Esta velocidad depende del modulo de Young y de la densidad del material ($C_0 = \sqrt{E/\rho}$). La intensidad de la onda incidente, σ_I , es proporcional a la velocidad del proyectil V_p de la siguiente manera $\sigma_i = \rho_0 C_0 V_p / 2$ (siendo la barra impactada estacionaria). Cuando la onda incidente, ϵ_I alcanza la intercara de la probeta, una parte de esta onda es reflejada (ϵ_R, σ_R) y otra parte es transmitida (ϵ_T, σ_T) a lo largo de la segunda barra *-output-* Figura 3.18(b). La Figura 3.19(a) muestra este efecto en términos de las ondas elásticas. Para analizar el fenómeno de propagación de ondas se tienen que fijar las tres señales en un mismo tiempo característico, Figura 3.19(b). Se ha empleado el software Waves Analysis and Study Program (WASP) desarrollado por el Labs de la Escuela de Ingeniería de Metz (ENIM) para el análisis de las ondas y estimación del comportamiento del material. Este programa

permite conocer las tres ondas (incidente, reflejada y transmitida) de modo que es posible obtener el comportamiento del material ensayado bajo cargas dinámicas en términos de curvas tensión-deformación. Además, permite corregir los resultados debidos a la fricción y efectos adiabáticos. A continuación, se presentan las principales ecuaciones empleadas para desarrollar este análisis.

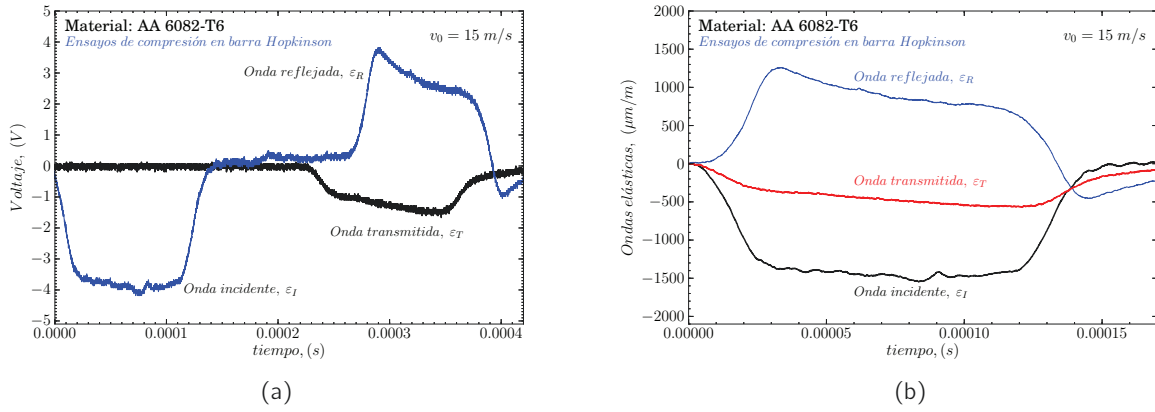


Figura 3.19: (a) Descripción de la propagación de ondas elásticas en la barra Hopkinson (b) Desplazamiento de las ondas elásticas de análisis basado en la teoría de ondas

Conociendo el carácter de estas tres ondas elásticas y el desplazamiento relativo de las caras de la probeta $\Delta U(t) = U_2(t) - U_1(t)$, la media de la deformación ingenieril de la probeta puede obtenerse usando la ecuación 3.33:

$$\epsilon(t) = \frac{U_2(t) - U_1(t)}{L_0} \quad \text{y} \quad \epsilon(t) = \frac{C_0}{L_0} \int_0^t [\epsilon_T(\xi) - \epsilon_I(\xi) - \epsilon_R(\xi)] d\xi \quad (3.33)$$

donde $U_1(t)$ y $U_2(t)$ son los desplazamientos de las caras de la probeta.

Es crucial para el análisis de barra Hopkinson, verificar el equilibrio de fuerzas entre las barras *input* y *output*. Estas fuerzas están calculadas con las ecuaciones 3.34:

$$\begin{cases} F_{input}(t) = A_0 E [\epsilon_I(\xi) + \epsilon_R(\xi)] \\ F_{output}(t) = A_0 E \epsilon_T(\xi) \end{cases} \quad (3.34)$$

donde A_0 es la sección del área transversal de las barras del dispositivo de barra Hopkinson y E es el módulo Young. Teniendo las fuerzas de cada lado de la probeta, es posible definir la tensión media impuesta en la probeta, Ecuación 3.35.

$$\begin{cases} \sigma(t) = \frac{F_{input}(t) + F_{output}(t)}{2A_S} \\ \sigma(t) = \frac{A_0 E [\epsilon_I(\xi) + \epsilon_R(\xi)]}{2A_S} \end{cases} \quad (3.35)$$

donde A_S es la sección transversal del área de la probeta. El histórico de la velocidad de deformación se define por la derivada con respecto al tiempo de la Ecuación 3.33. Además, si el equilibrio mecánico se satisface, teniendo en cuenta la Ecuación 3.34, se obtiene la Ecuación 3.36.

$$\epsilon_I(t) + \epsilon_R(t) = \epsilon_T(t) \quad (3.36)$$

Las tensiones, las deformaciones y las velocidades de deformación pueden ser calculadas, en el caso del equilibrio de las fuerzas dinámicas, empleando las siguientes ecuaciones:

$$\sigma(t) = E_b \left(\frac{\phi_b}{\phi_s} \right)^2 |\varepsilon_R(t)| \quad (3.37)$$

$$\varepsilon(t) = \frac{2C_0}{L_0} \int_0^t |\varepsilon_R(\xi)| d\xi \quad (3.38)$$

$$\dot{\varepsilon}_I(t) = \frac{2C_0}{L_0} |\varepsilon_R(t)| \quad (3.39)$$

Para tener en cuenta los efectos de la fricción, y de acuerdo con varias investigaciones (245; 247), se ha empleado la Ecuación 3.40.

$$\sigma_{material} = \sigma_{medida} \left(1 - \frac{\nu \phi_0}{3 L_0} \right) \quad (3.40)$$

A partir de las ecuaciones anteriores, es posible definir el comportamiento termoviscoplastico $\sigma(\varepsilon)$ para

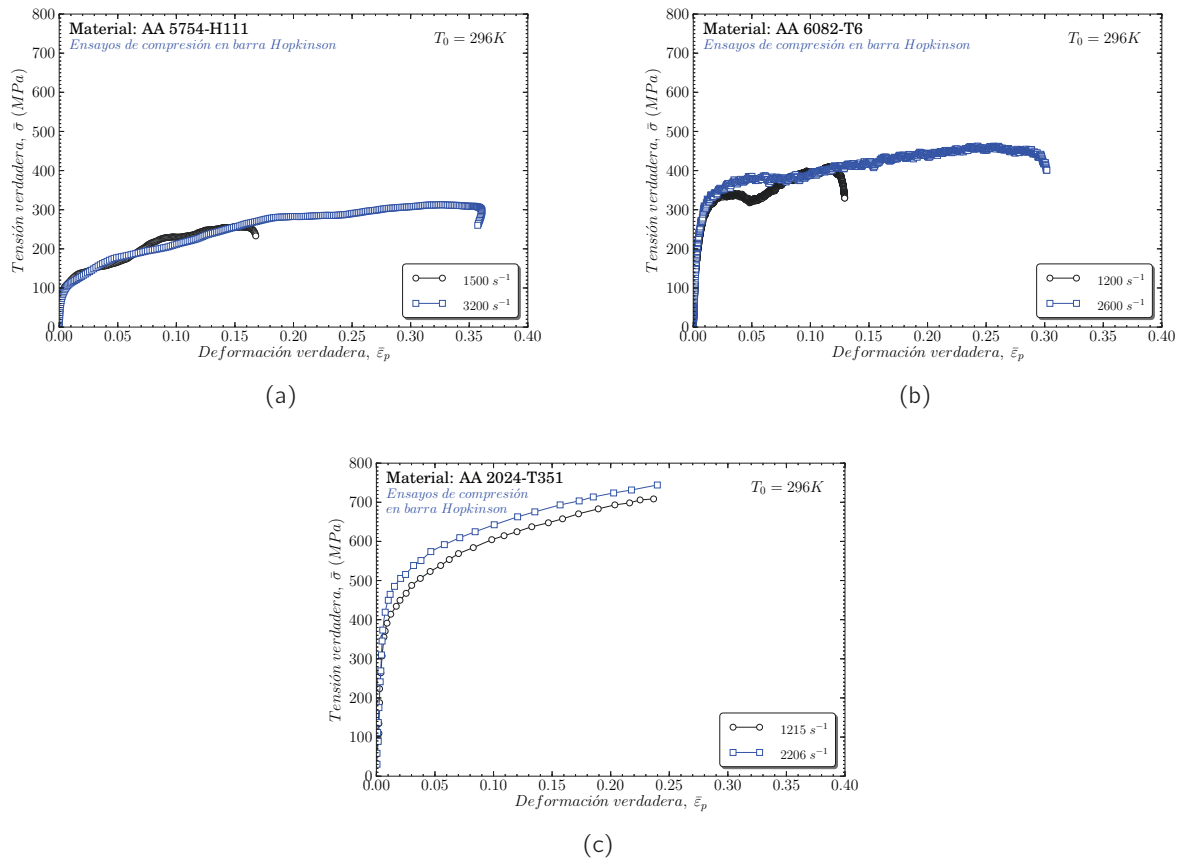


Figura 3.20: Curvas tensión-deformación correspondientes al ensayo de compresión dinámica mediante el dispositivo de barra Hopkinson. (a) AA 5754-H111 (b) AA 6082-T6 (c) AA 2024-T351

una velocidad de deformación.

La Figura 3.20 muestra las curvas tensión-deformación de compresión dinámica para las aleaciones de aluminio estudiadas: AA 5754-H111, AA6082-T6 y AA 2024-T351. Como se determinó previamente para los ensayos a baja velocidad de deformación, el endurecimiento por deformación para las aleaciones estudiadas es prácticamente independiente de la velocidad de deformación. Además, cabe destacar que el flujo tensional se incrementa ligeramente en comparación con el valor observado en los ensayos a baja velocidad de deformación.

La Figura 3.21 refleja el flujo tensional a una deformación igual a 0,1 con la velocidad de deformación para los materiales estudiados. Los ensayos llevados a cabo en esta Tesis Doctoral son representados junto con datos experimentales encontrados en la literatura (19; 20; 213; 220; 248; 249). El flujo tensional es prácticamente insensible a la velocidad de deformación hasta un valor de $\dot{\epsilon} \approx 10^3 \text{ s}^{-1}$. Más allá de este valor se muestra una incipiente sensibilidad a la velocidad de deformación. Esta observación es consistente con las evidencias experimentales reportadas en diversas publicaciones (18; 220; 250; 251); donde se muestran que la mayoría de las aleaciones de aluminio comerciales exhiben un incremento de la sensibilidad de la velocidad de deformación una vez sobrepasado un valor de velocidad de deformación (típicamente dentro del rango $10^3 \text{ s}^{-1} - 10^4 \text{ s}^{-1}$).

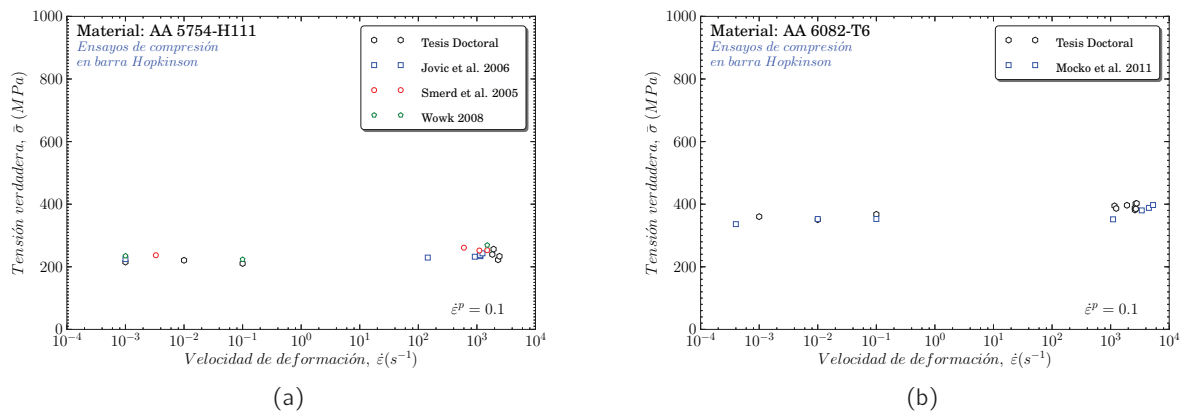


Figura 3.21: Flujo tensional con la velocidad de deformación para (a) AA 5754-H111 (b) AA 6082-T6.

3.4.2 Calibración de la ley de endurecimiento en las aleaciones de aluminio consideradas

Las constantes de la ley de endurecimiento para las aleaciones de aluminio empleadas en los estudios del análisis del fallo dúctil y en problemas tecnológicos de perforación han sido calibrados de acuerdo con el procedimiento detallado en el anexo A. En la Tabla 3.4.2 y 3.4 se muestran las constantes de los materiales. A continuación se comparan las predicciones de la ley de endurecimiento con datos obtenidos a partir de ensayos experimentales.

E_0 (GPa)	C_p ($Jkg^{-1}K^{-1}$)	β (-)	ρ (kgm^{-3})	T_m (K)	b (m)	ρ_0 (m^{-2})	D (μm)
70	900	0.9	2700	X-Y-Z	$2.86 \cdot 10^{-10}$	$7 \cdot 10^{13}$	90

Tabla 3.3: Constantes físicas de las aleaciones de aluminio estudiadas donde X es $T_m = 873$ K, Y es $T_m = 828$ K y Z es $T_m = 774,82$ K, correspondiente a las AA 5754-H111, AA 6082-T6 y AA 2024-T351, respectivamente.

Material	D_1 (-)	ρ (-)	α_1 (-)	κ_0 (-)	M_{II} (m^{-2})	m_0 (-)	α_2 (-)	$\dot{\epsilon}_0$ (s^{-1})	$\dot{\epsilon}_{a0}$ (s^{-1})	θ^* (-)
AA 2024-T351	0.00298	0.032	0.055	0.009	$36.8 \cdot 10^{15}$	0.177	0.75			
AA 5754-H111	0.0124	0.0078	0.026	5.16	$8.05 \cdot 10^{15}$	0.017	7.06	$1 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{12}$	0.9
AA 6082-T6	0.01	0.01	0.074	2.43	$7.53 \cdot 10^{15}$	0.028	5.28			

Tabla 3.4: Valores obtenidos de las constantes del materiales para el cobre OFHC recocido.

Las Figuras 3.22-3.23-3.24 muestran la correlación entre las predicciones de la ley de endurecimiento y datos experimentales para diferentes velocidades de deformación a temperatura ambiente para las aleaciones de aluminio 2024-T351, 5754-H111 y 6082-T6, respectivamente. La descripción constitutiva define correctamente el flujo de tensión, así como el endurecimiento por deformación del material para las condiciones de carga consideradas (*el error observado entre las predicciones y los datos experimentales es del 10 %*).

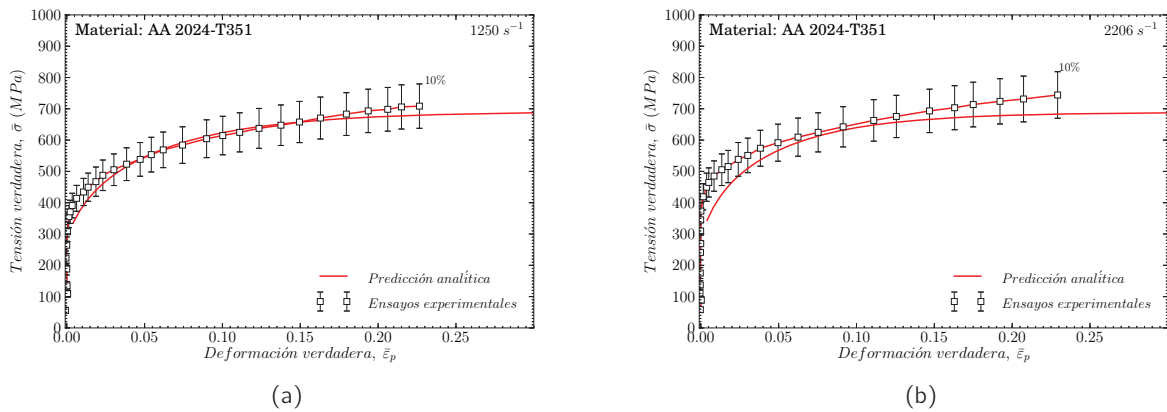


Figura 3.22: Comparación entre las predicciones analíticas de la ley de endurecimiento y datos experimentales a diferentes velocidades de deformación para la aleación de aluminio 2024-T351. (a) 1250 s^{-1} (b) 2206 s^{-1}

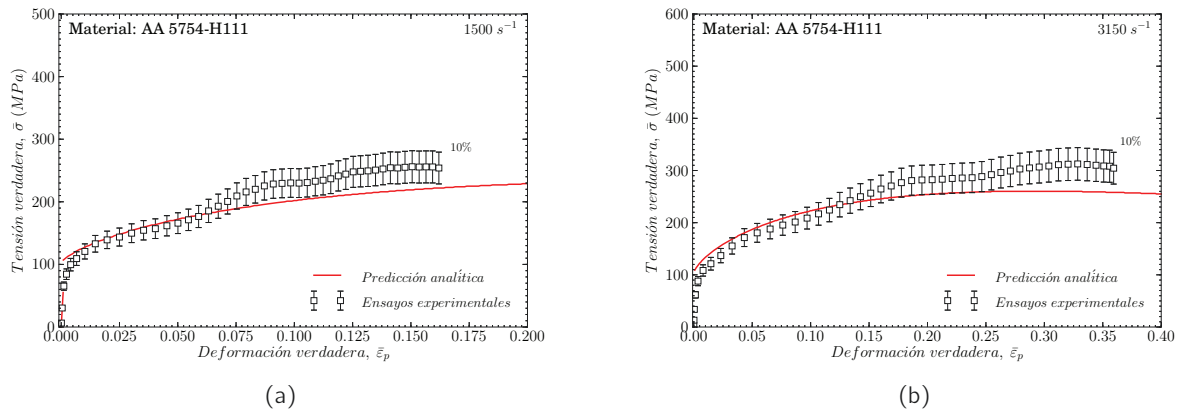


Figura 3.23: Comparación entre las predicciones analíticas de la ley de endurecimiento y datos experimentales a diferentes velocidades de deformación para la aleación de aluminio 5754-H111. (a) 1500 s^{-1} (b) 3150 s^{-1}

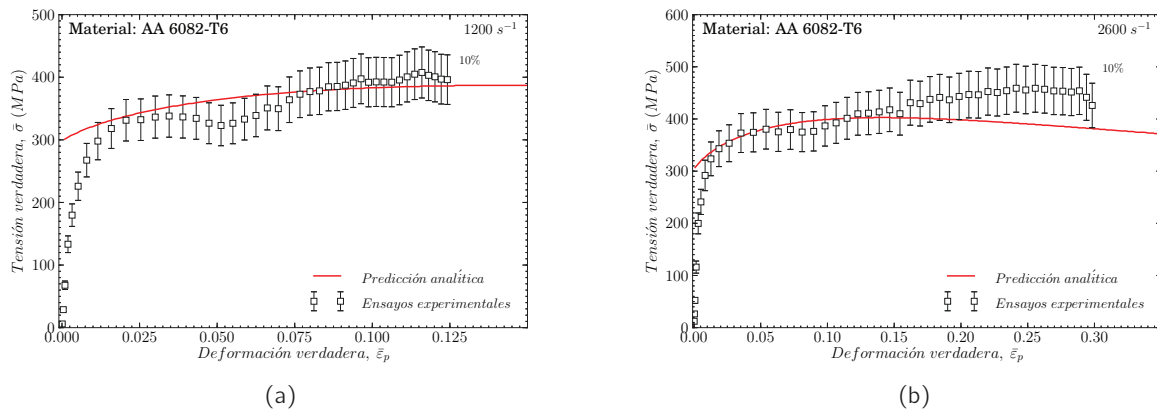


Figura 3.24: Comparación entre las predicciones analíticas de la ley de endurecimiento y datos experimentales a diferentes velocidades de deformación para la aleación de aluminio 6082-T6. (a) 1200 s^{-1} (b) 2600 s^{-1}

En este capítulo de esta Tesis Doctoral se ha desarrollado una ley de endurecimiento que describe adecuadamente la respuesta termoviscoplastica del material dentro un amplio rango de deformación, velocidades de deformación y temperaturas. Especialmente relevante resulta la capacidad de la ley de endurecimiento para describir la dependencia del endurecimiento por deformación del cobre OFHC recocido con la temperatura y la velocidad de deformación. Además, es capaz de reflejar el histórico de la velocidad de deformación y temperatura. La ley de endurecimiento propuesta ha sido empleada para describir el comportamiento mecánico de las aleaciones de aluminio 2024-T351, 5754-H111 y 6082-T6.

Finalmente, se ha de señalar que la forma unidimensional de la relación constitutiva desarrollada en esta Tesis Doctoral puede ser fácilmente generalizada a estados tridimensionales de tensión y deformación siguiendo el procedimiento para la integración de las ecuaciones de la plasticidad Huber-Mises desarrollado por Zaera y Fernández-Saez (74; 252).

4

ANÁLISIS EXPERIMENTAL Y NUMÉRICO DEL FALLO DE ALEACIONES DE ALUMINIO EN CONDICIONES DE TRACCIÓN-TORSIÓN COMBINADA

Trabajos de diferentes investigadores ([16](#); [139](#); [144](#); [204](#)) ponen de manifiesto que el criterio de fallo de un metal depende tanto de la componente hidrostática del tensor de tensiones como del tercer invariante del tensor desviador de tensiones. Esta dependencia motiva la necesidad de obtener los diferentes valores de deformación de fallo que, correspondientes a distintos estados tensionales, pudieran producirse.

En este sentido, este capítulo recoge el desarrollo experimental de ensayos combinados de tracción-torsión realizados sobre probetas tubulares de doble entalla así como el procedimiento de evaluación de la deformación plástica equivalente en el intervalo de valores de triaxialidad η desde 0 hasta 1,2 y de parámetro de Lode μ desde -1 hasta 0. A partir de los resultados experimentales y numéricos se analiza el fallo dúctil de las aleaciones de aluminio 2024-T351, 5754-H111 y 6082-T6 y se calibra el criterio de fallo de Bai y Wierbicki ([144](#)) para estos materiales.

4.1 Introducción

En este capítulo se recogen los ensayos experimentales realizados mediante una máquina de tracción-torsión desarrollada al efecto, que permite la aplicación simultánea y controlada de esfuerzo axial y momento torsor hasta producir el fallo del material. Mediante la metodología de Barsoum y Faleskog (12; 253) y haciendo uso de probetas tubulares de doble entalla, el dispositivo permite alcanzar un amplio intervalo de valores de triaxialidad ($0 < \eta \leq 1,2$) y de parámetro de Lode ($-1 < \mu \leq 0$), a diferencia de otras metodologías (6–8; 13; 138–141) que precisan de utilizar diferentes tipologías de probeta para cubrir un amplio intervalo de valores de estado tensional. A continuación se recoge tanto el procedimiento de evaluación de deformación plástica como el desarrollo del modelo numérico necesario para obtener el campo tensional correspondiente a las condiciones de fallo.

Los resultados obtenidos permiten calibrar, el criterio de fallo de Bai y Wierzbicki (144) para las aleaciones de aluminio 2024-T351, 5754-H11 y 6082-T6. Los procedimientos de calibración habitual de este tipo de criterios de fallo se basan en la realización de ensayos en distintos tipos de probeta (probetas clásicas cilíndricas con fuste, probetas planas y probetas del tipo mariposa, así como otras específicamente desarrolladas) mientras que el desarrollo experimental recogido en el capítulo hace uso de una única tipología de probeta.

4.2 Procedimiento experimental

A continuación se describe la máquina de ensayos tracción-torsión combinados, la tipología de probetas utilizada y los sistemas empleados en la adquisición de medidas del ensayo.

4.2.1 Máquina de ensayos de tracción-torsión

Los ensayos experimentales fueron llevados a cabo usando una máquina universal Servosis ME-402, que fue adaptada y puesta a punto para conseguir el objetivo de aplicar cargas de tracción-torsión de modo simultáneo. El dispositivo experimental, que se muestra en las Figuras 4.1 y 4.2, está formado por un actuador servohidráulico que aplica un desplazamiento/fuerza axial, por un motor de rotación/torsión y por células de carga de tracción y torsión. Cuando se realiza un ensayo en condiciones de tracción y torsión, de manera simultánea, un elemento intermedio previene que el movimiento rotacional sea transmitido a la célula de carga de tracción, Figura 4.1. Para realizar la fijación de la probeta, ha sido necesario optimizar el sistema de amarre. En un primer diseño, la fijación de la probeta se realizó mediante un sistema de amarre por tornillos cónicos, Figura 4.3a). Esta configuración no garantizaba una correcta sujeción de la probeta, pudiendo invalidar el ensayo. Finalmente, y demostrando una correcta fijación y operatividad del montaje, se propuso un sistema de fijación mediante pasadores de acero de alta resistencia, Figura 4.3b).

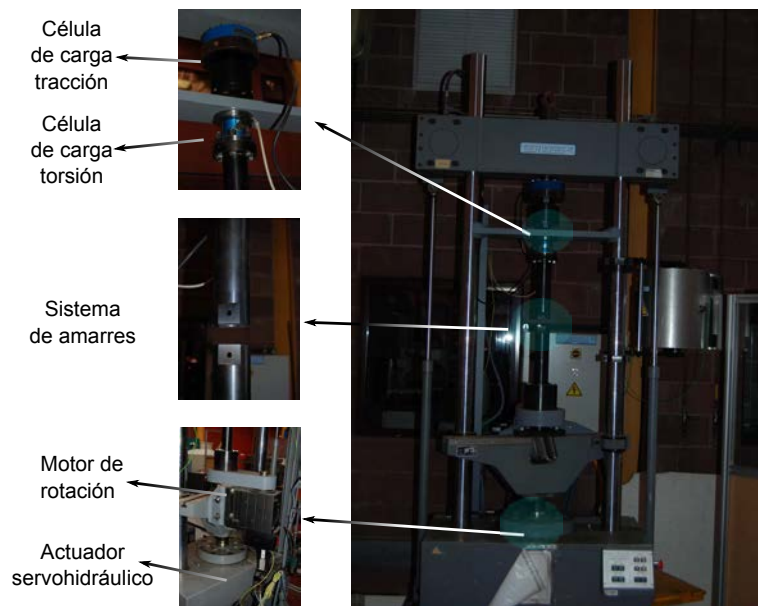


Figura 4.1: Máquina de ensayos de tracción-torsión combinada

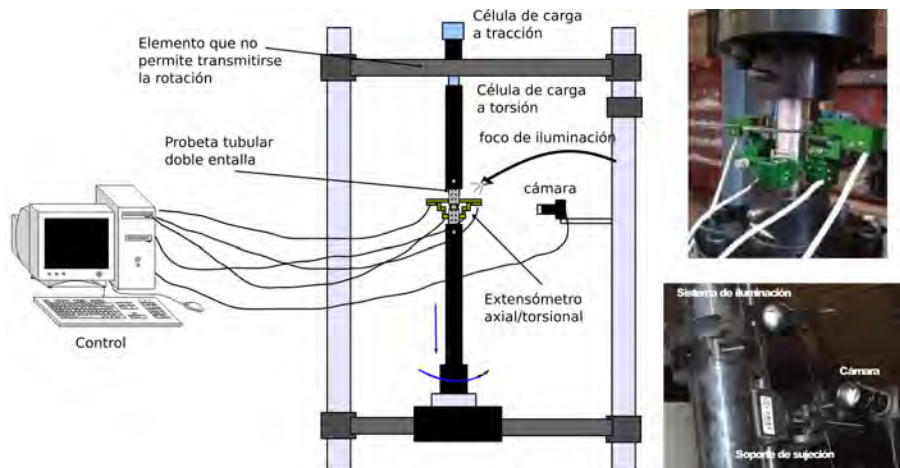


Figura 4.2: Esquema del dispositivo de los ensayos de tracción-torsión combinada

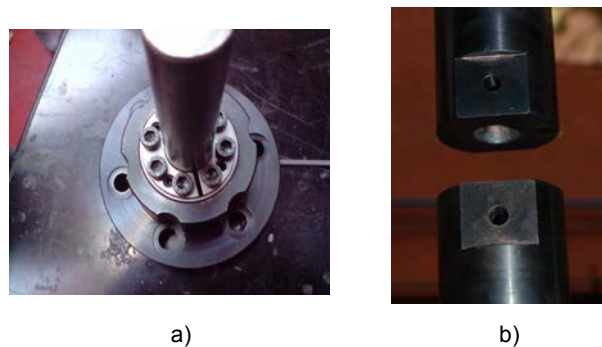


Figura 4.3: (a) Sistema de fijación mediante amarre y (b) sistema de fijación mediante pasadores.

4.2.2 Probeta tubular de doble entalla

Las probetas utilizadas para llevar a cabo los ensayos de tracción-torsión combinada corresponden a la configuración de Barsoum and Falekog (11). De este modo, la geometría de la probeta es tubular de doble entalla (DNT), Figura 4.4, cuyas dimensiones se encuentran en la Tabla 4.1. Esta geometría se ha demostrado eficiente en el análisis del fallo sobre acero en un intervalo de valores de triaxialidad bajos y medios ($0 < \eta < 0,7$), así como para un amplio rango de valores del parámetro de Lode ($-1 < \mu < 0$). No se ha encontrado datos en la bibliografía científica en los que este tipo de geometría de probeta haya sido utilizado para ensayos de tracción-torsión sobre aluminio. Las probetas fueron obtenidas a partir de bloques de las aleaciones de aluminio 2024-T351, 5754-H111 y 6082-T6.

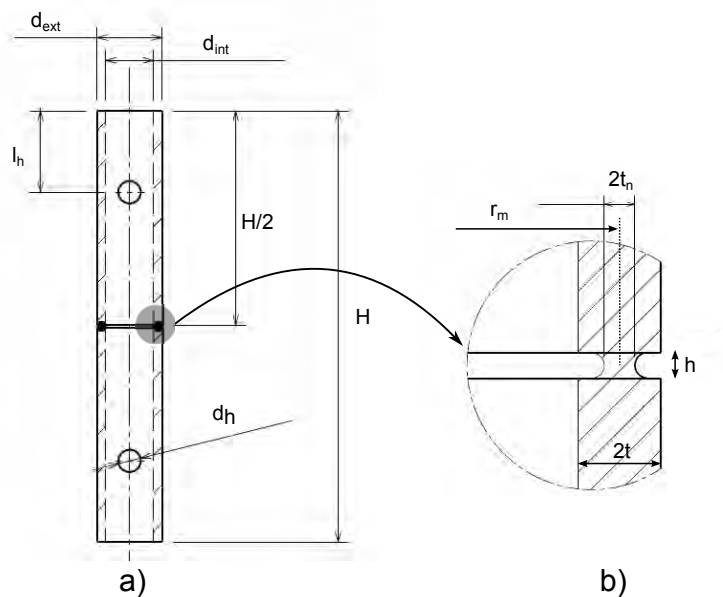


Figura 4.4: (a) Geometría y dimensiones de la probeta DNT; (b) Detalle de la doble entalla

Descripción	Nomenclatura	Valor (mm)
Longitud probeta	H	160
Diámetro exterior	d_{ext}	24
Diámetro interior	$d_{interior}$	17,6
Distancia agujero del pasador	l_h	30,15
Diámetro agujero del pasador	d_h	8,3
Radio al centro de la sección entallada	r_m	10,4
Espesor de tubo	$2t$	3,2
Espesor de la sección entallada	$2t_n$	1,2
Longitud de la entalla	h	1

Tabla 4.1: Dimensiones de la probeta tubular doble entalla.

La utilización de probetas con geometría de doble entalla en la parte central de la probeta permite (253):

- I/ Obtener un amplio intervalo de valores de triaxialidad en comparación con otras geometrías de probeta tubular, p.e : probeta Lindholm (159).
- II/ Garantizar que la deformación plástica y el inicio de los procesos de fractura estén confinados en la región entallada de la probeta.

La fuerza de tracción N y el momento de torsión M son aplicados en el extremo inferior de la probeta, mientras que el extremo superior se encuentra empotrado. Consecuentemente, la tensión de tracción σ_n y la tensión de cortadura τ_n se expresan mediante las ecuaciones 4.1:

$$\sigma_n = \frac{N}{2\pi r_m 2t_n} \quad \tau_n = \frac{M}{2\pi r_m^2 2t_n^2} \quad (4.1)$$

En cada ensayo se mantiene constante la ratio σ_n/τ_n y se define un parámetro de carga, κ , ecuación 4.2.

$$\kappa = \frac{\sigma_n}{\tau_n} = \frac{Nr_m}{M} \quad (4.2)$$

Tal y como se describe en el Capítulo 2, la triaxialidad y el parámetro de Lode se expresan mediante las ecuaciones 4.3 y 4.4:

$$\eta = \frac{\sigma_m}{\bar{\sigma}} = \frac{1/3I_3}{\sqrt{3}J_2} \quad (4.3)$$

$$\mu = \frac{2\sigma_2 - \sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_1 - \sigma_3} = -\sqrt{3} \tan \theta \quad \sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3 \quad (4.4)$$

donde θ es el ángulo de Lode. Los valores del parámetro de Lode corresponden a los estados tensionales siguientes: tracción, ($\mu = -1$); cortadura, ($\mu = 0$) y compresión, ($\mu = 1$).

Finalmente es necesario comprobar un conjunto de características deseables que debería tener una probeta para poder analizar el fallo dúctil con el estado tensional (147):

1. La capacidad de conseguir valores de triaxialidad y parámetro de Lode entre los casos de tracción y cortadura.
2. La obtención de valores constantes de la triaxialidad y parámetro de Lode durante el proceso final de carga en el fallo.
3. La distribución uniforme de tensiones y deformaciones en la sección de la entalla.

Teniendo en cuenta estas consideraciones, todas las características anteriores serán verificadas en la siguiente sección.

4.2.3 Sistemas de medida de deformación

Se han empleado de modo complementario tanto un extensómetro como un sistema óptico para la medida de la deformación longitudinal y deformación angular. A continuación se describen ambos sistemas.

4.2.3.1 Extensómetro para medida de deformación longitudinal y deformación angular

Tanto el desplazamiento axial δ como la rotación θ próximos a la entalla fueron monitorizados mediante un extensómetro axial/torsional Epsilon Technology's 3550HT, Figura 4.5. Entre las principales características del extensómetro caben destacar:

- La medición directa y simultánea del desplazamiento longitudinal y del ángulo de deformación a cortadura.
- El intervalo de validez del dispositivo es de $\pm 5\%$ en deformación axial y ± 3 en el ángulo de deformación angular.
- El contacto del extensómetro con la probeta tiene acabados realizados en carburo de tungsteno.
- La fabricación con varillas de alúmina de alta pureza (soportan temperaturas hasta 1200 C) y barras de carburo de silicio (que soportan temperaturas hasta 1600 C).

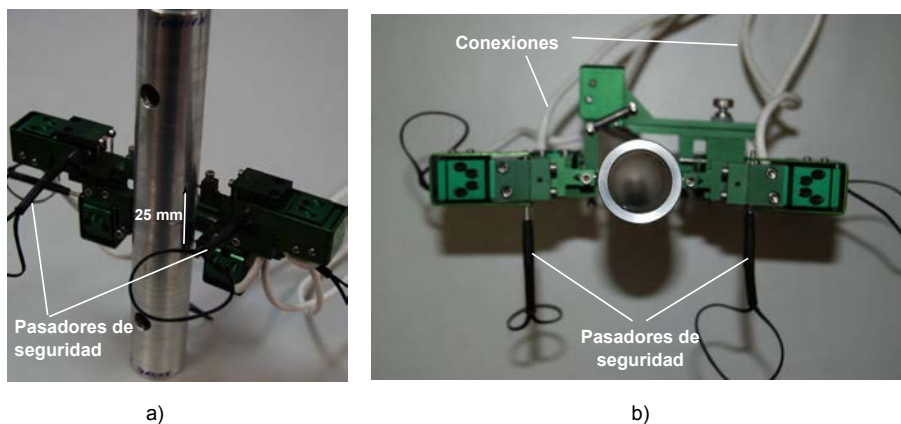


Figura 4.5: (a) Disposición del extensómetro en la probeta tubular de doble entalla y (b) vista en planta de la disposición.

4.2.3.2 Sistema óptico para medida de la deformación longitudinal y deformación angular

Debido a la dificultad de los ensayos y para garantizar una medida adecuada, se utilizó de modo complementario un sistema óptico para la medición de la deformación longitudinal y deformación angular fijando un patrón sobre la probeta DNT. Este dispositivo está formado por una cámara fotográfica (uEye UI-146xLE Series) equipada con un sensor sensible a la luz 1/2" con sistema anti "rolling shutter", Figura 4.6. Entre otras características destacan: Registro 11 fps, 220 fps en AOI-mode con 320x240 píxeles, *Binning* horizontal y vertical, el submuestreo horizontal y vertical y AOI horizontal y vertical (254). La cámara está fijada magnéticamente a la estructura de la máquina tracción-torsión mediante un sistema desarrollado por la empresa Starrett (modelo 3657 AA) y conectada al ordenador vía USB. El ordenador debe estar provisto del controlador de DirectShow (de la empresa IDS). Para obtener el desplazamiento y ángulo relativo entre los patrones se debe conocer la distancia entre estos patrones $-2\text{ mm}-$ y la distancia de la superficie del patrón hasta el centro de giro del mismo, para poder calcular una medida angular desde un desplazamiento longitudinal $-12\text{ mm}-$. Considerando que el campo de desplazamientos es función de la coordenada (z y θ) e independiente de la coordenada radial (147), es posible obtener mediante una única



Figura 4.6: Cámara fotográfica empleada para la adquisición de datos desplazamiento y rotación

cámara obtener el campo de deformaciones logitudinales y angulares en la superficie exterior de la región de la entalla.

Ambas metodologías de registro de valores de desplazamiento y ángulo de rotación han sido comparadas, como muestra la Figura 4.7 para la AA 2024-T351 y una $\kappa = 1,3$ representativa. En dicha figura, se aprecia la correspondencia entre los resultados obtenidos mediante el extensómetro y mediante el sistema óptico que dan validez al procedimiento de adquisición de datos.

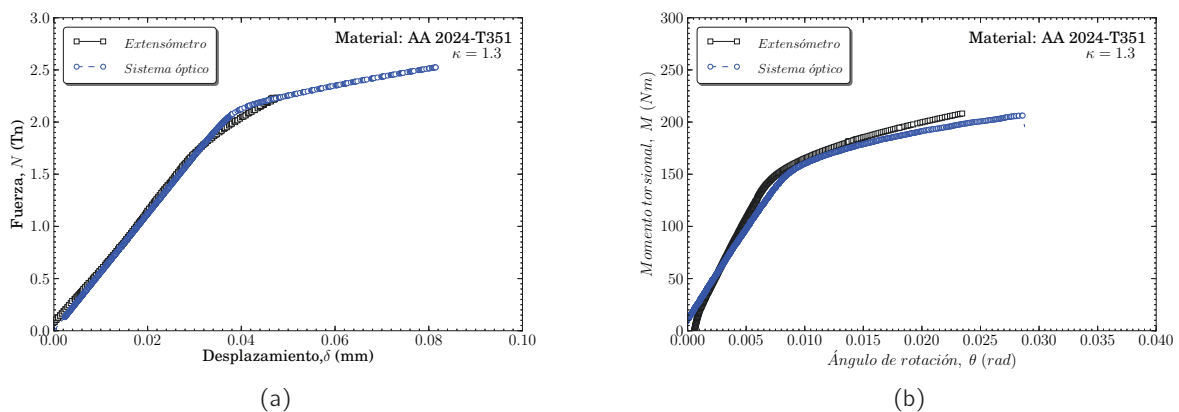


Figura 4.7: Comparación del desplazamiento y giro obtenido mediante el extensómetro axial/torsional y el sistema óptico para la AA 2024-T351 y $\kappa = 1,3$. (a) Fuerza axial vs. desplazamiento axial, (b) Momento torsional vs. ángulo de rotación.

4.2.4 Evaluación de la deformación de fallo en la entalla

Para evaluar la deformación se han empleado el procedimiento desarrollado por Barsoum y Faleskog (12). Los autores realizaron las siguientes hipótesis:

- I/ El campo de deformaciones plásticas está confinado en la zona entallada. Esta hipótesis es aplicable para valores de $(t - t_n)/t = 0,625$ conforme al trabajo de Barsoum y Faleskog (11).
- II/ El desplazamiento axial total, δ , y el ángulo de rotación total, θ , medidas a una distancia de $l + h$ (en este caso $26mm$) se descomponen en una parte elástica y otra parte plástica:

$$\delta_{total} = \delta_{total}^{elastic} + \delta_{total}^{plastic}, \quad \theta_{total} = \theta_{total}^{elastic} + \theta_{total}^{plastic} \quad (4.5)$$

Tanto el desplazamiento/rotación plástico como el desplazamiento/rotación elástico pueden ser descompuestos en una parte de la región entallada (subíndice n) y otra parte de la región no entallada (subíndice 1). Así, el desplazamiento axial total y la rotación total se pueden expresar como la ecuación :

$$\begin{aligned}\delta_{total} &= (\delta_n^{elastic} + \delta_1^{elastic}) + (\delta_n^{plastic} + \delta_1^{plastic}) \\ \theta_{total} &= (\theta_n^{elastic} + \theta_1^{elastic}) + (\theta_n^{plastic} + \theta_1^{plastic})\end{aligned}\quad (4.6)$$

Usando en ambas la hipótesis 1, $\delta_1^{plastic} = 0$ y $\theta_1^{plastic} = 0$, y expresando en función de las pendientes de las curvas fuerza-desplazamiento y momento torsor-ángulo de rotación, C_δ y C_θ , respectivamente, las ecuaciones 4.6 quedan como, ecuación 4.7.

$$\delta_{total} = C_\delta \cdot N + \delta_n^{plastic} \quad \theta_{total} = C_\theta \cdot M + \theta_n^{plastic} \quad (4.7)$$

De esta manera, la deformación plástica en la entalla puede ser expresada como la ecuación 4.8

$$\delta_n^{plastic} = \delta_{total} - C_\delta \cdot N \quad \theta_n^{plastic} = \theta_{total} - C_\theta \cdot M \quad (4.8)$$

donde δ_{total} y θ_{total} son el desplazamiento y el ángulo de rotación medida a una distancia de $l + h$; las expresiones de los componentes de las pendientes elásticas son $C_\delta = \Delta\delta/\Delta N$ y $C_\theta = \Delta\theta/\Delta M$.

Por otro lado, el desplazamiento axial plástico puede ser obtenido como,

$$\delta_n^p = \delta_{total} - \frac{C_\delta}{1 + C_{\delta_n}/C_{\delta_1}} N \quad (4.9)$$

Usando un desarrollo análogo para la rotación plástica en la entallada,

$$\theta_n^p = \theta_{total} - \frac{C_\theta}{1 + C_{\theta_n}/C_{\theta_1}} M \quad (4.10)$$

Las expresiones de los ratios de las pendientes elásticas entre la entalla y fuera de la entalla, $C_{\delta_n}/C_{\delta_1}$ y $C_{\theta_n}/C_{\theta_1}$, pueden ser evaluadas si la entalla es aproximada como una cavidad geométrica cilíndrica con radio medio r_m y espesor medio $2\bar{t}_n = 2,36t_n$ (11). De esta manera, las expresiones analíticas de estos ratios se expresan mediante $C_{\delta_n}/C_{\delta_1} = (ht)/(l\bar{t}_n)$ y $C_{\theta_n}/C_{\theta_1} = [ht(1 + (t/r_m)^2)] / [h\bar{t}_n(1 + (\bar{t}_n/r_m)^2)]$.

Teniendo en cuenta el desplazamiento plástico (o rotación), ecuación 4.9 o 4.10, la velocidad de deformación longitudinal y a cortadura se expresa mediante la ecuación 4.11:

$$\dot{\epsilon}_n^p = \frac{\dot{\delta}_n^p}{(h + \delta_n)} \quad \dot{\gamma}_n^p = \frac{r_m \dot{\theta}_n^p}{(h + \delta_n)} \quad (4.11)$$

donde $\dot{\delta}_n^p$ and $\dot{\gamma}_n^p$ fueron calculadas como el incremento en δ_n^p y θ_n^p , respectivamente. De estas expresiones, la velocidad de deformación plástica media en la entalla se puede obtener como,

$$\ddot{\epsilon}_n^p = \sqrt{\frac{4(\dot{\epsilon}_n^p)^2 + (\dot{\gamma}_n^p)^2}{3}} \quad (4.12)$$

De la ecuación 4.12, la deformación plástica efectiva media acumulada en la entalla (suma de la velocidad de deformación plástica actual y previa) puede ser expresada como la ecuación 4.13 de acuerdo con la investigación llevada a cabo por Barsoum y Faleskog (11).

$$\bar{\epsilon}_n^p = \int \ddot{\epsilon}_n^p dt \quad (4.13)$$

4.3 Simulaciones numéricas

4.3.1 Definición del modelo numérico

La modelización de la probeta tubular de doble entalla (DNT) se ha realizado con un modelo bidimensional 2D en ABAQUS/Standard usando elementos de 4 nodos axilimétricos con rotación e integración reducida (CGAX4R). Se comprobó que el empleo de un modelo tridimensional no mejoraba los resultados frente a los obtenidos mediante el modelo bidimensional, presentando este último la ventaja del tiempo menor de cálculo. Se realizó la modelización en una región representativa de la probeta ($L = 25 \text{ mm}$) y un mallado en la zona entallada con un tamaño de elemento aproximado de $0,045 \times 0,045 \text{ mm}^2$ como se muestra en la Figura 4.8. Las condiciones de contorno consideradas han sido: empotrado en la zona superior de la probeta y carga en la parte inferior, conforme a la configuración experimental.

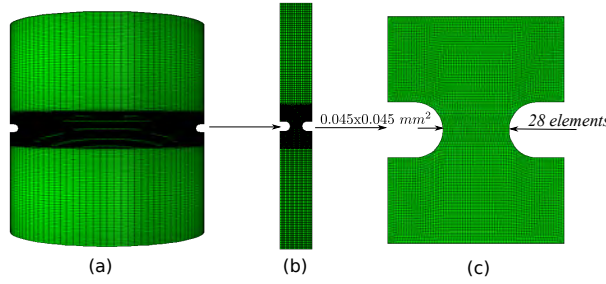


Figura 4.8: (a) Modelo numérico de la probeta tubular de doble entalla, (b) Vista transversal and (c) Detalle del mallado en la zona entallada.

La ley de endurecimiento empleada para modelizar las aleaciones de aluminio ha sido desarrollada en el Capítulo 3. Para implementarla en ABAQUS/Standard, la ley de endurecimiento se ha particularizado para el caso cuasiestático ($\dot{\bar{\epsilon}}_p = 0,001$) y los valores de la curva tensión-deformación se han introducido de manera tabular. La ley de endurecimiento empleada ha sido:

$$\bar{\sigma}(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p, T) = \alpha_1 \cdot E(T) \left(\frac{b}{D}\right)^{1/2} + \alpha_2 \cdot E(T) \cdot b \cdot \rho_0^{1/2} \cdot \Psi(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p) \cdot \left\langle 1 - D_1 \left(\frac{T}{T_m}\right) \left\langle \log\left(\frac{\dot{\bar{\epsilon}}_p}{\dot{\bar{\epsilon}}_p}\right) - \log(\Psi(\bar{\epsilon}_p, \dot{\bar{\epsilon}}_p)) \right\rangle \right\rangle^{\frac{1}{p}} \quad (4.14)$$

donde las constantes para cada material se recogen en las Tablas 4.3.1 y 4.3:

E_0 (GPa)	C_p ($Jkg^{-1}K^{-1}$)	β (-)	ρ (kgm^{-3})	T_m (K)	b (m)	ρ_0 (m^{-2})	D (μm)
70	900	0.9	2700	X-Y-Z	$2.86 \cdot 10^{-10}$	$7 \cdot 10^{13}$	90

Tabla 4.2: Constantes físicas de las aleaciones de aluminio estudiadas donde X es $T_m = 873 \text{ K}$, Y es $T_m = 828 \text{ K}$ y Z es $T_m = 774,82 \text{ K}$, de las AA 5754-H111, AA 6082-T6 y AA 2024-T351, respectivamente.

4.3.2 Validación

Conforme a la metodología empleada por otros autores (11), y a partir de las medidas directas del ensayo (fuerza, desplazamiento longitudinal, momento torsor y ángulo de rotación), es posible realizar la validación

Material	D_1 (-)	ρ (-)	α_1 (-)	κ_0 (-)	M_{II} (m^{-2})	m_0 (-)	α_2 (-)	$\dot{\epsilon}_0$ (s^{-1})	$\dot{\epsilon}_{a0}$ (s^{-1})	θ^* (-)
AA 5754-H111	0.0124	0.0078	0.026	5.16	$8.05 \cdot 10^{15}$	0.017	7.06			
AA 6082-T6	0.01	0.01	0.074	2.43	$7.53 \cdot 10^{15}$	0.028	5.28	$1 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{12}$	0.9
AA 2024-T351	0.134	1.1	0.0281	0.366	$1.9 \cdot 10^{15}$	0.0282	0.607			

Tabla 4.3: Valores obtenidos de las constantes del materiales para el cobre OFHC recocido.

del modelo numérico. En este sentido, los resultados de las simulaciones numéricas han sido comparados con los datos experimentales en términos de curvas fuerza-desplazamiento y momento torsor-ángulo de rotación, Figuras 4.9-4.10-4.11. Como se muestra en estas figuras, el error observado es menor al 15 % para todas las condiciones de carga, κ y para todas aleaciones de aluminio consideradas. De este modo, la comparación de los datos experimentales con los numéricos para cada material no muestra una influencia del valor de carga, κ , dando validez a los resultados obtenidos para todo el intervalo en los ensayos de tracción-torsión combinado. Cabe destacar, que en el caso de la aleación de aluminio 2024-T351, las diferencias entre los resultados experimentales y numéricos pueden estar causadas por la demostrada anisotropía del material (150; 195).

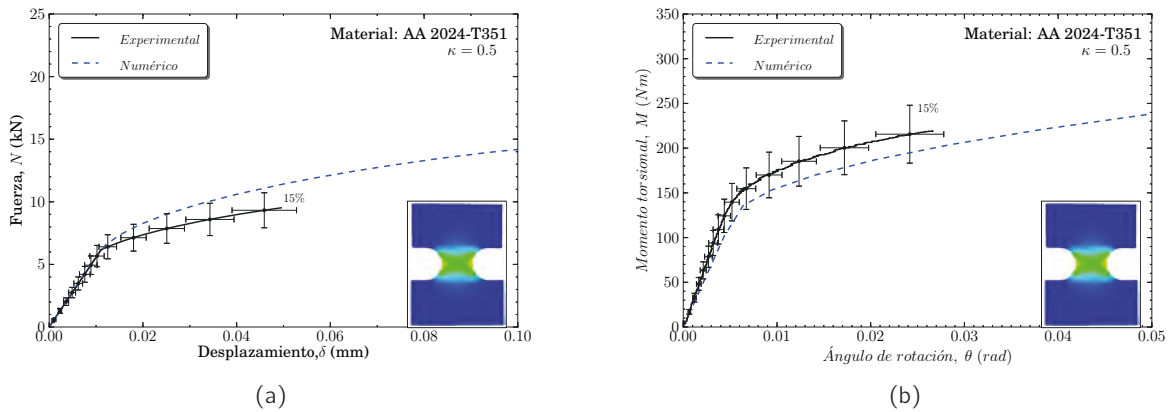


Figura 4.9: Resultados de las simulaciones numéricas y los datos ensayos experimentales para la AA 2024-T351 para $\kappa = 0,5$ (a) Fuerza axial vs. desplazamiento axial, (b) Momento torsional vs. ángulo de rotación.

4.3.3 Evaluación de la triaxialidad, parámetro de Lode y deformación de fallo

El análisis del fallo dúctil requiere disponer de datos experimentales de deformación correspondientes a amplios valores de triaxialidad y de parámetro de Lode (calculados mediante simulaciones numéricas) entre casos de tracción ($\kappa = \infty$) y torsión ($\kappa = 0$) pura.

La Figura 4.12 muestra los valores de la triaxialidad η que corresponden a un amplio intervalo de parámetros de carga κ para las aleaciones de aluminio 2024-T351, 5754-H111 y 6082-T6. Esta relación está obtenida para valores distintos de $\bar{\epsilon}_n^p$: AA 2024 (0,15), AA 5754-H111 (0,4) y AA 6082-T6 (0,05). Estos valores de deformación de referencia permiten obtener los valores de deformación de fallo en un intervalo acotado de triaxialidad y parámetro de Lode. Las Figuras 4.12(a)-4.12(e)-4.12(e) permiten seleccionar los valores del parámetro de carga κ necesarios para obtener un valor específico de triaxialidad y parámetro de Lode y realizar una planificación de ensayos. Los máximos y mínimos valores que se prevén

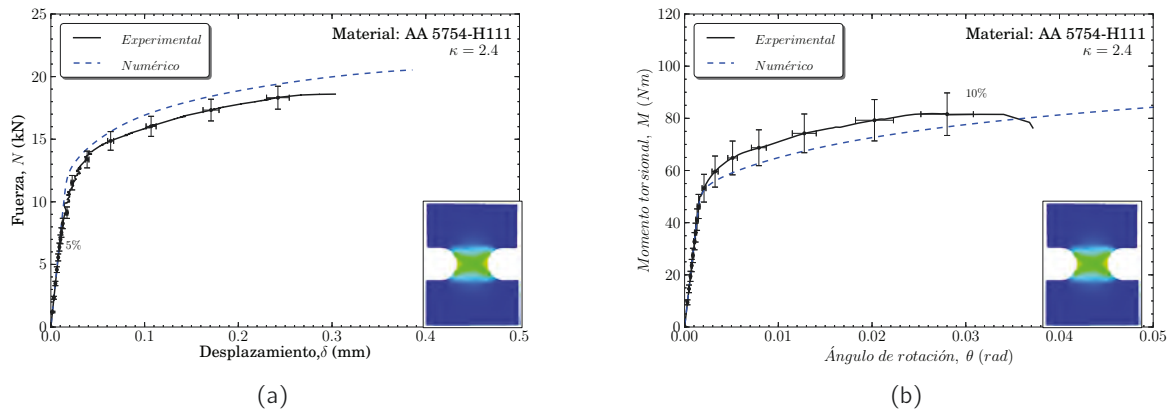


Figura 4.10: Comparación entre los resultados de las simulaciones numéricas y los ensayos experimentales para la AA 5754-H111 para $\kappa = 2,4$ (a) Fuerza axial vs. desplazamiento axial, (b) Momento torsional vs. ángulo de rotación.

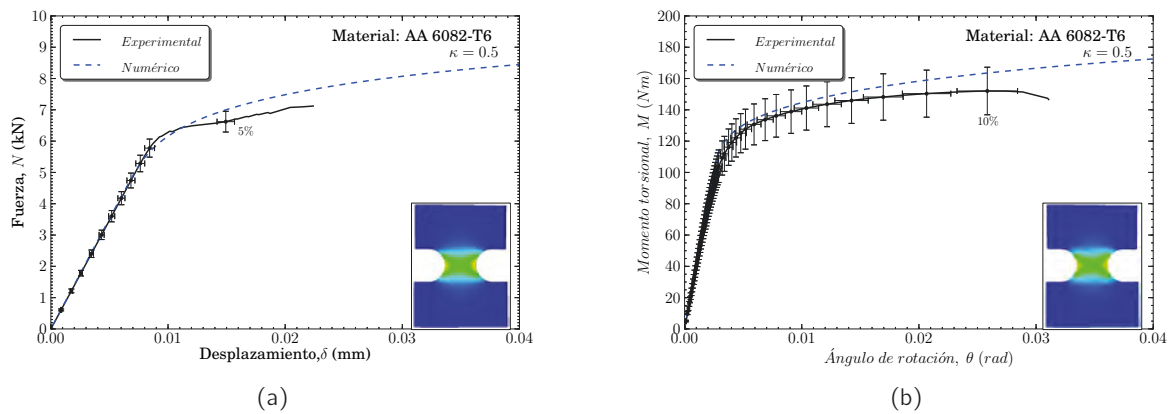


Figura 4.11: Comparación entre los resultados de las simulaciones numéricas y los ensayos experimentales para la AA 6082-T6 para $\kappa = 0,5$ (a) Fuerza axial vs. desplazamiento axial, (b) Momento torsional vs. ángulo de rotación.

obtener para las aleaciones consideradas se muestran en la Tabla 4.4. Todos los valores de triaxialidad y parámetro de Lode fueron evaluados en el centro de la región del plano de simetría de la entalla, $r = r_m$ y $z = 0$, debido a que el fallo del material tiene lugar en el centro del plano de simetría de la probeta.

Material	$\bar{\epsilon}_n^p$	η_{min}	η_{max}
AA 2024-T351	0,15	0,2	1,15
AA 5754-H111	0,4	0,2	0,9
AA 6082-T6	0,05	0,2	1,3

Tabla 4.4: Intervalo de triaxialidad para las aleaciones consideradas.

La relación entre la triaxialidad η y el parámetro de Lode μ se muestra en las Figuras 4.12(b)-4.12(d)-4.12(f). Estas gráficas pueden ser divididas en tres regiones dependiendo de la triaxialidad: a bajos valores de triaxialidad -mayor momento torsional que fuerza axial, $\kappa \approx 0$ -, el estado tensional se caracteriza por

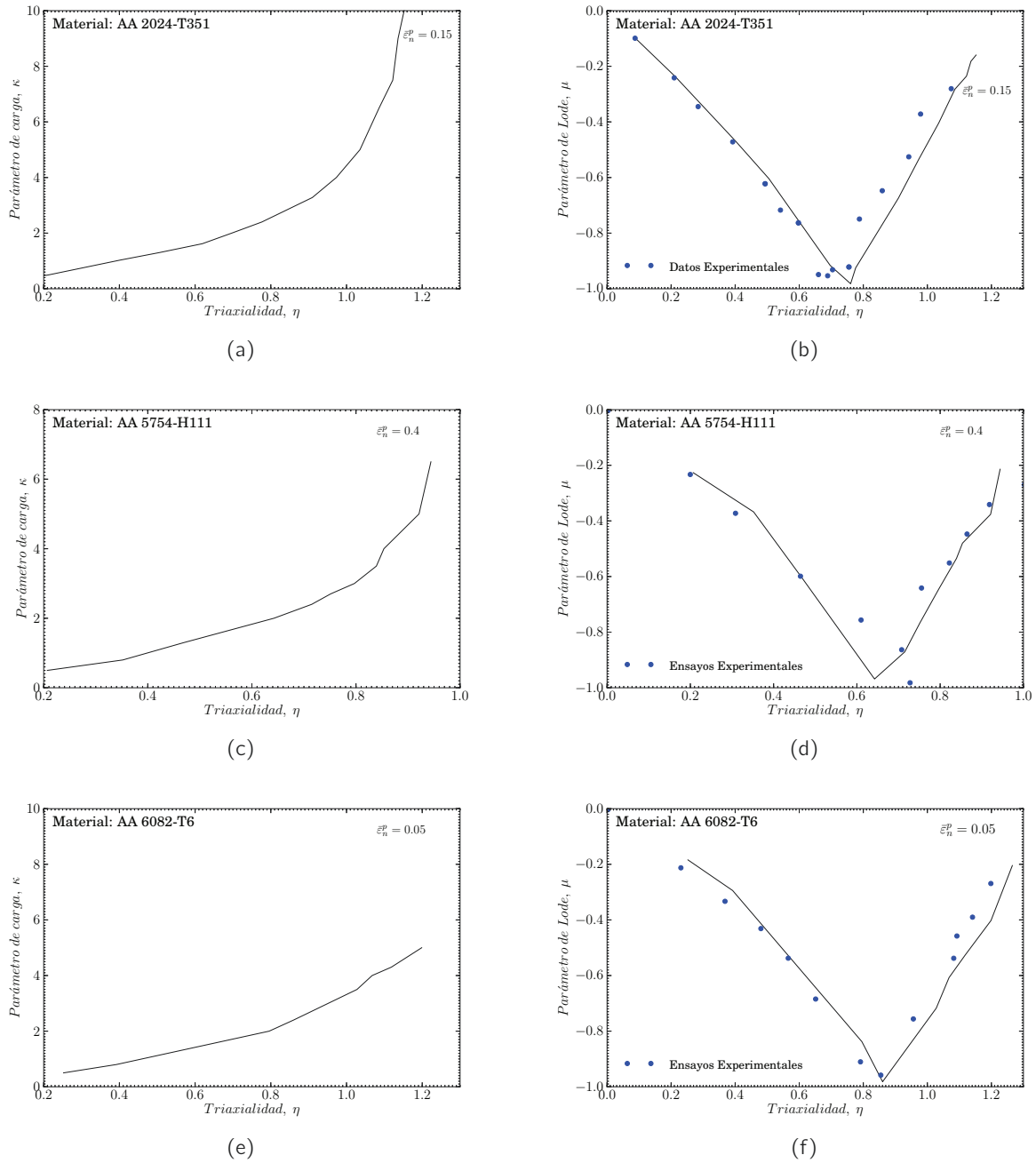


Figura 4.12: Evolución de la triaxialidad η con el parámetro de carga κ para las: (a) AA 2024-T351, (c) AA 5754-H111 y (e) AA 6082-T6. Resultados numéricos del parámetro de Lode y la triaxialidad en un amplio rango de condiciones de carga aplicada para dos valores de ε_n^p para las: (b) AA 2024-T351, (d) AA 5754-H111 y (f) AA 6082-T6.

cortadura ($\mu = 0$). A medida que la triaxialidad aumenta se llega a valores del parámetro de Lode próximos a -1 , indicativo de un estado tensional de tracción pura para valores aproximados de $\kappa \approx 2,4$ para la AA 2024-T351, $\kappa \approx 2,1$ para la AA 5754-H111 y $\kappa \approx 2,2$ para la AA 6082-T6. La tercera región es para altos valores de triaxialidad, donde el estado tensional vuelve a ser de cortadura generalizada ($\mu = 0$) (11). El desarrollo de un ensayo que permita obtener un valor de triaxialidad o de parámetro

de Lode determinado, debe tomar el valor del parámetro de carga κ conforme a la Figura 4.12. En las Figuras 4.12(b)-4.12(d)-4.12(f), se muestra que los resultados experimentales obtenidos están dentro del rango de valores $\bar{\epsilon}_n^p$ seleccionados. Adicionalmente, la Figura 4.13 recoge los valores de deformación plástica efectiva obtenida mediante el procedimiento desarrollado por Barsoum y Faleskog, $\bar{\epsilon}_n^p$, explicado anteriormente, y la deformación plástica efectiva obtenida mediante las simulaciones numéricas empleando la variable PEEQ, según la notación de ABAQUS, $\bar{\epsilon}_c^p$ mostrando la correspondencia del modelo numérico con los datos experimentales.

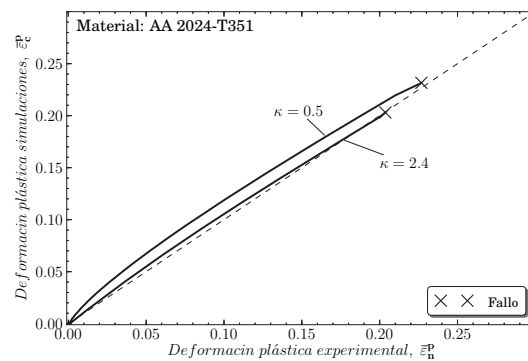


Figura 4.13: Análisis de la deformación plástica equivalente en la entalla, $\bar{\epsilon}_n^p$, y la deformación plástica equivalente en el centro de la entalla, $\bar{\epsilon}_c^p$

4.4 Análisis de resultados

En este apartado se analizan los resultados de los valores de triaxialidad, parámetro de Lode y deformación de fallo para los tres materiales considerados. El análisis de resultados se centra en las siguientes variables:

4.4.1 Estado tensional y deformación de fallo

4.4.1.1 Valores de triaxialidad y parámetro de Lode

La evolución de estos parámetros en el centro de la entalla se muestran en la Figuras 4.14-4.15(a)-4.15(b). En caso de la AA 2024-T351, se han considerado tres valores del parámetro de carga $\kappa = 0,5$, $\kappa = 2,4$ y $\kappa = 6,5$ para tener en cuenta los estados tensionales mencionados con anterioridad. Estas figuras muestran claramente que la evolución de la triaxialidad y el parámetro de Lode es prácticamente constante hasta el fallo. Las Figuras 4.15(a)-4.15(b) muestran, para un mismo valor $\kappa = 0,5$, la evolución de la triaxialidad y parámetro de Lode durante el ensayo.

Uno de los requisitos que se debe verificar en una probeta para emplearse en la calibración de criterios de fallo es la uniformidad del estado tensional y deformación plástica efectiva a través del espesor de la probeta. Si las tensiones cercanas a la sección de la entalla son uniformes, entonces no es necesario determinar la localización específica del fallo ya que tendrá lugar a lo largo de esta región uniforme. La variación espacial de la triaxialidad, parámetro de Lode y deformación plástica efectiva se muestran en la Figura 4.16 para diferentes casos en la AA 2024-T351: bajo, medio y alto valor del parámetro de carga κ $\kappa = 0,5$, $\kappa = 2,4$ y $\kappa = 6,5$. Estos parámetros son analizados en el plano simétrico ($z = 0$) de

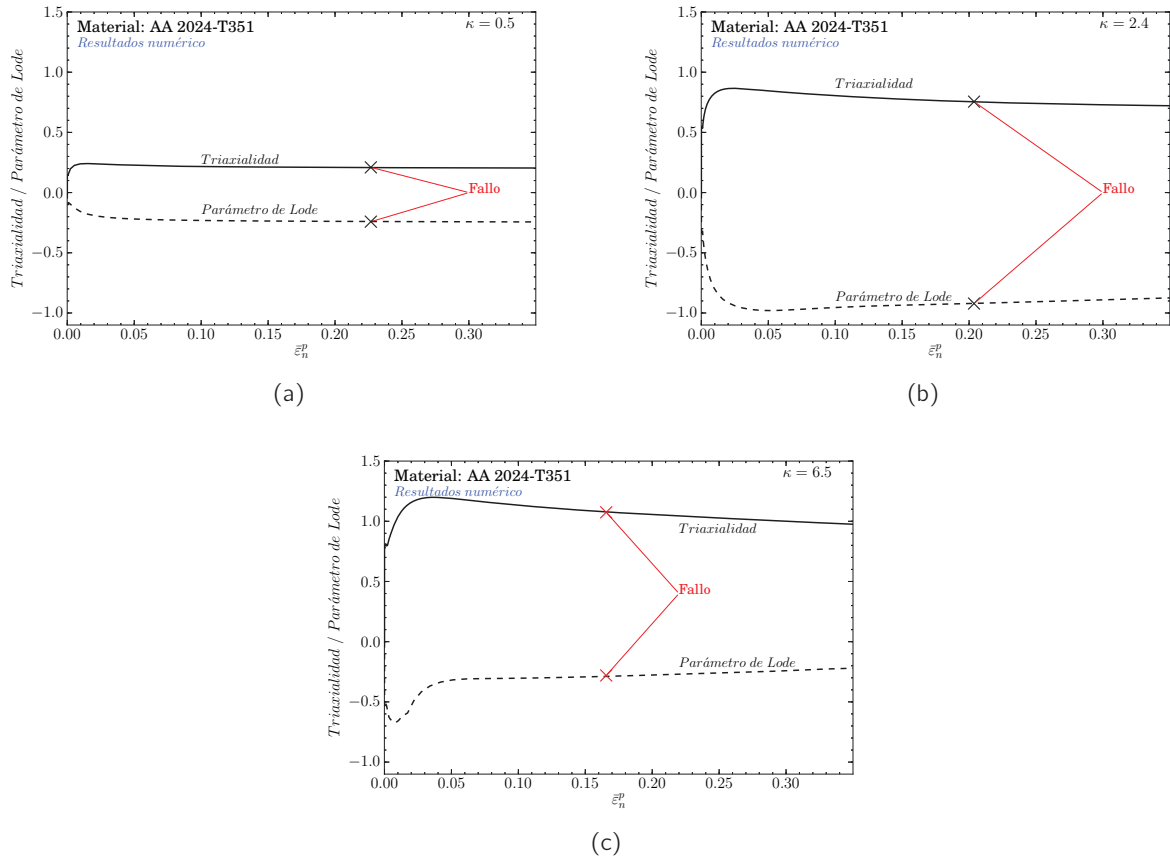


Figura 4.14: Evolución de la triaxialidad y del parámetro de Lode en el centro de la entalla para diferentes valores del parámetros de carga κ : (a) $\kappa = 0,5$, (b) $\kappa = 2,4$ y (c) $\kappa = 6,5$

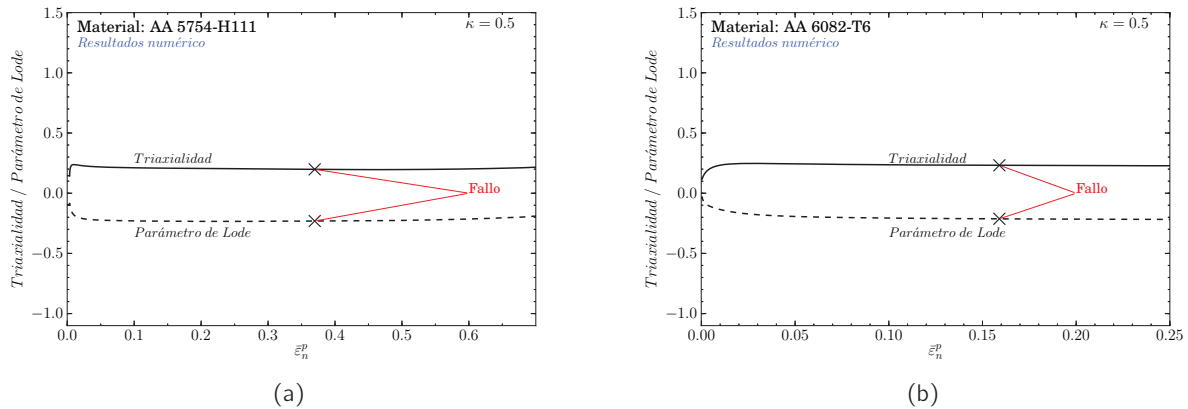


Figura 4.15: Evolución de la triaxialidad y del parámetro de Lode en el centro de la entalla para un valor del parámetro de carga $\kappa = 0,5$ para la: (a) AA 5754-H111 y (b) AA 6082-T6.

acuerdo con la Figura 4.16(a) donde, para las aleaciones de aluminio 5754-H111 y 6082-T6, se muestra una comparación entre un mismo valor de carga $\kappa = 0,5$ en la Figura 4.17.

Las Figuras 4.16-4.17 reflejan que la deformación plástica efectiva, $\bar{\varepsilon}_n^p$, permanece constante a través

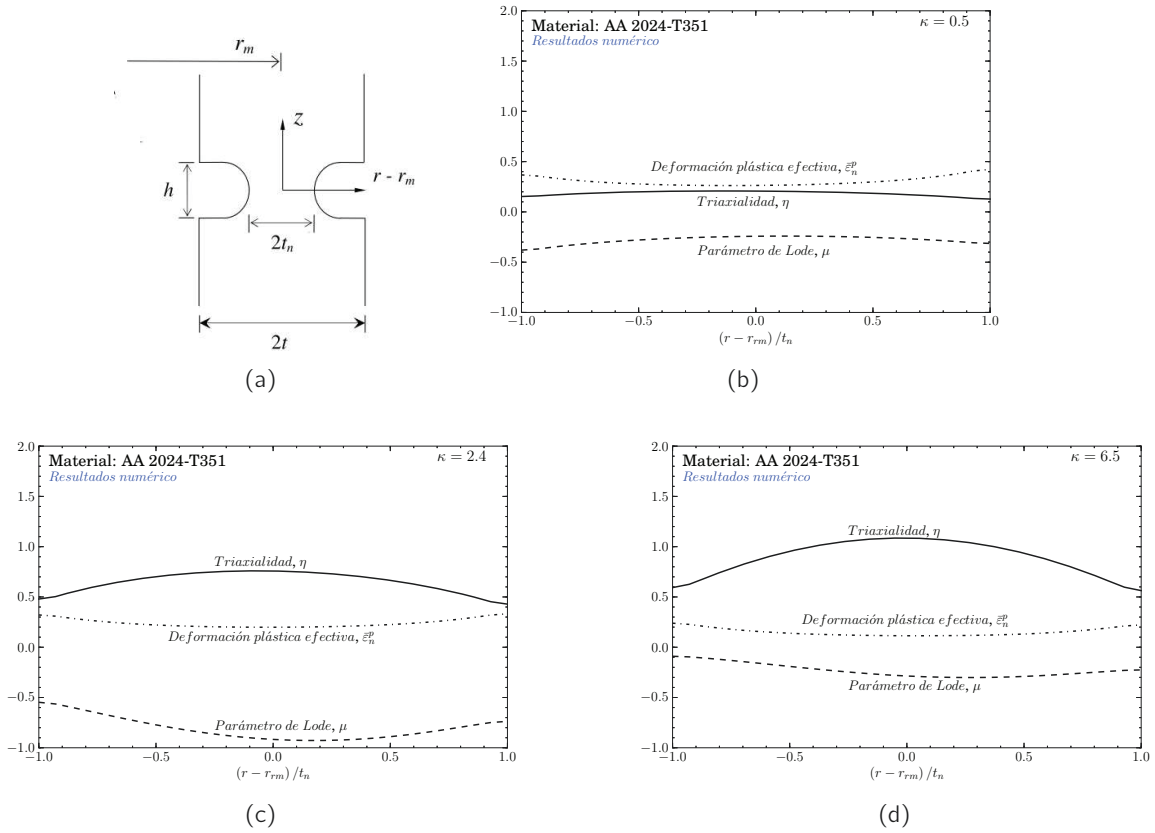


Figura 4.16: (a) Vista del corte axilsimétrico de la entalla (11); y el estado tensional y la deformación plástica efectiva de fallo vs. la distancia normalizada a través del espesor en el plano de simetría ($z=0$) para la AA 2024-T351: (b) $\kappa = 0,5$, (c) $\kappa = 2,4$ and (d) $\kappa = 6,5$

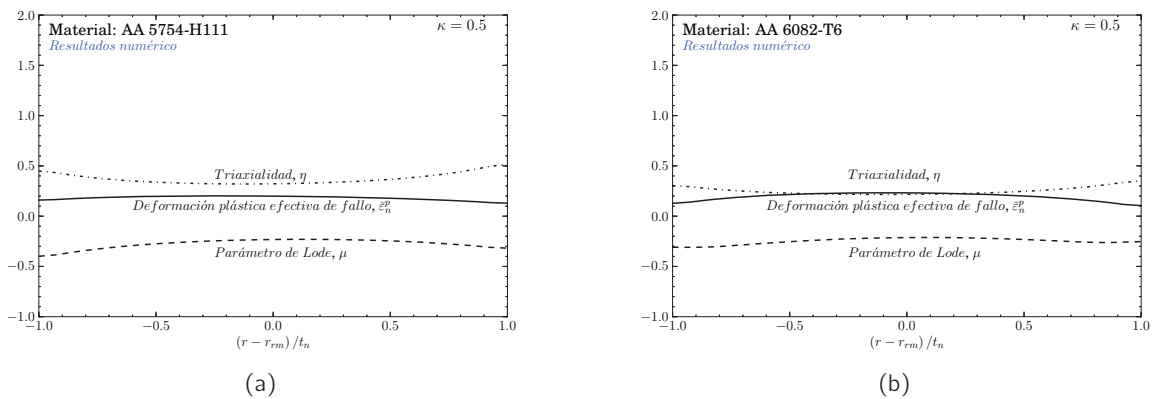


Figura 4.17: El estado tensional y la deformación plástica efectiva de fallo vs. la distancia normalizada a través del espesor en el plano de simetría ($z=0$) en condiciones de $\kappa = 0,5$ para la: (a) AA 5754-H1111 y (b) AA 6082-T6

del espesor. Sin embargo, en todos los casos, su valor es mayor en la entalla donde $(r - r_m) / t_n = \pm 1$ y es mínimo en el centro de la entalla. Además, el mínimo valor es más bajo para valores altos del parámetro de carga κ . Por el contrario, la triaxialidad, η , alcanza su máximo valor cerca del centro de la entalla,

$(r - r_m) / t_n = 0$, y decrece a medida que se va a los extremos. No obstante, esta tendencia decreciente es más leve a bajos valores de triaxialidad que a altos. Por último, se debe resaltar que a través del espesor, el parámetro de Lode es prácticamente constante, especialmente en el caso de bajos valores del parámetro de carga κ .

Las Figuras 4.18 y 4.19 representan la distribución gráfica de los contornos de las variables deformación plástica efectiva en el centro de la entalla (PEEQ en notación ABAQUS), $\bar{\epsilon}_c^p$, triaxialidad, η , y parámetro de Lode, μ , en la región de la entalla para tres valores de parámetro de carga $\kappa = 0,5$, $\kappa = 2,4$ y $\kappa = 6,5$. Como se puede ver en la Figura 4.18a), la deformación plástica está localizada en la zona de la entalla tal y como se podía esperar. Esto confirma la suposición esencial formulada por Barsoum y Faleskog (11) necesaria para desarrollar el procedimiento analítico para calcular la deformación plástica efectiva en la entalla. Además, las Figuras 4.18 y 4.19 muestran que la deformación plástica efectiva de fallo se reduce progresivamente cuando la triaxialidad se incrementa. Este comportamiento ha sido reflejado por numerosos investigadores (16; 115; 125; 151; 255). En términos de la triaxialidad, Figura 4.18b), los máximos valores están confinados en el centro de la entalla y decrece a medida que se va alejando del centro de la entrada. Por último, el parámetro de Lode muestra una variación considerablemente baja en la dirección axial a lo largo de la región de la entalla, Figura 4.18c).

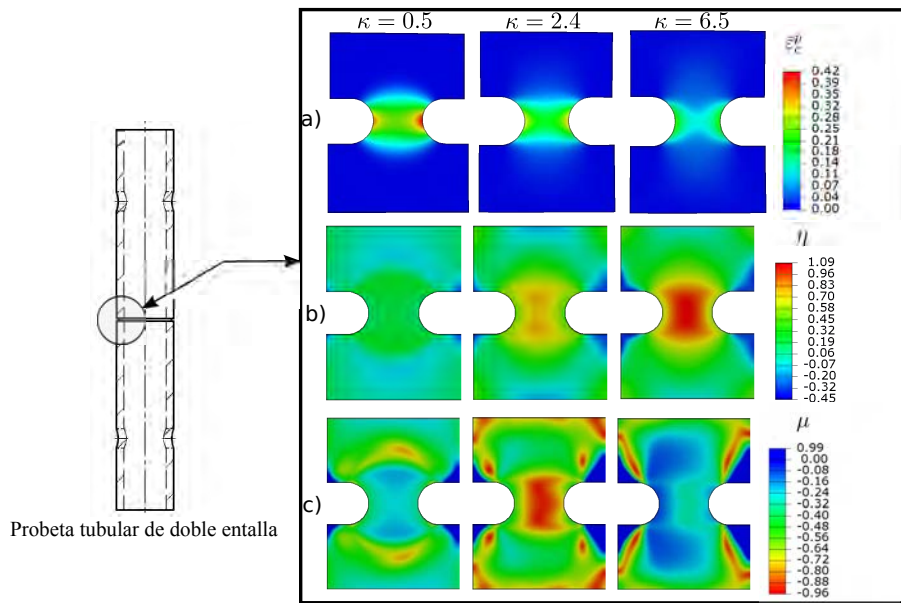


Figura 4.18: Contornos de las zona entalla al fallo para diferentes valores de κ para la AA 2024-T351

4.4.1.2 Valores de deformación de fallo

Las Figuras 4.20(a)-4.20(b) muestran la comparación de los resultados de la deformación de fallo con la triaxialidad y parámetro de Lode para la AA 2024-T351 con los datos reportados por otras investigaciones (150). Como se puede observar, los datos obtenidos concuerdan en el intervalo de valores de deformación de fallo, triaxialidad y parámetro de Lode. Se debe resaltar que la principal ventaja de esta metodología empleada en esta Tesis Doctoral frente a otras investigaciones radica en la posibilidad de desarrollar ensayos en un rango bajo-medio de triaxialidades ($0 < \eta < 1,5$) y estados tensionales de cortadura ($\mu = 0$) y tracción ($\mu = -1$) usando únicamente la probeta tubular de doble entalla. La Figura 4.20(a) muestra la variación experimental de la deformación plástica efectiva de fallo con la triaxialidad. Se puede observar

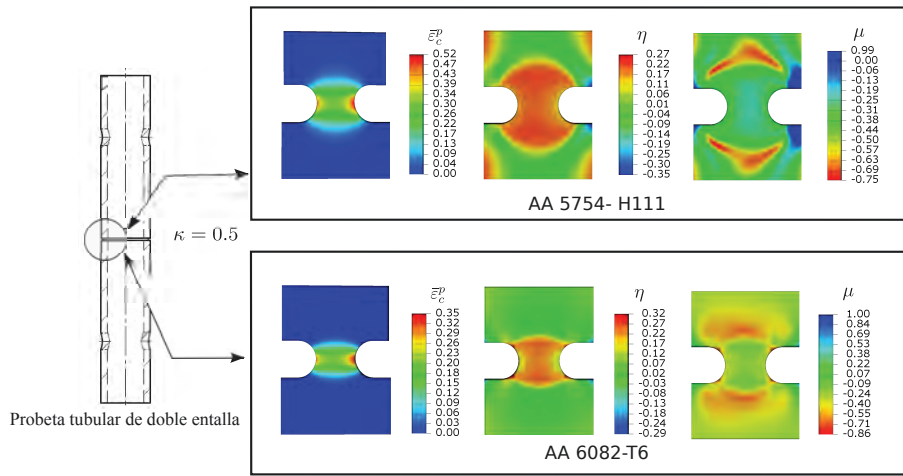


Figura 4.19: Contornos de las zona entalla al fallo para $\kappa = 0,5$ y las AA 5754-H111 y AA 6082-T6.

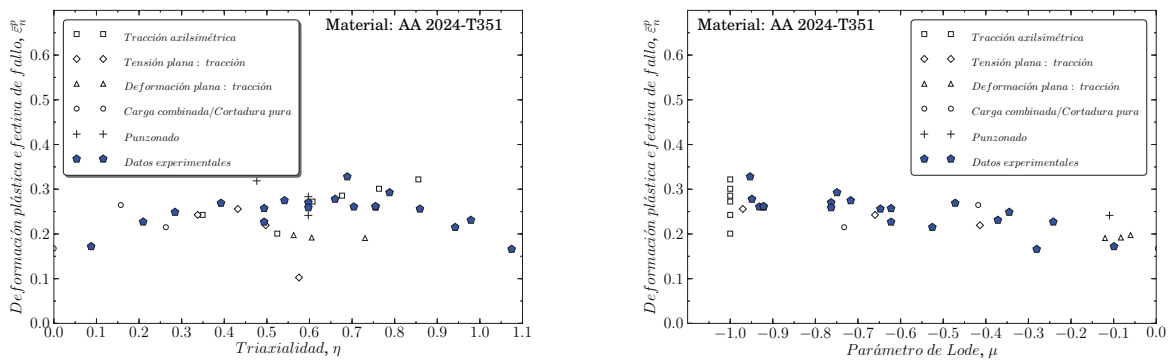


Figura 4.20: (a) Representación bidimensional del fallo para la AA 2024-T351 en el espacio de deformación plástica equivalente de fallo con: triaxialidad y (b) parámetro de Lode comparada con los datos experimentales de la literatura (150).

que la deformación plástica equivalente no es monótona decreciente con el incremento de triaxialidad tal y como se ha cotejado en diversos estudios experimentales y numéricos (3; 5). Este efecto se puede explicar mediante la influencia del parámetro de Lode en la deformación de fallo, tal y como se muestra en la Figura 4.20(b).

La Figura 4.20(a) muestra la misma transición en los mecanismos de fallo que el reflejado en el trabajo de Barsoum y Faleskog (11). La deformación plástica equivalente de fallo aumenta con la triaxialidad hasta un valor crítico, a partir del cuál empieza a decrecer. Esta transición ocurre a $\eta \approx 0,68$ y puede ser explicada por el cambio en el mecanismo de fallo: a altos valores de triaxialidad, el mecanismo de fallo predominante está gobernado por el crecimiento de vacíos y coalescencia; y a medida que el valor de triaxialidad disminuye, el fallo parece cambiar a cortadura (11). Lou y Huh (209) demostraron que una alta tensión de cortadura facilita la coalescencia y por tanto, se reduce la deformación equivalente de fallo. Sin embargo, en materiales con una débil dependencia en el parámetro de Lode, como la aleación de aluminio 5083-H116 (15), el acero DH36 (154) o la placa de acero TRIP780 (256), ocurre que la deformación plástica equivalente de fallo es monótona decreciente con la triaxialidad en todo su rango. Como puede verse en la Figura 4.20(b), la deformación plástica equivalente de fallo aumenta de manera

monótona cuando el parámetro de Lode decrece hasta un valor de aproximado de $\mu \approx -1$. Este valor -como se mencionó en el punto anterior- representa el estado generalizado de tracción; y además, es el valor crítico donde se produce el cambio del mecanismo de fallo.

En las Figuras 4.21 se puede observar como la aleación de aluminio con una mayor deformación de fallo en régimen cuasi-estático es la serie 5xxx, 5754-H111; seguida de la AA 2024-T351 y la menos dúctil es la AA6082-T6. Además se puede determinar que existe una influencia tanto del parámetro de Lode como de la triaxialidad en las aleaciones de AA2024-T351 y AA5754-H111; en este caso, el máximo valor de deformación de fallo se produce para estados tensionales de tracción. Sin embargo, para la AA 6082-T6 no se aprecia una gran influencia del parámetro de Lode en la deformación de fallo, siendo los estados de cortadura donde se produce un mayor valor de deformación de fallo como mostró Zhou (146).

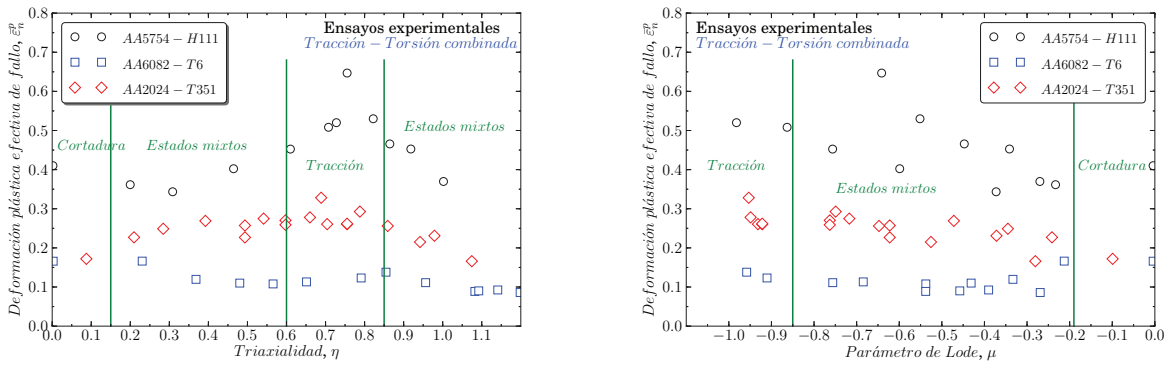


Figura 4.21: (a) Representación bidimensional del fallo para las aleaciones estudiadas en el espacio de deformación plástica equivalente de fallo con: triaxialidad y (b) parámetro de Lode.

4.4.2 Calibración del criterio de fallo de Bai-Wierzbicki

A partir de los resultados de triaxialidad, parámetro de Lode y deformación de fallo obtenidos en la sección anterior se puede calibrar el criterio de fallo Bai-Wierzbicki.

Bai y Wierzbicki (13) en 2008 simplificaron el criterio propuesto por Xue, descrito en el Capítulo 4. Así, desarrollaron un criterio de fallo 3D asimétrico donde la deformación de fallo depende de la triaxialidad y parámetro de Lode. La dependencia de la deformación equivalente plástica de fallo con la triaxialidad, η , se describe mediante una función exponencial mientras que la dependencia con el ángulo de Lode, $\bar{\theta}$ se expresa mediante una función parabólica. Este criterio está basado en condiciones del estado tensional límites: $\bar{\epsilon}_f^{(-)} = D_5 e^{-D_6 \eta}$ (correspondiente a simetría axial a compresión, $\bar{\theta} = -1$), $\bar{\epsilon}_f^{(0)} = D_3 e^{-D_4 \eta}$ (correspondiente a la cortadura generalizada, $\bar{\theta} = 0$), y $\bar{\epsilon}_f^{(+)} = D_1 e^{-D_2 \eta}$ (correspondiente a simetría axial a tracción, $\bar{\theta} = +1$). De esta manera, el criterio de fallo tiene la siguiente formulación, ecuación 4.15.

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon}_f(\eta, \bar{\theta}) &= \left[\frac{1}{2} (\bar{\epsilon}_f^{(+)} + \bar{\epsilon}_f^{(-)}) \right] \bar{\theta}^2 + \frac{1}{2} (\bar{\epsilon}_f^{(+)} - \bar{\epsilon}_f^{(-)}) \bar{\theta} + \bar{\epsilon}_f^{(0)} \\ &= \left[\frac{1}{2} (D_1 e^{-D_2 \eta} + D_5 e^{-D_6 \eta}) - D_3 e^{-D_4 \eta} \right] \bar{\theta}^2 + \\ &\quad + \frac{1}{2} (D_1 e^{-D_2 \eta} - D_5 e^{-D_6 \eta}) \bar{\theta} + D_3 e^{-D_4 \eta} \end{aligned} \quad (4.15)$$

donde D_1 , D_2 , D_3 , D_4 , D_5 y D_6 son parámetros que necesitan ser calibrados. Diversos autores (15; 134; 139; 143; 147) han considerado un criterio de fallo simétrico con respecto al ángulo de Lode, $\bar{\epsilon}_f^{(+)} = \bar{\epsilon}_f^{(-)} = \bar{\epsilon}_f^{(ax)}$. Por lo que la ecuación 4.15 se reduce a la ecuación 4.16.

$$\begin{aligned}\bar{\epsilon}_f(\eta, \bar{\theta}) &= \left[\bar{\epsilon}_f^{(ax)} - \bar{\epsilon}_f^{(o)} \right] \bar{\theta}^2 + \bar{\epsilon}_f^{(o)} \\ &= \left[D_1 e^{-D_2 \eta} - D_3 e^{-D_4 \eta} \right] \bar{\theta}^2 + D_3 e^{-D_4 \eta}\end{aligned}\quad (4.16)$$

donde los parámetros, $D_1 - D_4$, que se obtienen para las distintas aleaciones empleadas, se muestran en la Tabla 4.5.

	D_1	D_2	D_3	D_4
AA 2024-T351	0.42	0.61	0.21	0.0013
AA 5754-H111	0.52	0	0.41	0
AA 6082-T6	0.12	0	0.16	0.69

Tabla 4.5: Valores de las constantes de fallo del criterio de Bai y Wierzbicki (144), ecuación 4.16, para las aleaciones de aluminio estudiadas: AA 2024-T351, AA 5754-H111 y AA 6082-T6.

La representación gráfica tridimensional de la influencia de la triaxialidad y el parámetro de Lode en la deformación de fallo de la ecuación 4.16 se muestra en la Figura 4.22. El efecto del parámetro de Lode es poco influyente a altos valores de triaxialidad. Estos resultados son similares a los encontrados por otros autores (154; 257).

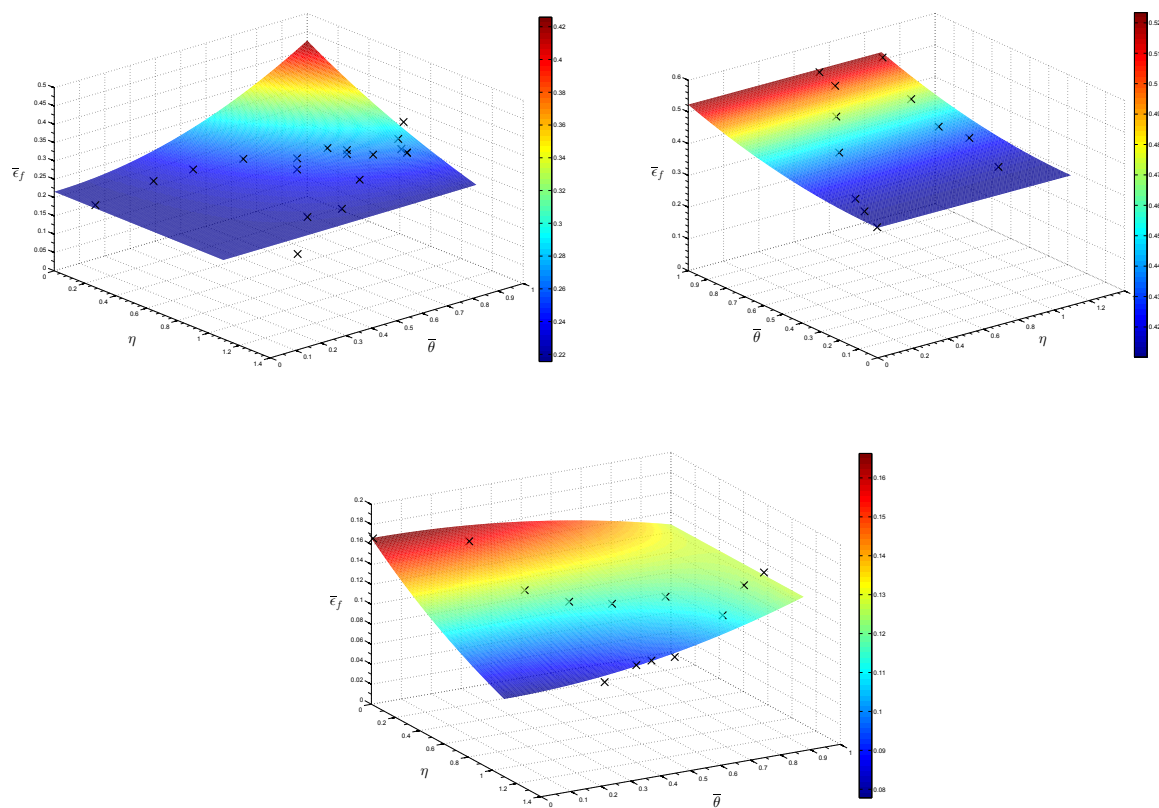


Figura 4.22: Representación tridimensional de la deformación de fallo equivalente con la triaxialidad y ángulo de Lode para las aleaciones de aluminio: (a) 2024-T351 (b) 5754-H111 y (c) 6082-T6

5

ANÁLISIS EXPERIMENTAL Y NUMÉRICO DEL FALLO EN ALEACIONES DE ALUMINIO EN CONDICIONES DE PERFORACIÓN

En este capítulo se presenta el análisis experimental y numérico del proceso de perforación de placas de aluminio 2024-T351, 5754-H111 y 6082-T6. Se han considerado placas de 4 mm de espesor sometidas a perforación de proyectiles con forma de punta cónica, hemisférica y plana en un intervalo de velocidades de impacto desde 50 m/s hasta 200 m/s . La utilización de impactadores con diferente forma da lugar a distintos modos de fallo en la placa asociados a cambios en el estado tensional, de modo que un mismo material presenta diferentes deformaciones de fallo en función de los valores de triaxialidad y parámetro de Lode que se alcanzan en la zona perforada. El objetivo es comparar las predicciones de deformación de fallo obtenidas en el capítulo anterior con aquellas que se alcanzan en problemas de perforación, analizando las posibles diferencias y sus causas. Con esta finalidad se ha desarrollado un modelo numérico que permite disponer de una herramienta predictiva de la capacidad de absorción de energía de cada configuración proyectil-placa.

El capítulo finaliza con un análisis de los resultados del problema de perforación y la relación entre éstos y el comportamiento de cada material en el ensayo de tracción-torsión combinada.

5.1 Introducción

Los valores de deformación de rotura obtenidos en la caracterización convencional de metales no proporcionan resultados adecuados en las simulaciones numéricas de problemas de perforación. Las causas se encuentran tanto en la dificultad de conocer el comportamiento del material en las condiciones de perforación (los valores de deformación disponibles no corresponden en general a estas condiciones) como en la utilización de procedimientos de mallado numérico que garanticen el cumplimiento de las condiciones de equilibrio en el fallo (eliminación numérica de elementos en la zona perforada, asociada a la excesiva pérdida de masa).

Para analizar el problema en este capítulo se ha realizado un estudio de la influencia de la deformación de fallo en las predicciones numéricas considerando el intervalo de valores de triaxialidad y parámetro de Lode asociados a cada tipo de configuración proyectil-placa.

5.2 Procedimiento experimental

En primer lugar se describe el dispositivo lanzador, el sistema de adquisición de datos, los impactadores empleados y la geometría de la placa. A continuación, se presenta la evolución de velocidad residual, límite de perforación y energía absorbida resultantes de los ensayos de experimentales.

5.2.1 Dispositivo lanzador

Para el desarrollo de los ensayos de perforación perpendiculares en placas de aluminios se empleó un dispositivo lanzador de aire comprimido, Figura 5.1, del laboratorio LABS de la Escuela de Ingeniería de Metz (ENIM) en Francia, utilizado en la estancia de investigación realizada en el transcurso de la Tesis Doctoral. El diámetro del impactador fue aproximadamente igual al calibre de los tubos del cañón de gas, $\phi = 13 \text{ mm}$.

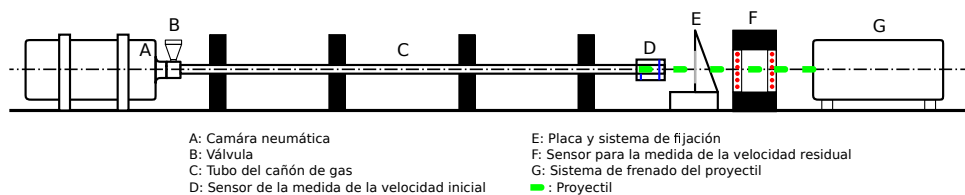


Figura 5.1: Descripción de la instalación experimental del laboratorio Labs del ENIM

5.2.2 Geometría de la placa e impactadores

Los proyectiles empleados en los ensayos de perforación fueron de punta cónica, hemisférica y plana. La geometría del proyectil cambia el estado tensional en la placa de acuerdo con numerosas investigaciones (30; 43; 88; 225; 258–260). Las masas de los proyectiles fueron $M_p = 30 \text{ g}$ para preservar la misma energía cinética inicial; las geometrías y dimensiones se muestran en la Figura 5.2. Los proyectiles fueron fabricados con acero *maraging*, el cual exhibe un mayor límite elástico $-\sigma_y \approx 2000 \text{ MPa}$ que los materiales ensayados bajo condiciones dinámicas de deformación. Además, los proyectiles fueron tratados térmicamente para incrementar su dureza. Las placas ensayadas corresponden a una geometría cuadrada con área de $A_0 =$

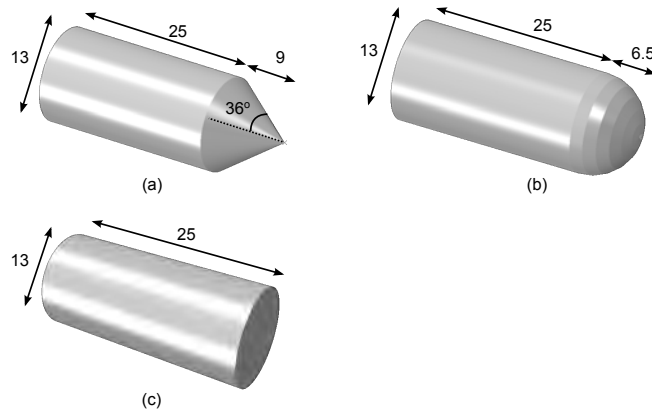


Figura 5.2: Geometría y dimensiones (mm) de los proyectiles empleados en los ensayos de perforación. (a) Proyectil de punta cónica. (b) Proyectil de punta hemisférica. (c) Proyectil de punta plana.

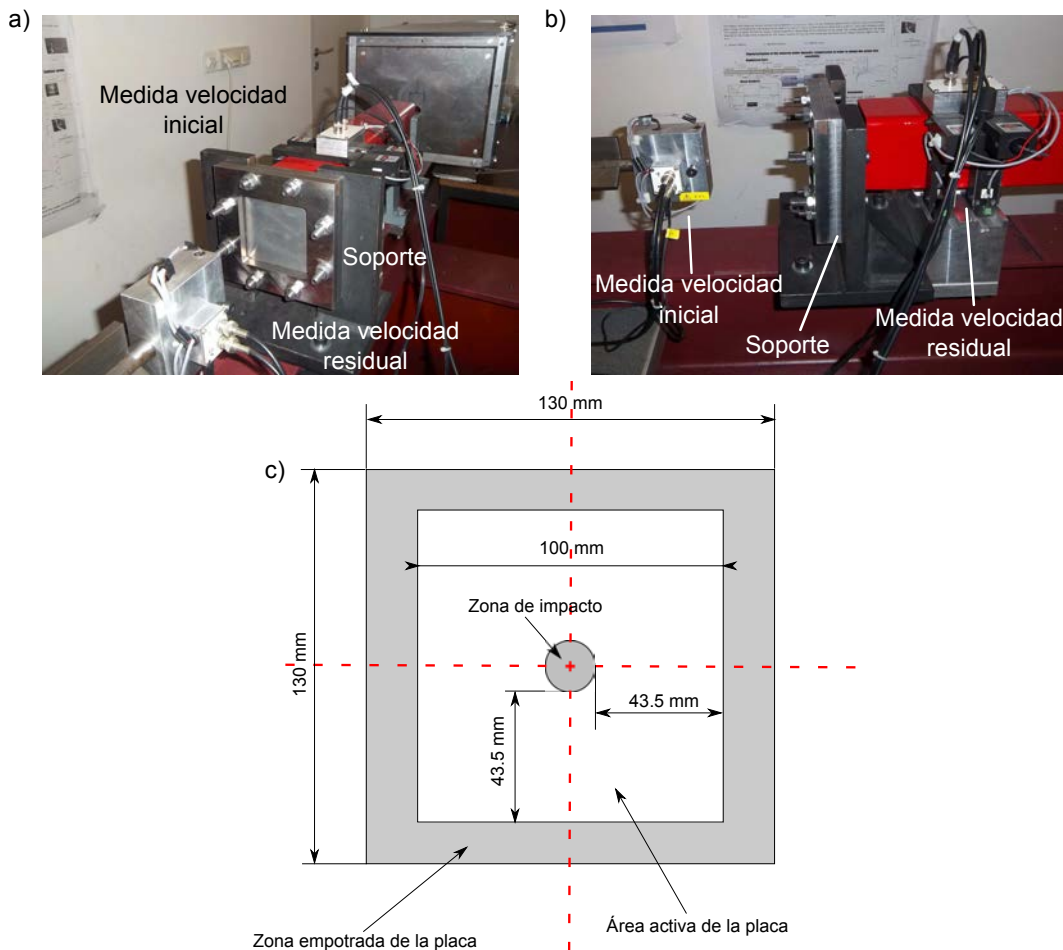


Figura 5.3: (a) y (b) Sistema de fijación y de medida de la velocidad inicial y residual; y (c) Esquema del sistema de fijación de las placas.

130 × 130 mm² y espesor de 4 mm. El área afectiva, una vez se ha fijado en el soporte, fue de $A_f = 100 \times 100 \text{ mm}^2$, Figura 5.3. La placa fue colocada en un soporte rígido, de manera que los efectos posibles de deslizamiento fueron despreciables durante el impacto. Esta disposición (atornillado + fijación) utilizada para fijar las placas en los ensayos de impacto se ha demostrado eficaz para evitar cualquier deslizamiento en los soportes, tal como se explica en trabajos anteriores de los autores (258).

5.2.3 Sistema de medida de velocidad

La velocidad de impacto, V_0 , y la velocidad residual, V_r , fueron medidas usando láseres acoplados a fotodiodos y contadores temporales, Figura 5.1. Cuando el proyectil pasa a través del sistema de láseres, se registra la señal temporal. Este procedimiento se repite dos veces (dos veces antes del impacto y dos veces después del impacto) definiendo el intervalo temporal. A continuación, se determina la velocidad de impacto $V_0 = \Delta X_{12}^{\text{láser}} / \Delta t_{12}$, y la velocidad residual $V_r = \Delta X_{34}^{\text{láser}} / \Delta t_{34}$, donde ΔX_{ij} es la distancia conocida entre los láseres i y j y Δt_{ij} es el intervalo temporal registrado entre los láseres i y j . Los ensayos experimentales de perforación fueron desarrollados dentro del rango de velocidad de impacto $50 \text{ m/s} < V_0 < 200 \text{ m/s}$. Cabe destacar que, para todos los ensayos llevados a cabo, los proyectiles no mostraron que estuvieran deformados, dañados o erosionados después del impacto; lo que confirma la condición de rígido del proyectil.

5.2.4 Evaluación de la velocidad residual y límite de perforación

A continuación, se muestran los resultados experimentales de la velocidad residual y el límite de perforación para cada tipo de proyectil y las tres aleaciones de aluminio.

5.2.4.1 Impactador cónico

La Figura 5.4 muestra las curvas velocidad residual con la velocidad inicial ($V_r - V_0$) para los materiales estudiados. El límite balístico de la AA 2024-T351 - $V_{bl} \approx 148 \text{ m/s}$ - es ligeramente superior a los correspondientes valores de la AA 5754-H111 - $V_{bl} \approx 147 \text{ m/s}$ - y de la AA 6082-T6 - $V_{bl} \approx 143 \text{ m/s}$ -. El ajuste de los datos experimentales ha sido llevado a cabo mediante la expresión propuesta por Recht y Ipson (39).

$$V_r = (V_0^\kappa - V_{bl}^\kappa)^{1/\kappa} \quad (5.1)$$

donde κ es un parámetro de ajuste. Los valores de κ obtenidos fueron $\kappa = 1,95$ para la AA 5754-H111, $\kappa = 1,88$ para la AA 6082-T6 y $\kappa = 1,89$ para la AA 2024-T351. La energía absorbida por la placa dentro del intervalo de velocidades de impacto empleadas es prácticamente similar para los materiales ensayados. En particular, para valores de velocidades iniciales mayores que $\approx 170 \text{ m/s}$ los materiales muestran prácticamente una relación idéntica de $V_r - V_0$ a pesar de que el flujo tensional de la AA 6082-T6 es un 50 % mayor que en la aleación 5754-H111. Debido a la menor resistencia de la AA 6082-T6, los materiales muestra una relaciones $V_r - V_0$ similares a lo esperado según las diferencias en resistencias. Esto sugiere que los mecanismos de absorción de energía mostrados por los materiales investigados son distintos entre ellos.

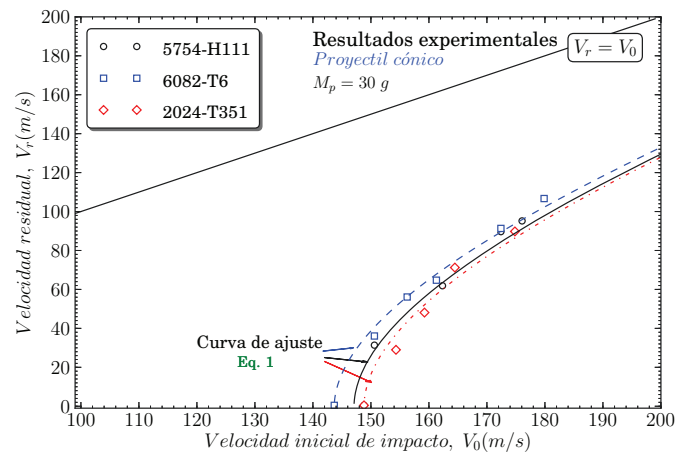


Figura 5.4: Configuración del proyectil de punta cónica. Velocidad residual V_r con la velocidad de impacto V_0 . Comparación entre las aleaciones de aluminio estudiadas

5.2.4.2 Impactador hemisférico

Un segundo impactador, de punta hemisférica, fue usado para el análisis del proceso de perforación en placas de aleaciones de aluminio. La Figura 5.5 muestra las curvas velocidad residual frente la velocidad de impacto ($V_r - V_0$) para los materiales estudiados. El límite de perforación encontrado fue de $V_{bl} \approx 166 \text{ m/s}$ para las placas de la AA 5754-H111, $V_{bl} \approx 137 \text{ m/s}$ para los objetivos realizados en la AA 6082-T6 y $V_{bl} \approx 147 \text{ m/s}$ para la AA 2024-T351. Los resultados de la Figura 5.5 han sido ajustados de acuerdo con la Ecuación 5.1. Los valores obtenidos de κ para el ajuste fueron $\kappa = 2,17$ para la AA 5754-H111, $\kappa = 2,08$ para la AA 6082-T6 y $\kappa = 2,12$ para la AA 2024-T351. Para todo el rango de velocidades de impacto empleadas, las placas de la AA 5754-H111 muestran una mayor capacidad de absorción de energía que las placas realizados con las AA 6082-T6 y AA 2024-T351. A diferencia de lo observado para la configuración con el proyectil cónico, el límite de perforación varía notablemente con el material ensayado. Se debe resaltar que, con respecto a la configuración del impactador cónico, el límite de perforación para la AA 5754-H111 ha incrementado su valor mientras que para la AA 6082-T6 ha disminuido ligeramente; sin embargo, para la AA 2024-T351 el valor del límite de perforación obtenido es prácticamente igual al del impactador cónico. El efecto de variar la forma de la punta del impactador en las curvas ($V_r - V_0$) depende del material impactado.

5.2.4.3 Impactador cilíndrico

La tercer configuración empleada fue de impactador con geometría de punta plana. La Figura 5.6 muestra las curvas velocidad residual frente la velocidad de impacto ($V_r - V_0$) para los materiales estudiados. El límite balístico encontrado fue de $V_{bl} \approx 120 \text{ m/s}$ para las placas de la AA 5754-H111, $V_{bl} \approx 129 \text{ m/s}$ para las placas de la AA 6082-T6 y $V_{bl} \approx 150 \text{ m/s}$ para las de AA 2024-T351. Los resultados de la Figura 5.6 han sido ajustados de acuerdo con la Ecuación 5.1. Los valores obtenidos de κ para el ajuste fueron $\kappa = 2,09$ para la AA 5754-H111, $\kappa = 2,77$ para la AA 6082-T6 y $\kappa = 2,66$ para la AA 2024-T351. A diferencia de lo observado en los casos de las configuraciones de proyectil cónico y hemisférico, el menor valor del límite balístico corresponde con las placas de la AA 5754-H111 siendo las placas de la AA 2024-T351 las que proporcionan un mayor valor del límite balístico. Sin embargo, es destacable como la mayor capacidad de absorción de energía de las placas de la AA 6082-T6 respecto

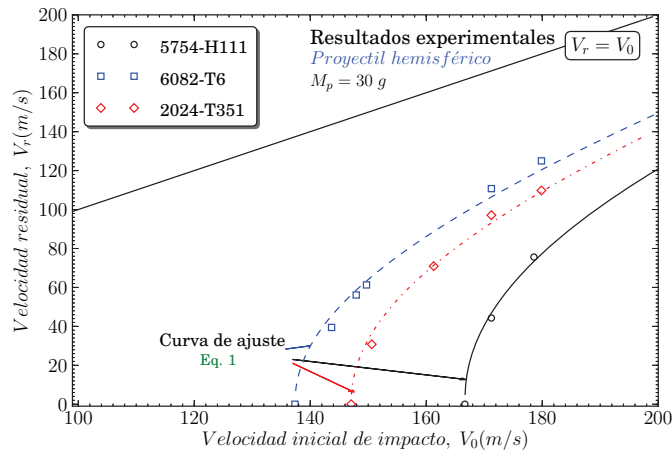


Figura 5.5: Configuración del proyectil de punta hemisférica. Velocidad residual V_r con la velocidad de impacto V_0 . Comparación entre las aleaciones de aluminio estudiadas

a las de la AA 5754-H111 está limitada a un cierto rango de velocidades de impacto. Para velocidades de impacto mayores que 135 m/s , las placas de la AA 5754-H111 poseen una mayor capacidad para la absorción de energía. En base a las observaciones experimentales, numéricas y teóricas reportadas

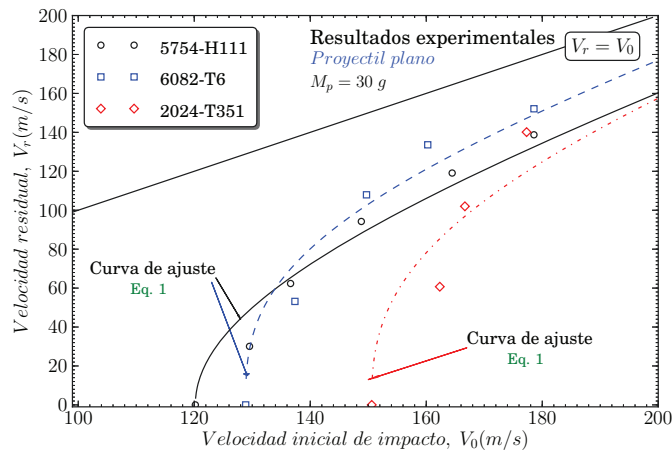


Figura 5.6: Configuración del proyectil de punta cónica. Velocidad residual V_r con la velocidad de impacto V_0 . Comparación entre las aleaciones de aluminio estudiadas

en la literatura (26; 35; 41; 42; 46; 160), los ensayos experimentales llevados a cabo en esta Tesis Doctoral muestran una fuerte influencia de la forma del impactador con el límite balístico del material impactado. Esta relación ha sido encontrada dependiente del material de la placa como se ilustra en la Figura 5.7. El límite balístico para las placas de la AA 6082-T6 es monótona decreciente en la secuencia *proyectil cónico* \rightarrow *proyectil hemisférico* \rightarrow *proyectil plano*; para el caso de la AA 2024-T351 se muestra el mayor valor de límite balístico en el caso del proyectil plano, mientras que la AA 5754-H111 refleja su máximo relativo para el penetrador hemisférico.

Se observa que un aumento en la resistencia de la placa puede no dar lugar a una disminución del límite balístico empleando proyectiles de punta plana. Esto es contrario a observaciones experimentales

reportadas en la literatura ((46; 261)) las cuales describen que cuando el fallo es por bandas de cortadura al incrementar la resistencia de la placa se produce una disminución de límite de perforación. Por otra parte, empleando proyectiles cónicos, se ha observado que un incremento de la resistencia de la placa no conlleva un incremento en el límite balístico. Esta tendencia es contraria a las observaciones experimentales y datos de modelos empíricos encontrados en la literatura -ver (46; 161; 163; 262)- los cuales indican que se produce un incremento monótono en el límite balístico con el límite elástico del material cuando el fallo es por la formación del *ductile hole formation* (y contrario a lo que generalmente se ha aceptado en el diseño, p.e a mayor resistencia, mejores propiedades a perforación). Estas observaciones confirman que el comportamiento mecánico del material (dependiente del flujo tensional con el endurecimiento por deformación, velocidad de deformación y temperatura) y la geometría del proyectil y placa determinan el mecanismo de fallo y éste se refleja en el límite balístico. No es posible determinar cómo el límite balístico evoluciona (hacia altos o bajos valores) con los cambios en la forma de la punta del proyectil o considerando únicamente el comportamiento mecánico del material de la placa.

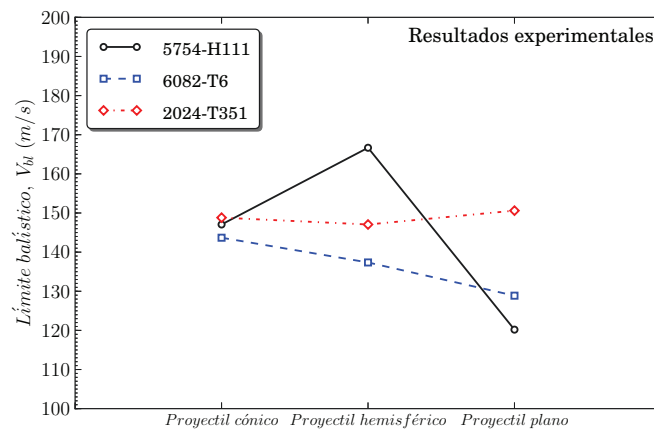


Figura 5.7: Velocidad del límite de perforación V_{bl} con la geometría de forma de la punta del proyectil para los materiales ensayados.

5.2.5 Evaluación de la energía absorbida por la placa

La Figura 5.8 ilustra la energía absorbida por la placa E_t calculada por media de la Ecuación 5.2 frente la velocidad de impacto V_0 para las tres formas de punta del proyectil consideradas y los tres materiales ensayados.

$$E_t = \frac{1}{2} \cdot M_p \cdot (V_0^2 - V_r^2) \quad (5.2)$$

En el caso de las placas de la AA5754-H111, se encontró que el proyectil de punta hemisférica era el menos efectivo dentro del rango de velocidades consideradas; para el caso de las placas realizados en la AA 6082-T6 fue el proyectil con punta cónica mientras que en el caso de protecciones de 2024-T351 fue el de punta plana. Para el rango de velocidades consideradas (desde el límite balístico a 200 m/s) la capacidad de absorción de energía de la placa es aproximadamente constante para proyectiles de punta cónica mientras que decrece para los proyectiles de punta placa y hemisférica. Esta disminución es mucho más manifiesta en el caso de proyectiles planos y en la AA 2024-T351. Esta última observación es contraria a la mayoría de los resultados experimentales recogidos en la literatura, en los que se ha identificado al

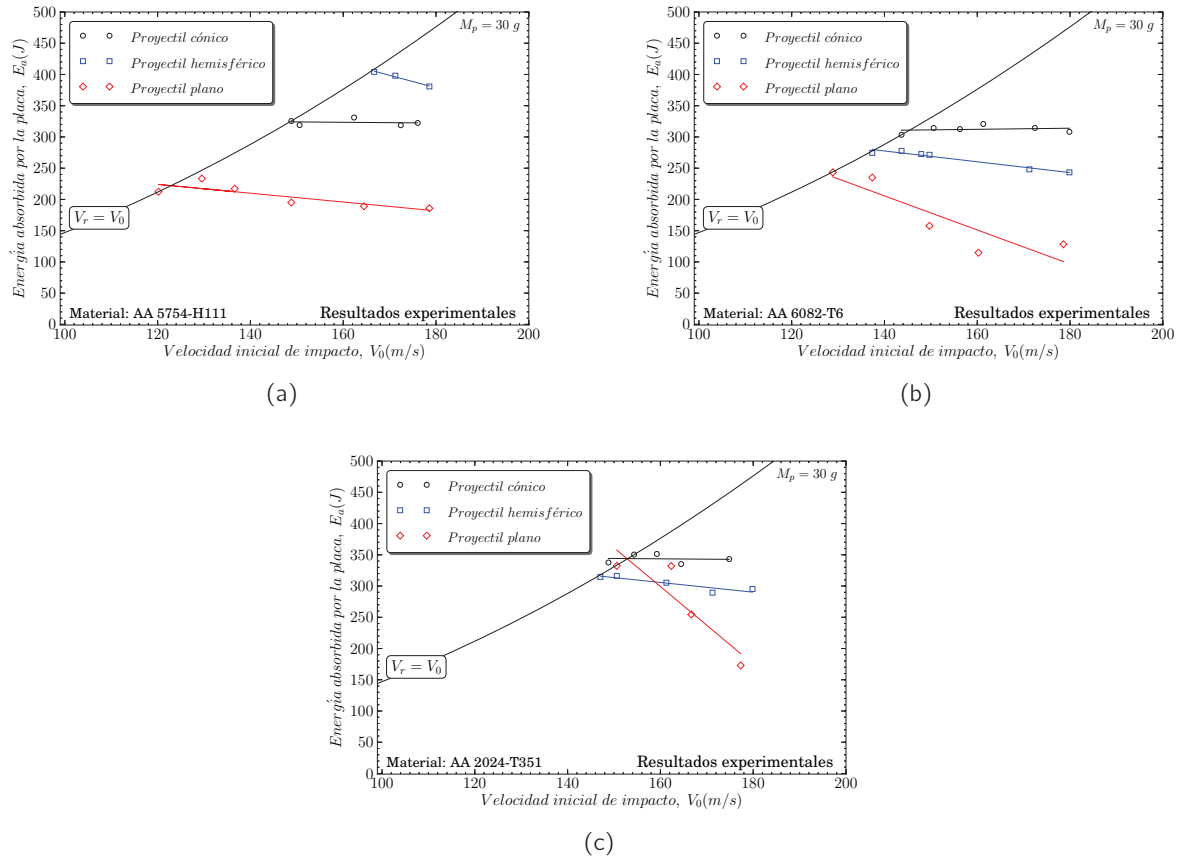


Figura 5.8: Energía absorbida por la placa E_a por la placa con la velocidad de impacto V_0 . Comparación entre los proyectiles de punta cónica, hemisférica y plana. (a) Material: AA 5754-H111 (b) Material: AA 6082-T6 (c) Material: AA 2024-T351

proyectil de cabeza hemisférica como el proyectil menos eficiente de todos. Los resultados recogidos en la presente Tesis pueden estar relacionados con los valores elevados de límite elástico y bajo endurecimiento por deformación mostrados por las aleaciones 6082-T6 y 2024-T351. Estas aleaciones son propensas a la formación de bandas adiabáticas de cortadura, a diferencia de lo que ocurre en la aleación 5754-H111. Este fallo se caracteriza por un consumo bajo de energía. En términos generales, la energía necesaria para perforar la placa es la energía mínima requerida para iniciar las bandas adiabáticas. Una vez que la inestabilidad se ha producido, el resto de la perforación de la placa es un proceso en el que se consume poca energía. En las aleaciones 6082-T6 y 2024-T351, la forma del proyectil favorece la formación de bandas de cortadura, por lo que el proyectil de cabeza hemisférica se comporta como un proyectil más eficiente que el proyectil cónico (que no favorece el fallo por cortadura de la placa).

En el desarrollo de estructuras empleadas para protecciones de cargas de impacto/perforación, los efectos del comportamiento del material, la forma del proyectil y la velocidad del impactador en los mecanismos de fallo no se pueden tratar como parámetros independientes. Esta observación exige una adecuada selección del material para el diseño de estructuras destinadas a la protección. Un material dado puede mostrar inmejorable rendimiento en absorción de energía para ciertas configuraciones proyectil-objetivo y ser un desastre para otras. Además, la eficiencia de un proyectil no depende únicamente de la forma del proyectil sino que depende de un conjunto de factores como la velocidad de impacto y comportamiento mecánico del material así como de la geometría de la placa y las condiciones de contorno. Los diferentes parámetros

mecánicos que caracterizan el comportamiento del material no contribuyen de manera separada a los mecanismos de penetración pero interactúan unos con otros. El resultado de esta relación determina los mecanismos de fallo. Esta consideración pone en cuestión la posibilidad de predecir cómo un parámetro de material dado, individualmente, se relaciona con la capacidad de absorción de energía de una estructura.

Las observaciones anteriores además ilustran los inconvenientes que pueden encontrarse cuando se consideran las propiedades del material -como el límite elástico de la placa- como si fueran entidades independientes. La influencia en la capacidad de absorción de la placa puede ser únicamente entendida dentro de un marco general controlado por la relación entre todo el conjunto de variables que determinan el proceso de penetración (46): el proyectil (*tamaño, forma, densidad, dureza*), la protección (*resistencia/dureza, ductilidad, espesor*) y las condiciones del impacto (*velocidad de impacto y ángulo de impacto*).

5.3 Simulaciones numéricas

Una vez se han realizado los ensayos experimentales y para poder obtener mayor información del proceso de perforación (velocidad residual, límite balístico, energía absorbida, estado tensional y deformación de fallo) en las aleaciones de aluminio 5754-H111, 6082-T6 y 2024-T351, se han realizado simulaciones numéricas empleando elementos L-SPH (elementos lagrangianos con capacidad de conversión a los elementos lagrangianos a SPH) usando el código comercial de elementos finitos ABAQUS/Explicit. Este tipo de elementos garantiza tanto la conservación de cantidad de masa como el balance de energía, ya que los elementos lagrangianos no son eliminados del cálculo, sino que se convierten a elementos SPH. Este tipo de elementos L-SPH está recomendado para problemas de perforación de gran espesor (183).

5.3.1 Definición del modelo numérico

5.3.1.1 Características del mallado

Se ha realizado un modelo tridimensional para modelizar el ensayo de impacto de acuerdo con las observaciones recogidas en varias publicaciones (22; 105). Como se especificó en los ensayos experimentales, la geometría de la placa fue de $130 \times 130 \text{ mm}^2$, con una superficie de impacto de $100 \times 100 \text{ mm}^2$. El mallado empleado para la placa, que se muestra en la Figura 5.9, tiene 16 elementos a través del espesor, con un total de 276576 nodos y 763088 elementos y se ha dividido en tres regiones conforme a lo recogido en Rodríguez-Martínez *et al.* (44). Estas regiones de transición permiten minimizar el coste computacional, al permitir emplear un mallado más refinado en la zona de impacto y reducir el número de elementos en zonas alejadas del contacto con el proyectil. Se han probado distintos tipos de mallados, modificando el número de elementos; especialmente en la zona central y se ha optimizado el modelo una vez comprobado la convergencia del proceso. A continuación se describen las diferentes zonas de mallado:

- Región I: Región de contacto entre el proyectil y la placa. El mallado es no estructurado compuesto por un total de 110596 nodos y 610768 elementos tetrahédricos de primer orden de tipo C3D4 (Notación ABAQUS/Explicit). A pesar de que se han realizado cambios en el mallado para analizar las posibles diferencias, no se han llevado a cabo pruebas modificando el tipo de elementos tetrahédricos; como los de segundo orden C3D10 o C3D10M (179). El conjunto de elementos que constituyen esta región son aquellos en los que se activará la opción de conversión a partículas SPH en el modelo. En base a las investigaciones recogidas en (263; 264) esta región debe ser dos veces el diámetro del impactador.

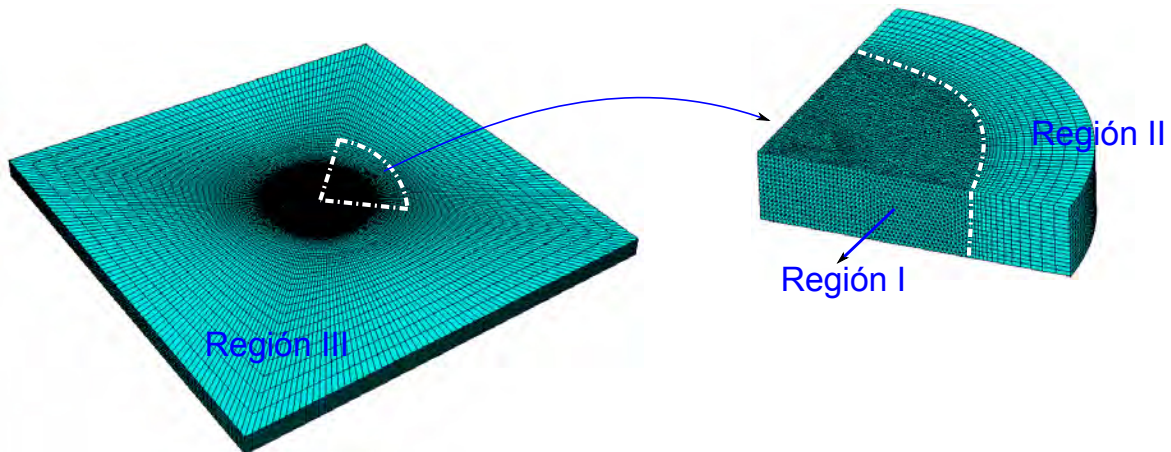


Figura 5.9: Mallado de la placa empleados en las simulaciones numéricas

- Región II: Región de transición de simetría radial. De esta manera, la propagación del fallo no muestra direcciones falseadas por la alineación de elementos inadecuadas. Esta región fue mallada con 71400 nodos y 62720 elementos de 8 nodos tri-lineales con integración reducida, C3D8R según la notación de ABAQUS (179). Se utilizó la aproximación viscosa disponible en ABAQUS/Explicit para prevenir los modos de deformación *hourglass*; el factor de escala usado para todas las resistencias *hourglass* se fijó a un valor de uno.
- Región III: Región periférica de la placa de mallado estructurado definido por 99960 nodos y 89600 elementos de tipo C3D8R. Esta región está lo suficientemente alejada de la zona afectada por el impacto para que no muestre una influencia notable en los resultados numéricos.

Basado en las evidencias experimentales, se puede considerar el proyectil como un cuerpo rígido ya que no mostró, en ningún de los ensayos, erosión de la superficie. Esta consideración reduce el tiempo computacional de las simulaciones. Los proyectiles -punta cónica, hemisférica y plana- han sido modelados como rígidos -Analytical Rigid Element- en ABAQUS/Cae (179). El coeficiente de fricción usado para definir el contacto entre el proyectil y la placa fue de 0.1 en base a los estudios realizados por otros investigadores (24; 25; 35; 36; 43; 44; 265). La dependencia potencial del coeficiente de fricción con la temperatura no se tiene en cuenta. El valor constante de fricción considerado para las simulaciones es de acuerdo a los estudios realizados por Rodríguez-Martínez *et al.* (44; 105; 265). Esta simplificación está restringida a placas metálicas de pequeño espesor, por lo que sería interesante describir en futuros estudios de un modo más preciso la interacción entre el proyectil y la placa.

5.3.1.2 Ley de endurecimiento

El proceso de penetración de un proyectil en un metal depende en gran medida de la relación de endurecimiento por deformación local $d\bar{\sigma}/d\bar{\epsilon}^P$, de la velocidad de deformación $\dot{\bar{\epsilon}}$, y de la temperatura, T . Existen multitud de relaciones constitutivas en la literatura para reproducir el comportamiento viscoplástico de metales bajo cargas dinámicas y estados complejos de tensión (75; 96; 192; 266–268). Se consideró la utilización de dos leyes de endurecimiento:

1. La ley de endurecimiento desarrollada en el Capítulo 3, ecuación 5.4:

$$\bar{\sigma}(\bar{\varepsilon}_p, \dot{\bar{\varepsilon}}_p, T) = \alpha_1 \cdot E(T) \left(\frac{b}{D}\right)^{1/2} + \alpha_2 \cdot E(T) \cdot b \cdot \rho_0^{1/2} \cdot \Psi(\bar{\varepsilon}_p, \dot{\bar{\varepsilon}}_p) \cdot \left\langle 1 - D_1 \left(\frac{T}{T_m}\right) \left\langle \log\left(\frac{\dot{\varepsilon}_r}{\dot{\bar{\varepsilon}}_p}\right) - \log(\Psi(\bar{\varepsilon}_p, \dot{\bar{\varepsilon}}_p)) \right\rangle \right\rangle^{\frac{1}{p}} \quad (5.3)$$

donde las constantes para cada material se recogen en las Tablas 1 y 5.2:

E_0 (GPa)	C_p (Jkg ⁻¹ K ⁻¹)	β (-)	ρ (kgm ⁻³)	T_m (K)	b (m)	ρ_0 (m ⁻²)	D (μ m)
70	900	0.9	2700	X-Y-Z	$2.86 \cdot 10^{-10}$	$7 \cdot 10^{13}$	90

Tabla 5.1: Constantes físicas de las aleaciones de aluminio estudiadas donde X es $T_m = 873$ K, Y es $T_m = 828$ K y Z es $T_m = 774,82$ K, de las AA 5754-H111, AA 6082-T6 y AA 2024-T351, respectivamente.

Material	D_1 (-)	ρ (-)	α_1 (-)	κ_0 (-)	M_{II} (m ⁻²)	m_0 (-)	α_2 (-)	$\dot{\varepsilon}_0$ (s ⁻¹)	$\dot{\varepsilon}_{a0}$ (s ⁻¹)	θ^* (-)
AA 5754-H111	0.0124	0.0078	0.026	5.16	$8.05 \cdot 10^{15}$	0.017	7.06			
AA 6082-T6	0.01	0.01	0.074	2.43	$7.53 \cdot 10^{15}$	0.028	5.28	$1 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{12}$	0.9
AA 2024-T351	0.134	1.1	0.0281	0.366	$1.9 \cdot 10^{15}$	0.0282	0.607			

Tabla 5.2: Valores obtenidos de las constantes del materiales para el cobre OFHC recocido.

2. La ley de endurecimiento de Johnson-Cook (4; 192), ecuación 5.4:

$$\bar{\sigma} = [A + B\bar{\varepsilon}^n] \cdot \left[1 + C \ln \frac{\dot{\bar{\varepsilon}}}{\dot{\bar{\varepsilon}}_0} \right] \cdot [1 - (T^*)^m] \quad (5.4)$$

donde A y B son constantes del material, n es el coeficiente de endurecimiento, C es una constante de la sensibilidad a la velocidad de deformación, $\dot{\bar{\varepsilon}}_0$ es la velocidad de deformación de referencia, m es la constante de la sensibilidad a la temperatura y $T^* = \frac{T - T_0}{T_m - T_0}$ es una constante del material dependiente de la temperatura de fusión, T_m , y T_0 la temperatura inicial.

Las constantes empleadas, se han obtenido a partir de los ensayos experimentales de compresión dinámica llevados a cabo en el Capítulo 3, para describir el comportamiento mecánico de las aleaciones de aluminio se resumen en la Tabla 5.3. Para las aleaciones de aluminio 5754-H111 y 6082-T6 se ha realizado una comparación con la curva de la ley de endurecimiento desarrollada en el Capítulo 3 (ver Figura 5.10). Los valores de las constantes de la ley de endurecimiento de Johnson-Cook para la aleación de aluminio 2024-T351 se han tomado de la literatura (139). La ecuación 5.4 tiene en cuenta el endurecimiento por deformación, la sensibilidad de la velocidad de deformación y temperatura.

Para tener en cuenta el ablandamiento térmico del material a altas velocidades de impacto, la Ecuación 5.4 es acoplada a la Ecuación 5.5. Ésta permite calcular en cada incremento de tiempo, la temperatura de la placa.

$$T = T_0 + \frac{\beta}{\rho C_p} \int_0^{\varepsilon_f} \sigma d\varepsilon \quad (5.5)$$

donde β es el coeficiente de Quinney-Taylor, ρ es la densidad del material, C_p es el calor específico y ε_f es la deformación de fallo (valores en Tabla 5.3).

Material	A (MPa)	B (MPa)	n (-)	C (-)	$\dot{\epsilon}_0$ (s^{-1})	T_0 (K)	T_m (K)	m (-)
6082-T6	201.55	250.87	0.206	0.00977	0.001	293	855	1.31
5754-H111	28.13	278.67	0.183	0.00439	0.1	293	873	2.527
2024-T351	352	440	0.42	0.0083	$3.33 \cdot 10^{-4}$	293	775	1.7
β (-)		C_p ($Jkg^{-1}K^{-1}$)			ρ (m^{-3})			
0.9		900			2700			

Tabla 5.3: Constantes empleadas del modelo de comportamiento mecánico de Johnson-Cook para las aleaciones de aluminio 6082-T6, 5754-H111 y 2024-T351(139).

Se ha elegido la ley de endurecimiento de Johnson-Cook (192) para la realización de las simulaciones de los ensayos de perforación debido a la comparación realizada con la ley de endurecimiento desarrollada en el Capítulo 3, Figura 5.10 (implementada en el software comercial de elementos finitos ABAQUS/Explicit).

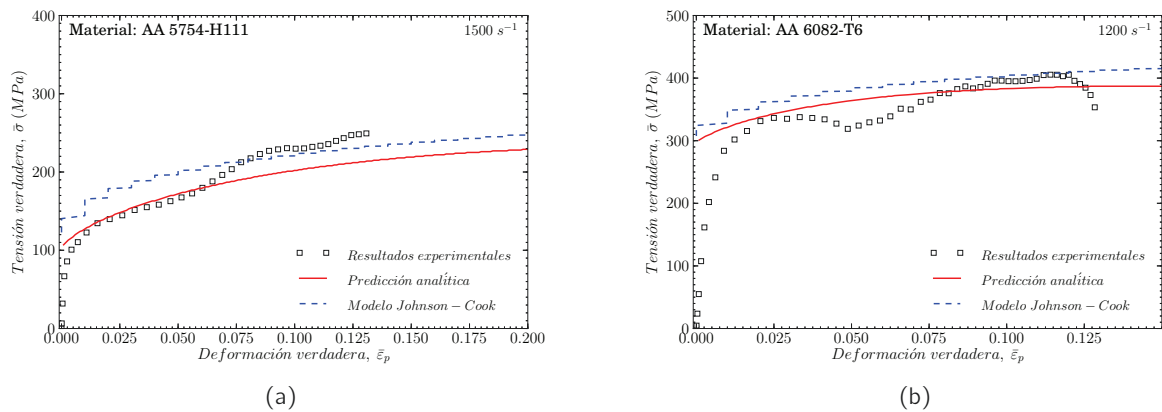


Figura 5.10: Comparación entre la ley de endurecimiento desarrollada y la ley de endurecimiento de Johnson-Cook para las aleaciones de aluminio: (a) 5754-H111 a $1500 s^{-1}$ y (b) 6082-T6 a $1200 s^{-1}$.

5.3.1.3 Deformación de fallo

En el modelo numérico de conversión de elementos lagrangianos a SPH se ha empleado una deformación de fallo constante dependiente del estado tensional esperado, de manera que se activa la conversión a partícula SPH cuando la deformación del elemento alcanza el valor estimado. Esta manera de definir la deformación de fallo ha sido ampliamente utilizada en la literatura (204; 269; 270).

Basado en un proceso de optimización para el rango de velocidades de impacto consideradas se obtuvieron las deformaciones de fallo para cada material y cada configuración del proyectil. Para ello, como deformaciones de referencia se emplearon las deformaciones de fallo correspondientes a las expresiones obtenidas en el Capítulo 4 particularizadas en los estados tensionales de tracción axilimétrica y cortadura, Figura 5.11.

Las estimaciones de la deformación de fallo obtenidas para los materiales considerados corresponden a estados tensionales de tracción y cortadura se recogen en la Tabla 5.4.

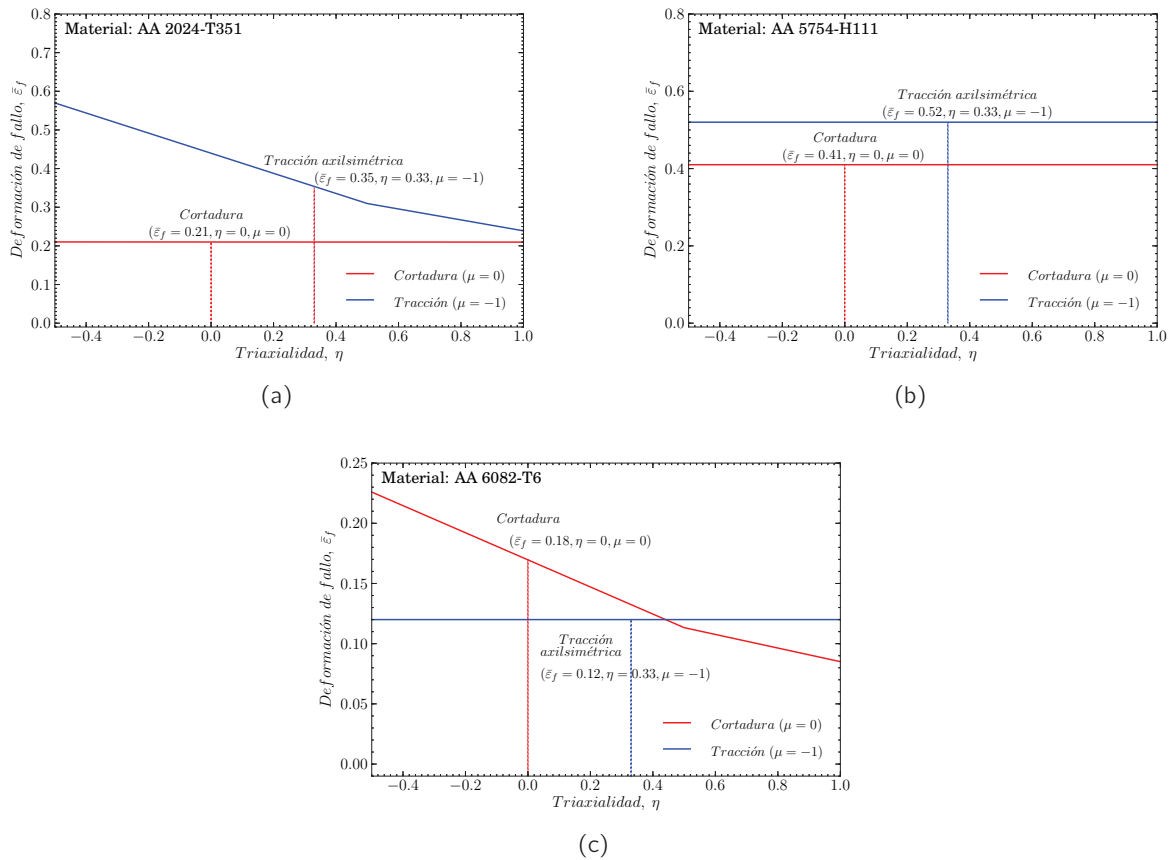


Figura 5.11: Estimaciones de la deformación de fallo para estados tensionales de tracción axilsimétrica y cortadura para la: (a) AA 2024-T351, (b) AA 5754-H111 y (c) AA 6082-T6

	η	μ	$\bar{\epsilon}_f$
AA 2024-T351	$0 < \eta < 0,33$	$-1 < \mu < 0$	$0,21 < \bar{\epsilon}_f < 0,35$
AA 5754-H111	$0 < \eta < 0,33$	$-1 < \mu < 0$	$0,41 < \bar{\epsilon}_f < 0,52$
AA 6082-T6	$0 < \eta < 0,33$	$-1 < \mu < 0$	$0,12 < \bar{\epsilon}_f < 0,18$

Tabla 5.4: Estimaciones de la deformación de fallo correspondientes a diferentes estados tensionales para las aleaciones de aluminio consideradas.

Los resultados de deformación de fallo adoptados en las simulaciones numéricas se recogen en la Tabla 5.5 (el tipo de impactador cambia el modo de fallo y el estado tensional). La aceptación de estos valores de deformación de fallo permite obtener predicciones acordes con los datos experimentales, como se detalla en el siguiente punto.

5.3.2 Validación

La Figura 5.12 refleja las curvas velocidad residual, V_r , con la velocidad inicial de impacto, V_0 para la aleación de aluminio 2024-T351 en un rango de velocidades iniciales de impacto de $140 < V_0 <$

	Cónico	Hemisférico	Plano
AA 2024-T351	0.21	0.20	0.33
AA 5754-H111	0.61	0.73	0.48
AA 6082-T6	0.31	0.34	0.36

Tabla 5.5: Comparación de los valores de deformación de fallo para ensayos de perforación en placas de AA 6082-T6 empleando proyectiles de punta cónica, hemisférica y plana.

200 m/s . Como se puede observar los resultados numéricos se ajustan de manera apropiada con los datos experimentales obtenidos. Los valores de la deformación de fallo obtenidos para cada configuración han sido ε_f : 0,21, 0,2 y 0,33 para las configuraciones de proyectil cónico, hemisférico y plano, respectivamente. Estos valores son similares a los correspondientes a los obtenidos con los ensayos cuasi-estáticos desarrollados en el Capítulo 4 del presente documento.

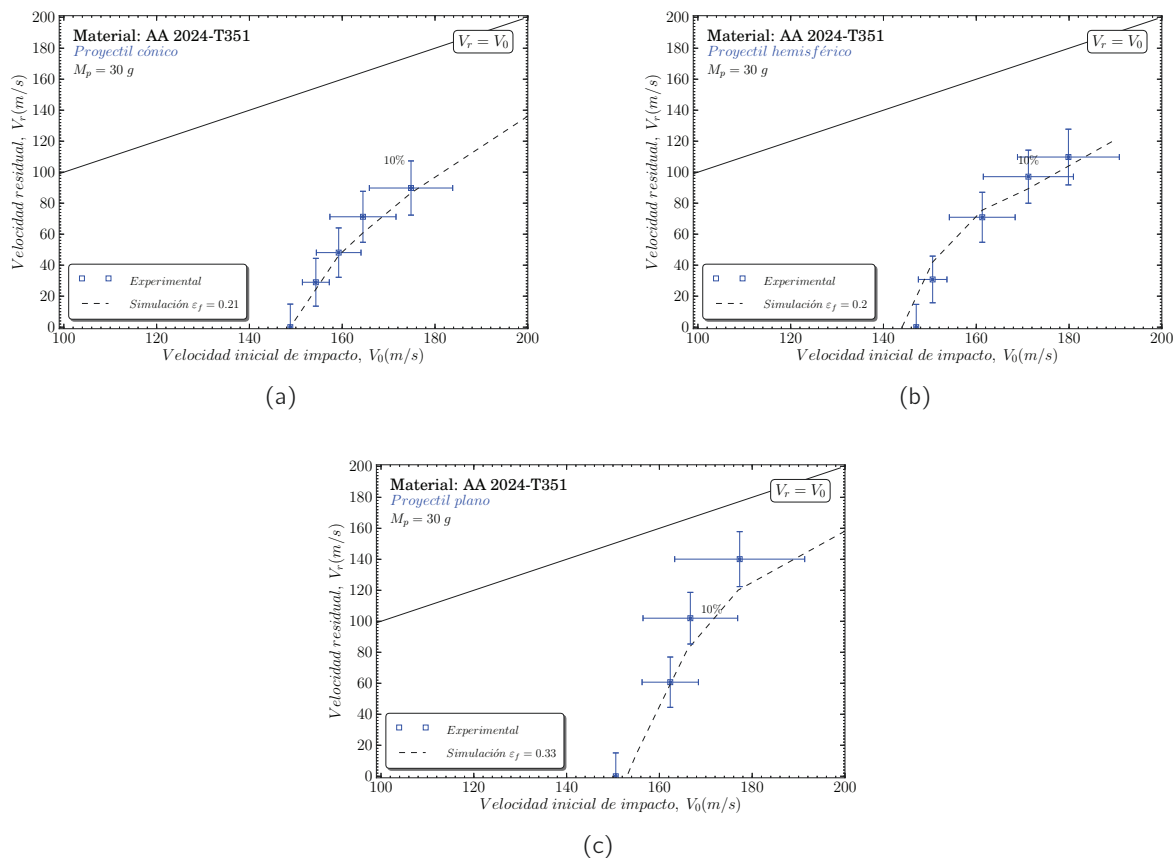


Figura 5.12: Comparación curvas V_0 - V_r experimental y numérico para una AA 2024-T351 empleando diferentes geometrías de punta de proyectil: (a) Cónico, (b) hemisférico y (c) plano.

La Figura 5.13 muestra las curvas velocidad inicial de impacto-velocidad residual para la aleación de aluminio 6082-T6. De este modo, los datos de deformación de fallo del modelo muestran una correspondencia con los datos obtenidos en el ensayo cuasiestático de tracción-torsión.

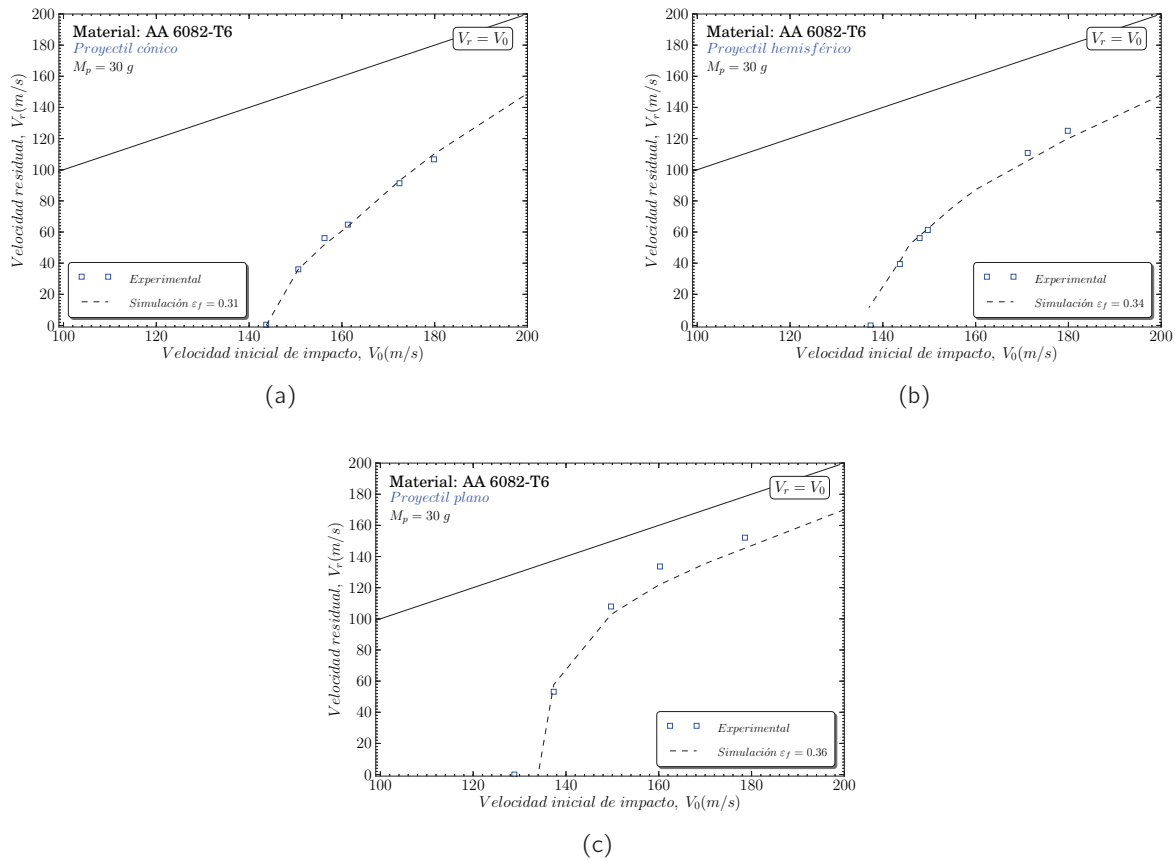


Figura 5.13: Análisis de la influencia del tipo de elemento, Lagrangiano y conversión a SPH, para una AA 6082-T6 empleando diferentes geometrías de punta de proyectil (a) Cónico, (b) hemisférico y (c) plano.

La Figura 5.14 muestra las curvas velocidad residual, V_r , con la velocidad inicial de impacto, V_0 para la aleación de aluminio 5754-H111. El rango de velocidades para las simulaciones numéricas del proceso de impacto para la AA 5754-H111 ha sido $120 < V_0 < 200\text{ m/s}$. Los valores de deformación de fallo, obtenidos de manera iterativa, han sido ϵ_f : 0,61, 0,73 y 0,53 para las configuraciones de proyectil cónico, hemisférico y plano, respectivamente. Estos valores son mayores que los valores obtenidos en los ensayos cuasi-estáticos realizados de tracción-torsión combinada.

En la siguiente sección se analizarán las posibles causas de esta diferencia de comportamiento observada.

5.3.3 Evaluación de la triaxialidad, parámetro de Lode y deformación de fallo

Para estudiar la influencia del estado tensional se debe considerar la variación de los valores de triaxialidad, parámetro de Lode y deformación de fallo.

La Figura 5.15 muestra la evolución de la triaxialidad, η , parámetro de Lode, μ y deformación plástica equivalente, $\bar{\epsilon}$ en un ensayo de impacto de proyectil cónico contra una placa de la AA 2024-T351 a una velocidad de impacto $v_0 = 159\text{ m/s}$. La figura recoge la variación temporal desde un instante $t = 0$ hasta $t = 700\text{ }\mu\text{s}$, tiempo en el que el proyectil ha perforado completamente la placa. Las variables han sido

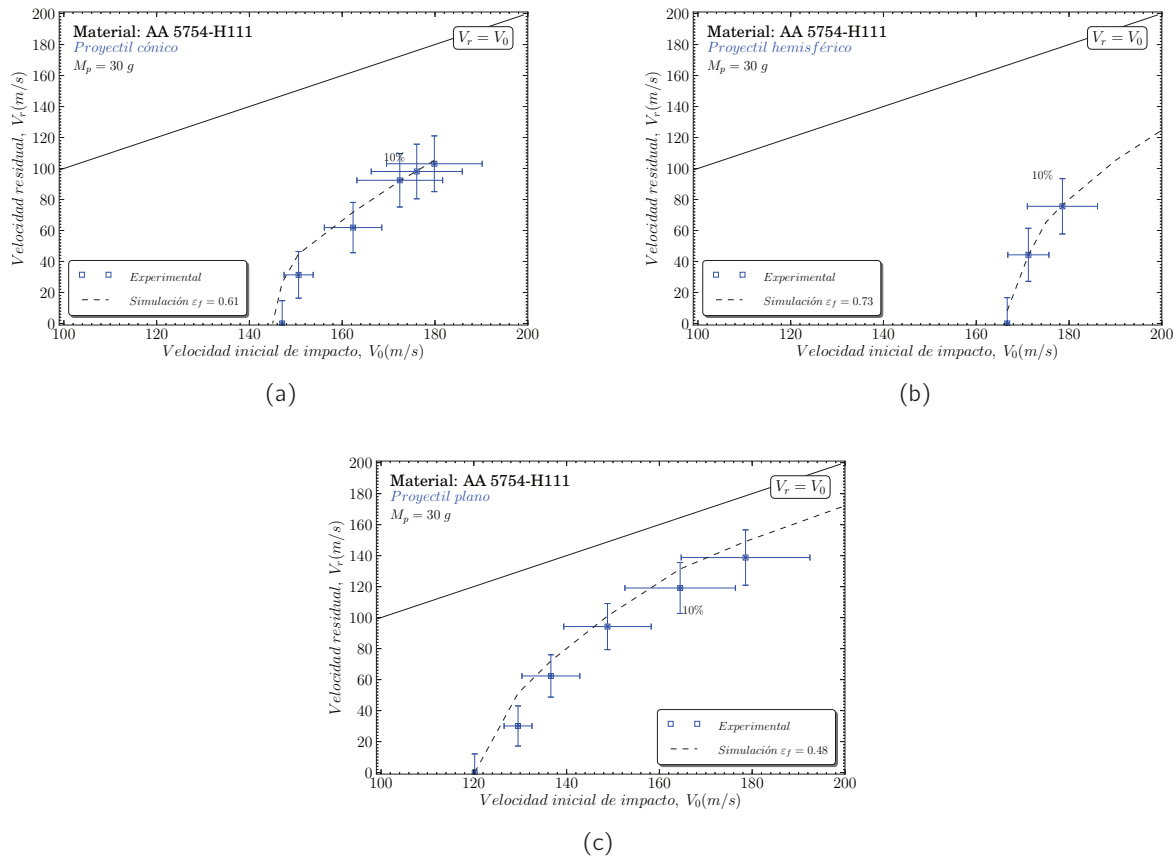


Figura 5.14: Comparación curvas V_0 - V_r experimental y numérico para una AA 5754-H111 empleando diferentes geometrías de punta de proyectil: (a) cónico, (b) hemisférico y (c) plano.

evaluadas en tres puntos distintos a través del espesor como muestra la Figura 5.15(a). La Figura 5.15(b) muestra los valores para el nodo A, situado más próximo al proyectil en el momento inicial del impacto. En esta figura se observa como el estado tensional es de compresión durante todo el impacto, ya que el parámetro de la triaxialidad es negativo. Sin embargo, en los dos puntos restantes, B y C (que son nodos más alejados), el estado tensional oscila entre valores de compresión y tracción, Figura 5.15(c) y 5.15(d). Como es sabido, los proyectiles de punta cónica generan estados de tracción en la placa (40); esto ocurre en el nodo C, Figura 5.15(d), en el instante en que la punta del proyectil penetra a la placa de aluminio, $t \approx 33,33 \mu s$, para el caso de punta cónica. Para este instante de tiempo, se obtienen unos valores de triaxialidad y parámetro de Lode de $\eta = 0,29$ y $\mu \approx -0,38$.

De esta manera, se recogen los datos de triaxialidad y parámetro de Lode en el momento del fallo. Con el propósito de clarificar el procedimiento, la Figura 5.16 muestra el instante en el que se han tomado los datos para las diferentes configuraciones y materiales. Por tanto, el punto elegido es el más alejado del proyectil y el instante de tiempo en el cual el proyectil ha perforado toda la placa. Adicionalmente, se ha realizado un estudio de la variación del estado tensional con la velocidad inicial de impacto, Figura 5.17. Se ha observado que los parámetros de estudios son cuasi-constantés con la velocidad inicial de impacto para el punto de la placa medido, punto C. De esta manera, se ha realizado la media de los valores de triaxialidad y parámetro de Lode.

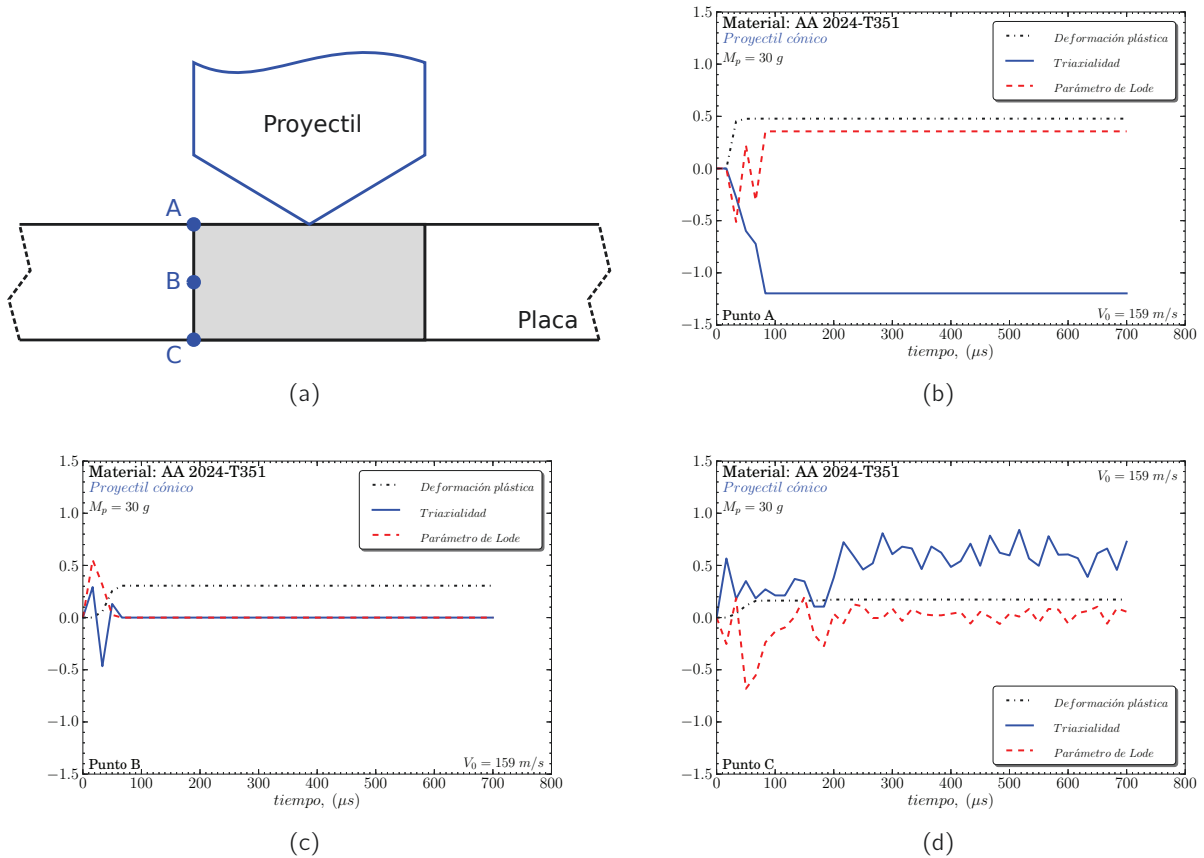


Figura 5.15: Historia temporal de la deformación plástica, la triaxialidad y el parámetro de Lode en tres puntos diferentes a lo largo del espesor (a) Puntos elegidos (b) Punto A (c) Punto B y (d) Punto C.

5.4 Análisis de resultados

5.4.1 Resultados experimentales

Se han observado diferentes modos de fallo en las placas ensayadas a impacto. Estos mecanismos de fallo son el resultado de la influencia que las deformaciones globales (deflexión de la placa, disminución del espesor) y locales ("petalling", del llamado "ductile hole enlargement", de tapón y/o "necking").

5.4.1.1 Análisis del comportamiento local

En este punto se analiza la influencia del comportamiento local en el proceso de perforación de los diferentes impactadores con la placa. El comportamiento local se define como el conjunto de los mecanismos de fallo en la zona próxima a la interacción placa-impactador. A continuación se analiza los resultados para las diferentes configuraciones de impactador:

Configuración de proyectil cónico

Las Figuras 5.18-5.20 reflejan la etapa final del proceso de perforación para diferentes velocidades iniciales y las aleaciones de aluminio utilizadas para la configuración con proyectil cónico. Durante el proceso de perforación de las placas de la AA 5754-H111, el proyectil empuja al material de la placa hacia un lado,

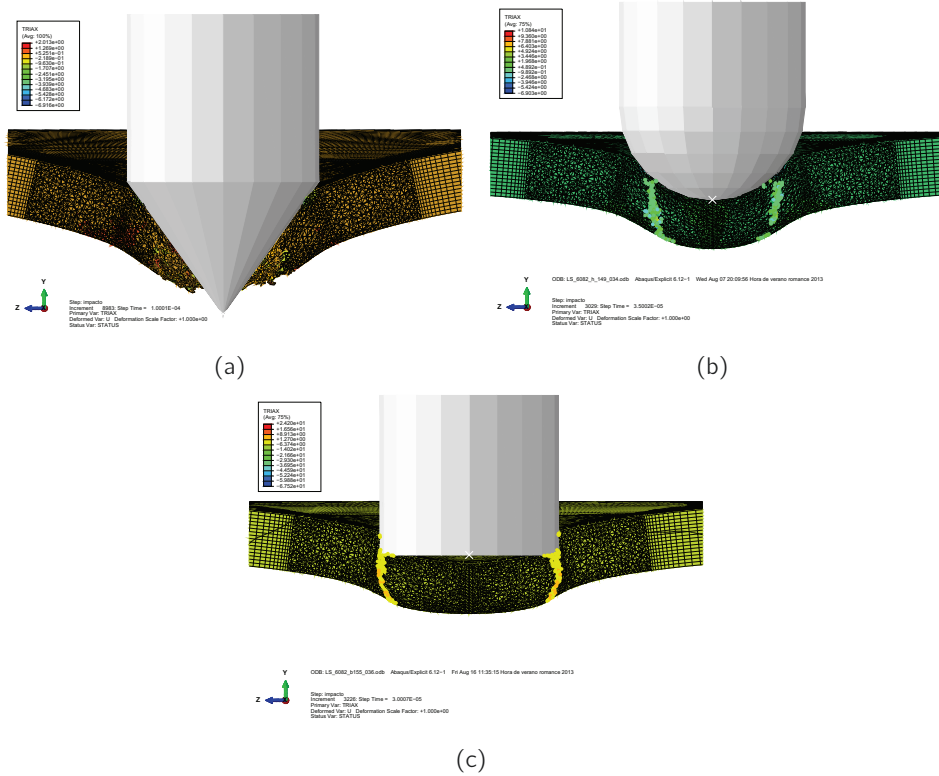


Figura 5.16: Ilustraciones en el instante de obtención de los parámetros de triaxialidad y Lode para la perforación de una placa de la AA 6082-T6 de diferentes proyectiles: (a) cónico (b) hemisférico y (c) plano.

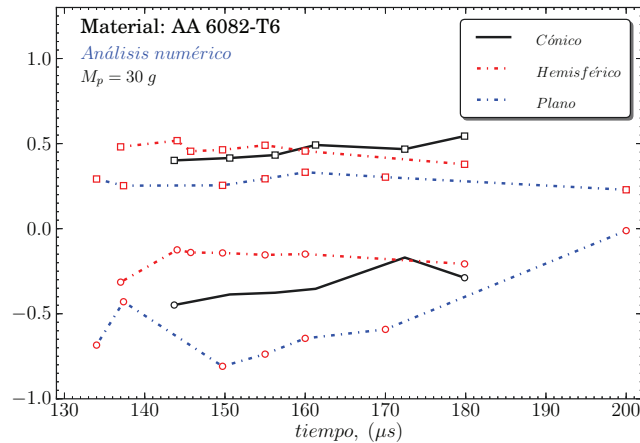


Figura 5.17: Evolución de la triaxialidad y del parámetro de Lode para distintos tipos de proyectiles en placas de la AA 6082-T6.

causando un flujo radial (formación del agujero dúctil), la flexión de la placa y consecuentemente la formación de pétalos simétricos (ver (162)). El número de pétalos varía entre tres y cinco en todos los ensayos llevados a cabo. Para valores de velocidades iniciales cerca del límite balístico, el número de pétalos oscila entre tres y cuatro; mientras que cuando la velocidad inicial de impacto se incrementa, el número de pétalos observados es de cinco. El incremento del número de pétalos con la velocidad inicial de impacto

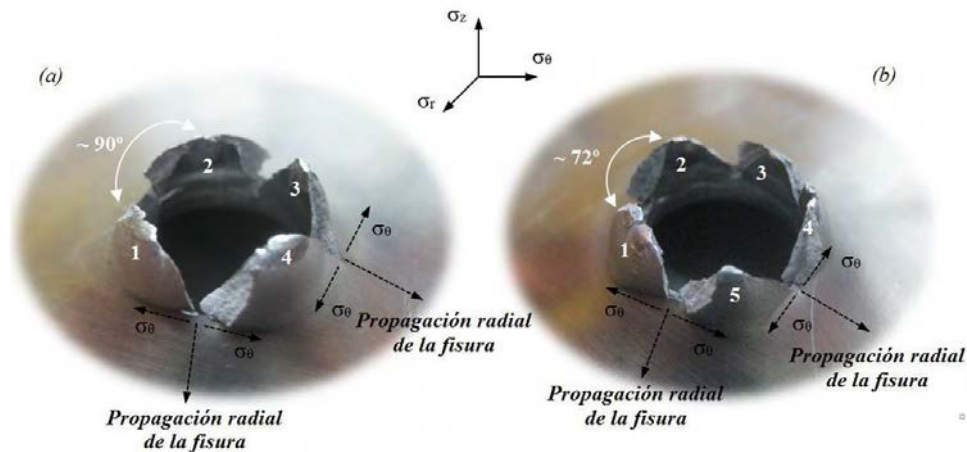


Figura 5.18: Configuración del proyectil de punta cónica. Material: AA 5754-H111. Etapa final del proceso de perforación para diferentes velocidades de impacto. (a) $V_0 = 148,81 \text{ m/s}$. (b) $V_0 = 179,86 \text{ m/s}$

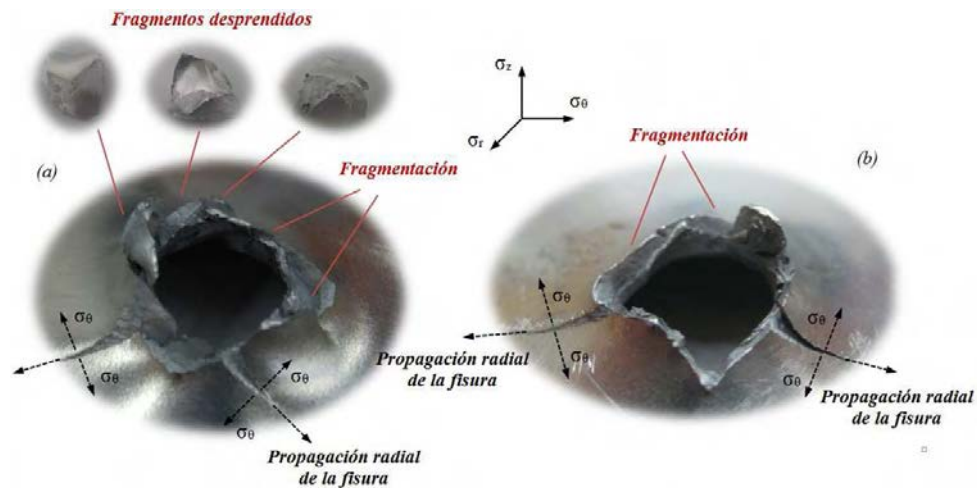


Figura 5.19: Configuración del proyectil de punta cónica. Material: AA 6082-T6. Etapa final del proceso de perforación para diferentes velocidades de impacto. (a) $V_0 = 143,68 \text{ m/s}$. (b) $V_0 = 150,60 \text{ m/s}$

es debido al aumento del papel jugado por la inercia en los mecanismos de perforación al aumentar la carga dinámica o velocidad de deformación. La inercia inicia las ondas plásticas que dictan el principio de la localización de los puntos precursores de las roturas radiales que desencadenan la formación de los pétalos (271; 272). Cabe destacar que este número de pétalos (desde 3 a 5) es frecuentemente reportado en la literatura (22; 38) para problemas cuyas condiciones de contorno son debidas a la perforación de placas metálicas dúctiles mediante proyectiles cónicos a velocidades de impacto bajas y medias. El número recurrente de pétalos es correlacionado con un mínimo de la tasa total de energía disipada como se explica en diversas investigaciones (273; 274). El modo de fallo de las placas de la AA 6082-T6 es claramente diferente a lo observado en los de AA 5754-H111. Durante el proceso de perforación, el material por delante del proyectil es movido hacia fuera (ver (162)). En comparación con las placas de la AA 5754-H111, la estricción plástica de la membrana y la flexión permanente son más pequeños, Figura 5.23. Los restos constituidos por múltiples fragmentos son expulsados durante el proceso de perforación, el cual evita la formación de pétalos. La notable fragmentación confirma que la ductilidad de la AA 6082-T6 es marcadamente menor que la de la AA 5754-H111. Sin embargo, con las observaciones reportadas en

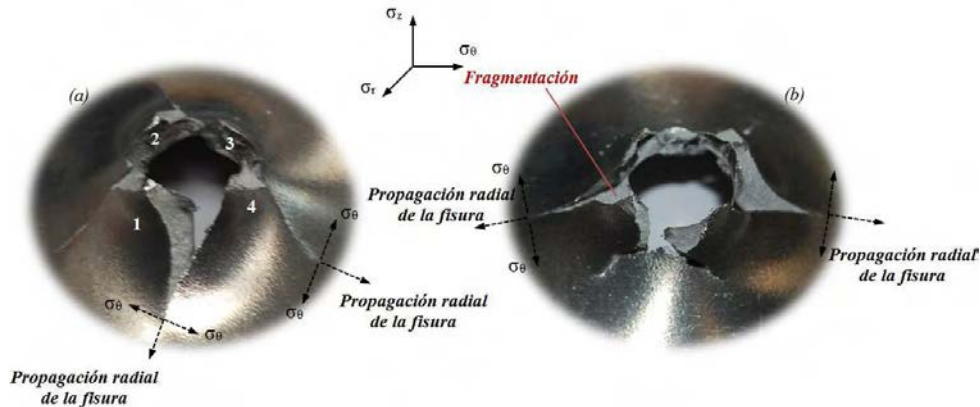


Figura 5.20: Configuración del proyectil de punta cónica. Material: AA 2024-T351. Etapa final del proceso de perforación para diferentes velocidades de impacto. (a) $V_0 = 174,80 \text{ m/s}$. (b) $V_0 = 154,32 \text{ m/s}$

las placas de la AA 5754-H111, los mecanismos de impacto local son más importantes en el proceso de absorción de energía que en la AA 6082-T351.

En el proceso de perforación de las placas de la AA 2024-T351 se puede observar como a velocidades de impacto cercanas al límite balístico se produce una notable fragmentación de la placa, imposibilitando la formación de pétalos; por lo que tiene un comportamiento semejante al observado para las placas de la AA 6082-T6. Sin embargo, a velocidades de impacto alejadas del límite balístico se produce la formación de pétalos debido a que la inercia tiene un papel importante. La propagación de las fisuras no es de manera simétrica sino que hay direcciones donde se produce una mayor longitud de fisura.

La combinación de una elevada ductilidad -como la AA 5754-H111-, unida a un elevado límite elástico -como la AA 6082-T6-, pueden justificar los mecanismos de fallo de la AA 2024-T351 con respecto a las otras aleaciones.

Configuración de proyectil hemisférico

La Figura 5.21 ilustra la etapa final del proceso de perforación para los materiales ensayados. El análisis *post-mortem* de las placas impactadas revelan diferentes mecanismos de fallo dependen del materiales ensayado. El proceso de perforación de las placas de AA 5754-H111 se caracteriza por la formación dúctil del agujero. Durante la perforación, se desarrolla un gran flujo plástico alrededor de la zona de penetración por parte del proyectil. El movimiento del proyectil empuja al material a un lado radialmente y hacia afuera. El fenómeno del *discing* y la reducción en el espesor de la placa ocurre cuando se lleva a cabo una intensa protuberancia en la parte trasera del impacto y el consecuente estrechamiento (o *necking*). El *necking* tiene lugar cerca de la cúpula o bóveda formada por el área de contacto proyectil/placa conllevando la expulsión drástica del tapón deformado con forma de copa. El espesor y el diámetro del tapón son más pequeños que el espesor de la placa y el diámetro del proyectil respectivamente. El modo de fallo de las placas de la AA 6082-T6 y de la AA 2024-T351 es distinto al observado en las placas de la AA 5754-H111. El proyectil empuja el material de la placa localizada en en la cabeza del proyectil llevando a cabo la formación de bandas de cortadura que progresan a través del espesor de la placa hasta que alcanzan la parte posterior del objetivo, Figura 5.21b)-c). De esta manera, se forma un tapón circular que apenas muestra los signos de la deformación plástica. El espesor y el diámetro del tapón son muy cercanas al espesor de la placa y el diámetro del proyectil respectivamente. El notable nivel del límite elástico de estos materiales impide el fenómeno del *discing* y adelgazamiento de la placa haciendo que las placas de AA 6082-T6 y AA 2024-T351 sean propensas a la formación de bandas de cortadura. En comparación con las placas de la AA 5754-H111, la estricción plástica de la membrana y la flexión permanente son

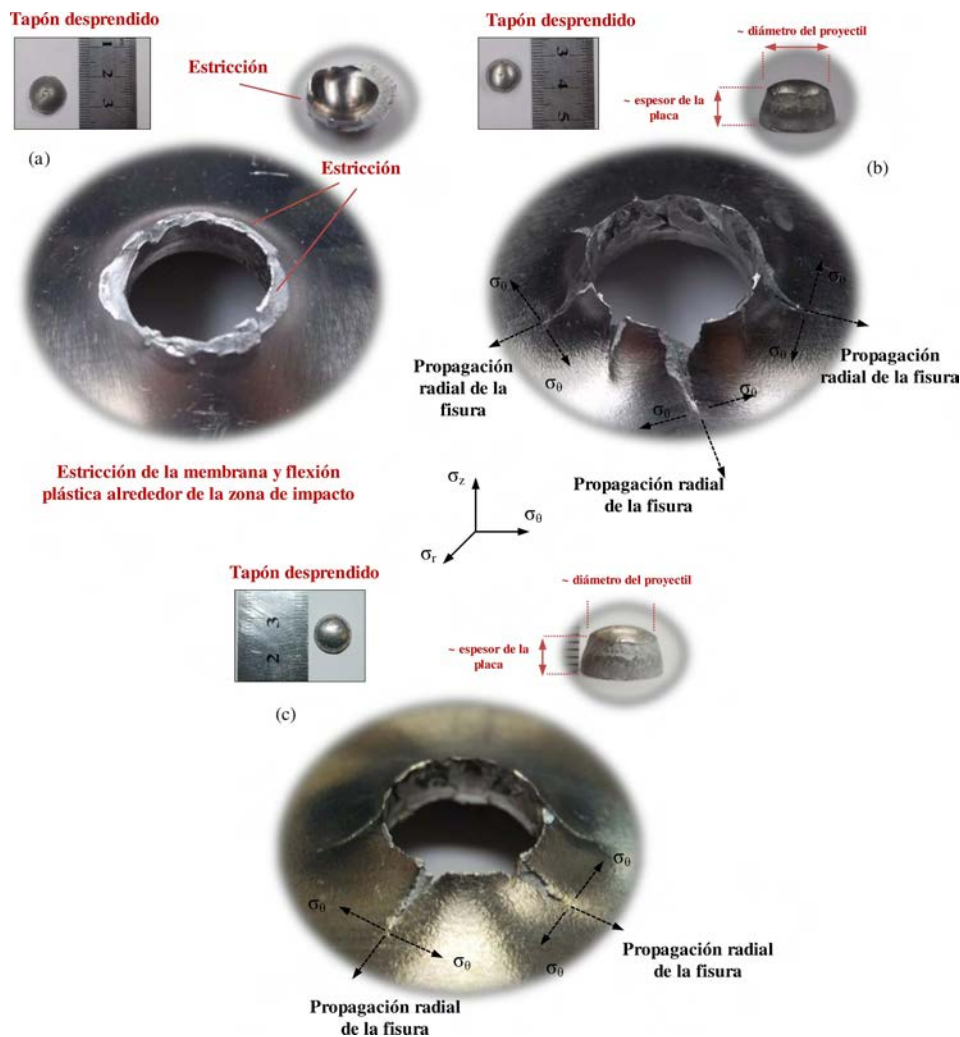


Figura 5.21: Configuración del proyectil de punta hemisférica. Etapa final del proceso de perforación. (a) Material: AA 5754-H111. $V_0 = 166,67 \text{ m/s}$. (b) Material: AA 6082-T6. $V_0 = 179,86 \text{ m/s}$. (c) Material: AA 2024-T351. $V_0 = 171,23 \text{ m/s}$.

ampliamente menores, Figura 5.24. Además, se puede observar como en la parte posterior se forma una protuberancia con fracturas radiales y pequeños pétalos. Los efectos locales juegan el principal factor en el proceso de absorción de energía. El consumo de energía en este modo de fallo es menor que lo mostrado en las placas de la AA 5754-H111 (26).

Configuración de proyectil plano

La Figura 5.22 ilustra la etapa final del proceso de perforación para los materiales ensayados. El análisis *post-mortem* de las placas impactadas revelan diferentes mecanismos de fallo dependen del materiales ensayado. El proceso de perforación de las placas de la AA 5754-H111 es una combinación del fenómeno del *discing* y la formación de bandas de cortadura (36; 162). La formación y progresión de las bandas de cortadura ocurre después del adelgazamiento de la región localizada en el impacto, Figura 5.23. El espesor del tapón expulsado es ligeramente menor que el espesor de la placa.

El modo de fallo de las placas de la AA 6082-T6 es ampliamente controlado por la formación de bandas de cortadura lo que lleva a cabo a la expulsión de un tapón circular en la etapa final del proceso de

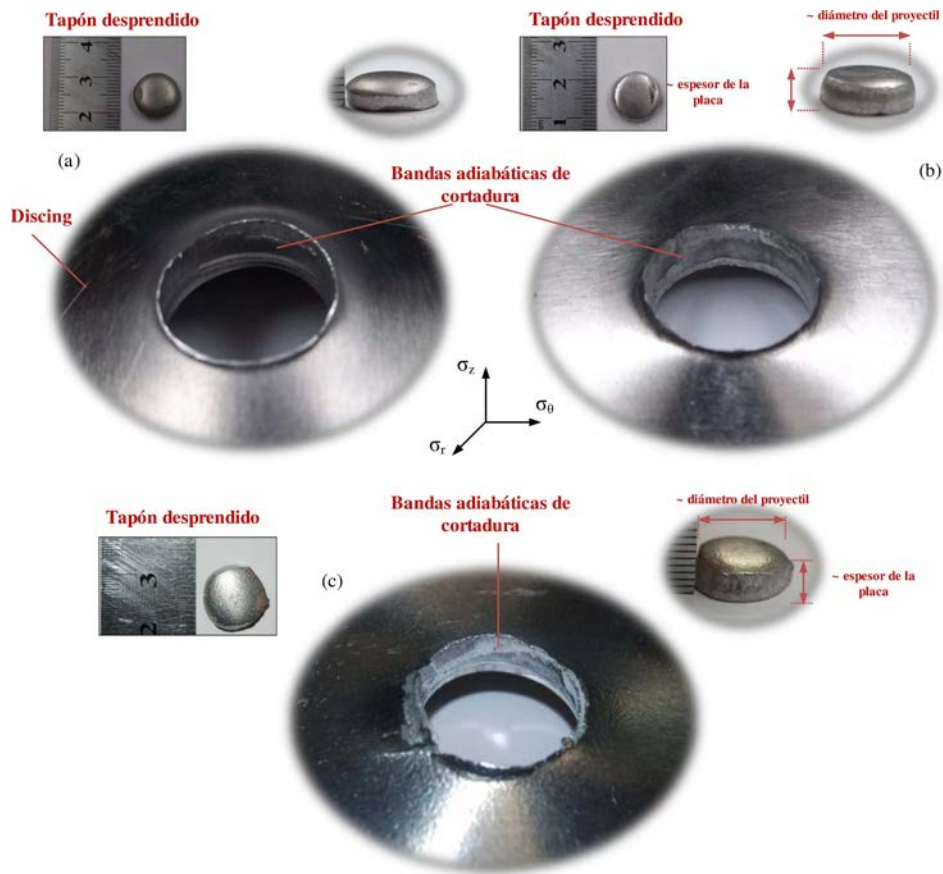


Figura 5.22: Configuración del proyectil de punta plana. Etapa final del proceso de perforación. (a) Material: AA 5754-H111. $V_0 = 136,60 \text{ m/s}$. (b) Material: AA 6082-T6. $V_0 = 160,26 \text{ m/s}$. (c) Material: AA 2024-T351. $V_0 = 167,79 \text{ m/s}$.

perforación. El tiempo de perforación es muy pequeño, el material de la placa es bruscamente empujado de la parte frontal del proyectil antes de que la localización de la cortadura ocurra. Las bandas de cortadura están formadas sin una notable adelgazamiento de la región localizada por el impacto. El espesor del tapón expulsado es aproximadamente similar al espesor original de la placa. El proyectil causa un corte limpio en las placas dando una indetación cortante en el objetivo.

Del mismo modo que ocurre en las placas de la AA 6082-T6, el modo de fallo de la AA 2024-T351 es marcadamente controlada por la formación de bandas de cortadura. A diferencia de las otras dos aleaciones, el corte debido al tránsito del proyectil no es tan limpio debido a la mayor resistencia de la AA 2024-T351.

Los diferentes mecanismos de perforación mostradas por las AA 5754-H111 y AA 6082-T6 parece justificar la intersección de las curvas $V_0 - V_r$ reflejada en la Figura 5.6. El mayor valor del límite balístico del la AA 6082-T6 con respecto a la AA 5754-H111 se atribuye a su mayor límite elástico que aumenta la velocidad crítica de impacto requerida para la formación de bandas de cortadura. Sin embargo, una vez se supera el límite balístico, la energía consumida por este mecanismo de fallo decrece considerablemente cuando la velocidad de impacto crece (al menos para el rango de velocidad de impacto ensayadas como se mostrará en la siguiente sección). Este fenómeno se podría esperar para la AA 2024-T351 con respecto la AA 5754-H111; ya que para una velocidad inicial de impacto de $V_0 \approx 170 \text{ m/s}$, la velocidad residual de la AA 2024-T351 supera levemente a la de la AA 5754-H111. Así, a altas velocidades de impacto, la

combinación de los mecanismos de fallo locales y estructurales mostrados por las placas de AA 5754-H111 corresponde un mayor consumo de energía.

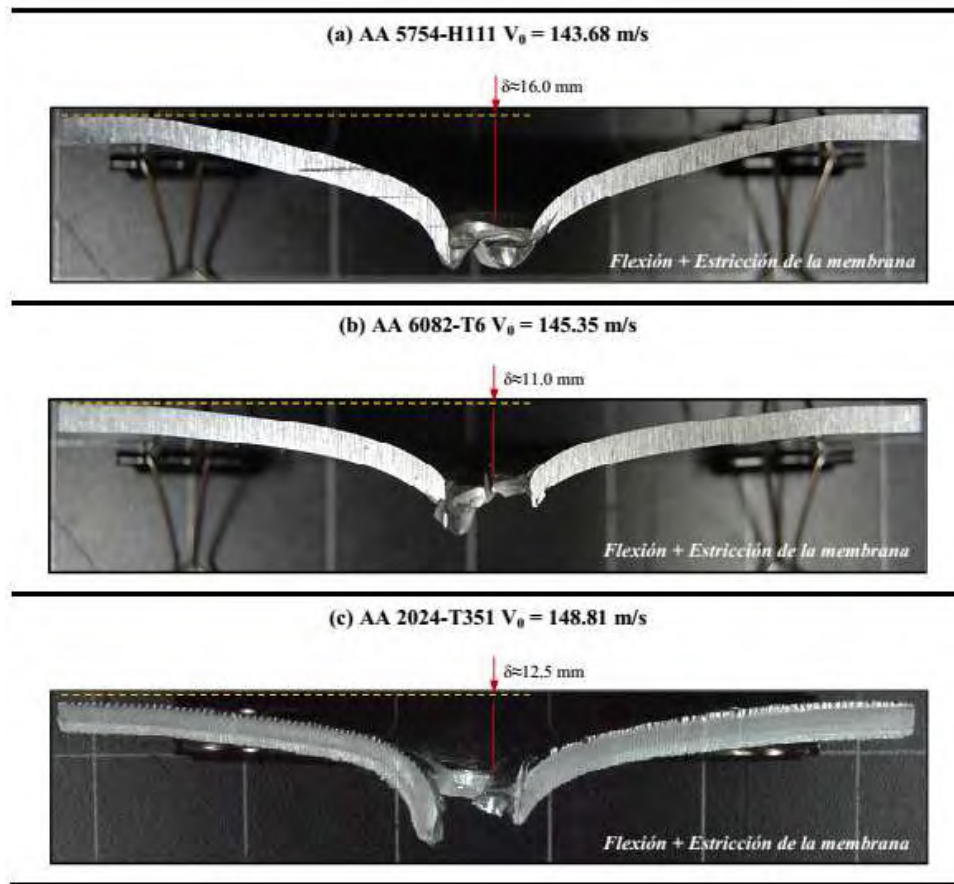


Figura 5.23: Configuración del proyectil de punta cónica. Sección transversal de las placas perforadas. Las placas han sido impactadas a velocidades similares. (a) Material: AA 5754-H111. $V_0 = 143,68 \text{ m/s}$. (b) Material: AA 6082-T6. $V_0 = 145,35 \text{ m/s}$. (c) Material: AA 2024-T351. $V_0 = 148,81 \text{ m/s}$

5.4.1.2 Análisis del comportamiento global

En este punto se analiza la respuesta global de la placa perforada por los tres impactadores utilizados.

En las placas impactadas por proyectiles cónicos se pueden observar grandes alargamientos plásticos y flexión permanente de la membrana, Figura 5.23. La energía cinética del proyectil es absorbida por una combinación de los mecanismos de impacto locales y estructurales.

En el caso de usar proyectiles hemisféricos, la mayor parte de la energía absorbida se consume en mecanismos locales, ya que no se observa una gran deformación en puntos situados lejos de la zona de impacto. Se puede observar en las placas impactadas una extensa zona sujeta a la estricción de la membrana y a la flexión, Figura 5.24, de modo que los efectos estructurales son un factor clave en el proceso de absorción de energía. Este tipo de modo de fallo está caracterizado por un gran consumo de energía (42).

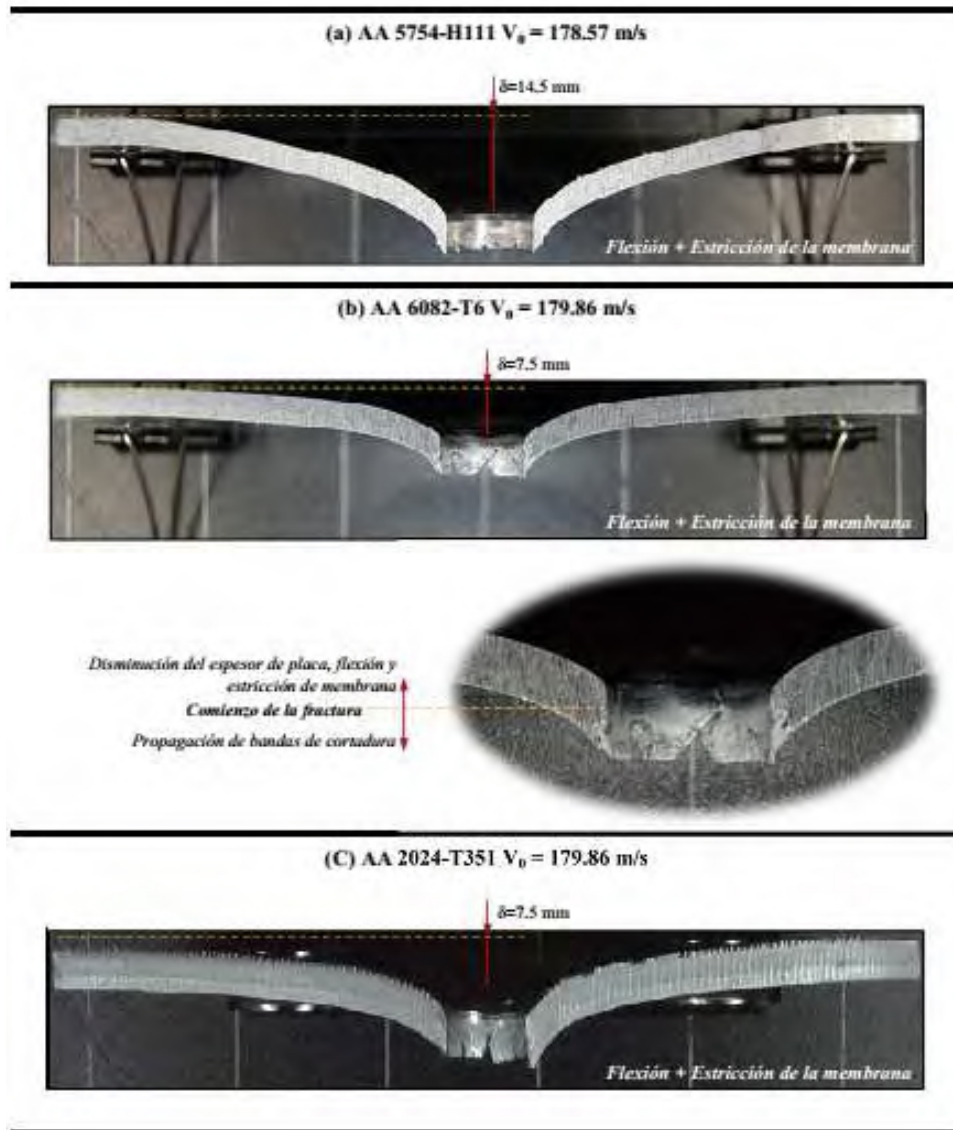


Figura 5.24: Configuración del proyectil de punta hemisférica. Sección transversal de las placas perforadas. Las placas han sido impactadas a velocidades similares. (a) Material: AA 5754-H111. $V_0 = 178,57$ m/s. (b) Material: AA 6082-T6. $V_0 = 179,86$ m/s. (c) Material: AA 2024-T351. $V_0 = 179,86$ m/s

En el caso de usar proyectiles planos, para la aleación de aluminio 5754-H111, las observaciones *post-mortem* revelan la estricción de la membrana y la flexión plástica de las placas impactadas, Figura 5.25. La energía cinética del proyectil es absorbida por una combinación de los mecanismos locales y estructurales de impacto. Para la AA 6082-T6, en comparación con los objetivos realizados con la AA 5754-H111, se observa que el fenómeno del discing y de flexión plástica es muy limitado, Figura 5.25. La deformación plástica aparece muy levemente fuera de la zona localizada de cortadura. La energía cinética del proyectil es absorbida por mecanismos locales.

Para placas de la AA2024-T351, las observaciones *post-mortem* revelan la estricción de la membrana y la flexión plástica de las placas impactadas es menor que las otras dos aleaciones estudiadas. La energía cinética del proyectil es absorbida por mecanismos locales.

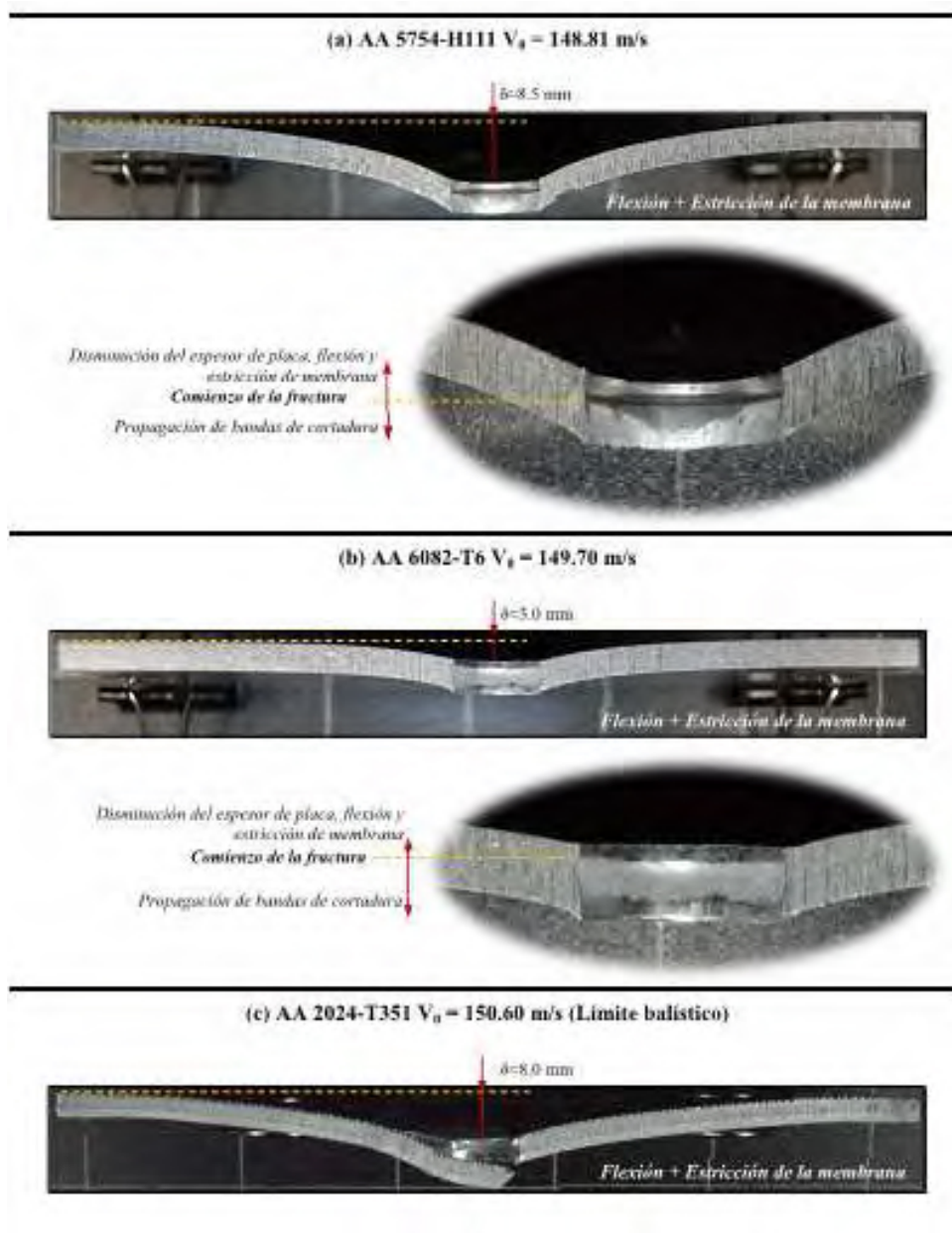


Figura 5.25: Configuración del proyectil de punta plana. Sección transversal de las placas perforadas. Las placas han sido impactadas a velocidades similares. (a) Material: AA 5754-H111. $V_0 = 148,81$ m/s. (b) Material: AA 6082-T6. $V_0 = 149,70$ m/s. (c) Material: AA 6082-T6. $V_0 = 150,60$ m/s.

Esta distinción entre deformaciones locales y globales se ilustra en la Figura 5.26, donde se muestra el desplazamiento normalizado de las placas impactadas, w/t (donde w es el desplazamiento vertical fuera del plano y t es el espesor de la placa) para los materiales y configuraciones de proyectiles considerados. Se muestran además los resultados para dos velocidades de impacto diferentes (150 m/s y 180 m/s).

Los desplazamientos fuera del plano de las placas ensayadas se midieron empleando fotografías del perfil de las secciones transversales usando una cámara de alta resolución. Estas imágenes fueron digitalizadas para obtener los perfiles medios para cada placa, de acuerdo con el procedimiento expuesto en (275).

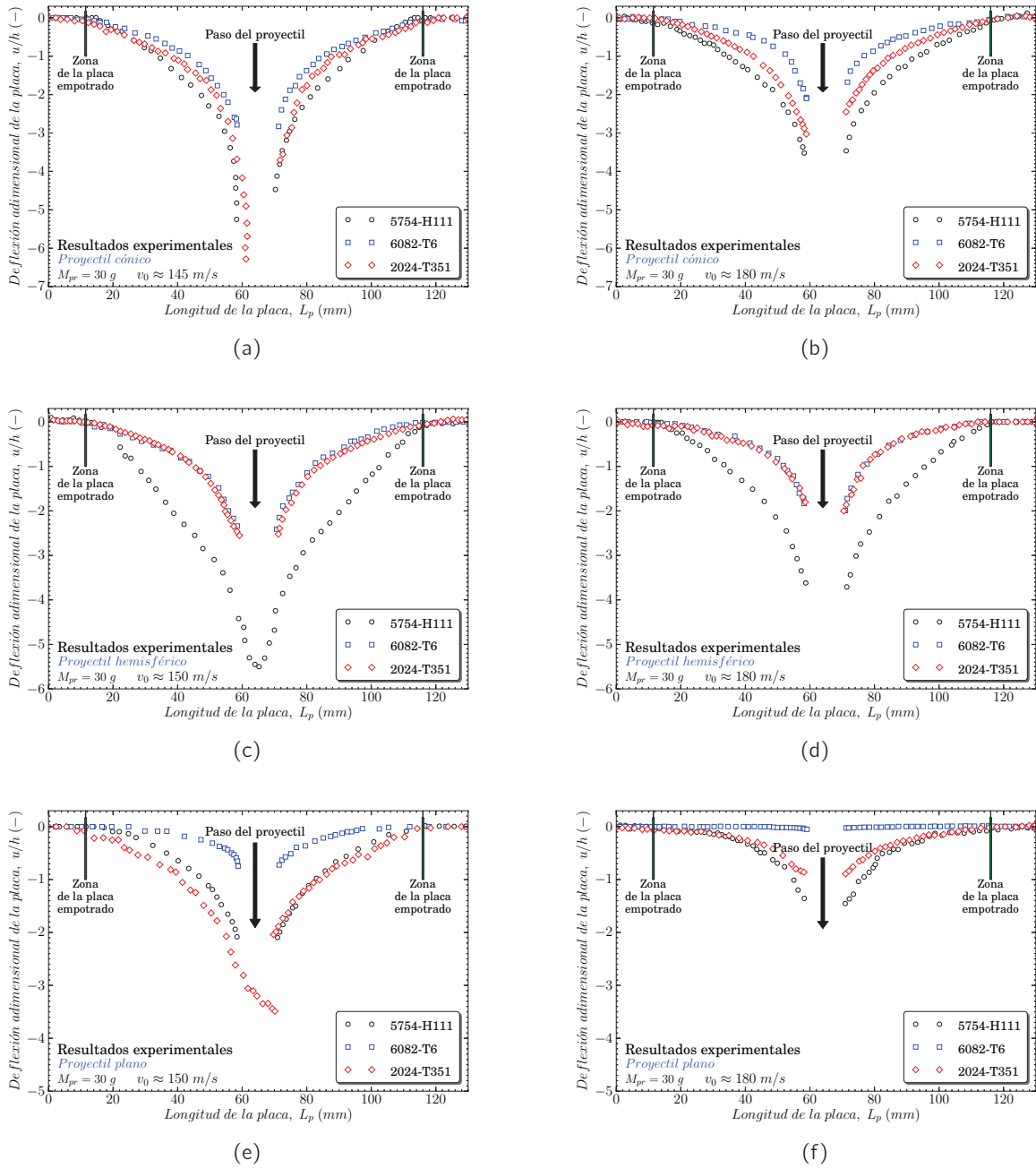


Figura 5.26: Perfil de deformación de la sección transversal de las placas de aluminio después del impacto de proyectiles para dos velocidades y proyectiles: (a) punta cónica y $v_0 \approx 145 \text{ m/s}$, (b) punta cónica y $v_0 \approx 180 \text{ m/s}$; (c) punta hemisférica y $v_0 \approx 150 \text{ m/s}$, (d) punta hemisférica y $v_0 \approx 180 \text{ m/s}$; y (e) punta plana y $v_0 \approx 150 \text{ m/s}$, (f) punta plana y $v_0 \approx 180 \text{ m/s}$.

Algunas de las conclusiones que pueden extraerse de este análisis son:

- Para un material dado y una velocidad de impacto fija, las placas que son impactadas por el proyectil plano muestran una deformación permanente mucho menor que las que han sido ensayadas con proyectiles cónicos y hemisféricos.

- Para una velocidad de impacto dada, las placas de aluminio 5754-H111 muestran una deflexión mucho mayor que las placas de aluminio 6082-T6.
- Para un determinado material, la deflexión de la placa aumenta a medida que la velocidad inicial es próxima al límite balístico. En otras palabras, la máxima deformación se produce cuando se lanza a una velocidad inicial igual o cercana al límite balístico.
- La influencia de los mecanismos locales en la absorción de energía es mucho más importante en las aleaciones 6082-T6 y 2024-T351. Este efecto es aún mayor si se trata de proyectiles de punta plana. En contraposición, los mecanismos globales son más importantes en el caso de la aleación 5754-H111 cuando se emplean proyectiles hemisféricos y cónicos.

De manera más específica se puede comentar:

- La deformación permanente de las placas de AA 6082-T6 sometidas a un impacto a la velocidad máxima dentro del rango de este estudio ($V_0 \approx 180m/s$) es prácticamente despreciable. En este caso, la mayor parte de la energía parece ser consumida en la generación de bandas adiabáticas de cortadura. En consecuencia, la influencia de las condiciones de contorno (la fijación de las placas) en el proceso de perforación puede considerarse nula.
- La deformación permanente de las placas de AA 5754-H111 ensayadas a velocidades cercanas al límite balístico ($V_0 \approx 150m/s$), es aproximadamente seis veces el espesor de la placa cuando se está utilizando un proyectil de punta cónica o hemisférica. En tales casos, la mayor parte de la energía absorbida parece ser consumida en mecanismos de fallo globales. En este caso, la influencia de las condiciones de contorno (la fijación de las placas) en el proceso de perforación juega un papel importante. Esta observación concuerda con las observaciones recogidas por Corran *et al.* (41), quienes demostraron que la energía que se consume al deformar globalmente la placa y en el adelgazamiento del espesor de la misma, para el caso de placas delgadas perforadas por proyectiles cónicos y hemisféricos, es mayor que la que se consume en los mecanismos de deformación locales. Esta afirmación, basada en los resultados experimentales, puede corroborarse mediante las simulaciones numéricas con el método de conversión a partículas SPH.
- El comportamiento de la aleación 2024-T351 es similar al de la aleación 6082-T6 en términos de deflexión.

5.4.2 Resultados numéricos

El análisis de los resultados se ha llevado a cabo en la influencia del comportamiento local y en el balance de energía.

5.4.2.1 Análisis del comportamiento local

La Figura 5.27 compara la etapa final del proceso de perforación para la AA 6082-T6. Como se puede observar se difieren algunos detalles distintos en el proceso de perforación. Sin embargo, tanto las dimensiones como su aspecto exterior del tapón son muy similares a los experimentales (ver Figura 5.27b)).

Debido a los bajos valores de deformación de fallo de las aleaciones de aluminio es complicado definir adecuadamente el proceso de localización y formación del fallo provocando una eliminación de una

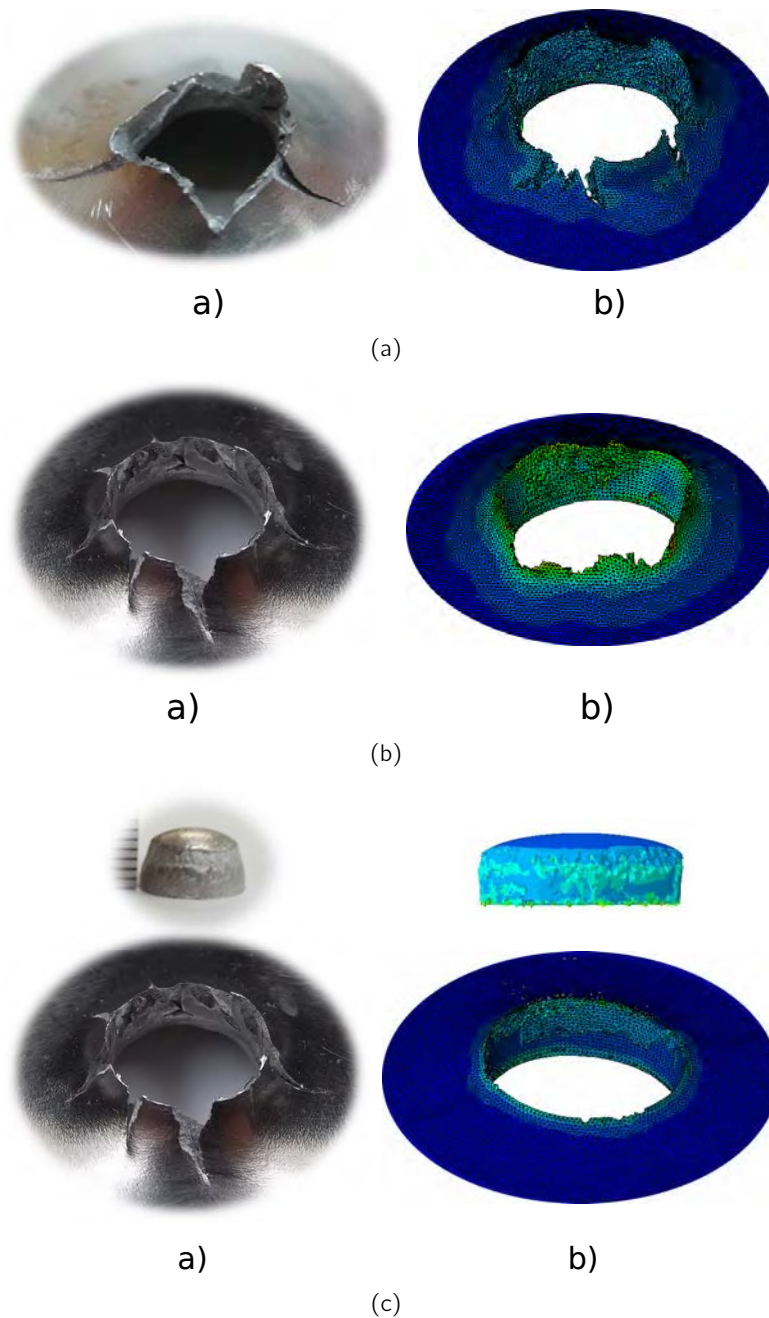


Figura 5.27: Comparación del modo de fallo para una AA 6082-T6. a) Experimental. b) Lagrangiano. c) Conversión a SPH para distintas geometrías de proyectil: (a) Cónico $v_0 \approx 150 \text{ m/s}$; (b) Hemisférico $v_0 \approx 179 \text{ m/s}$, y (c) Plano $v_0 \approx 160 \text{ m/s}$

gran cantidad de elementos; lo que conduce al colapso de la simulación por problemas de distorsión. Una posible mejora sería optar por un criterio de fallo dependiente del estado tensional -triaxialidad y parámetro de Lode-, velocidad de deformación y temperatura. En cualquier caso, se asume que para futuras investigaciones se debe tener en cuenta la dependencia de la deformación de fallo con el estado tensional, la velocidad de deformación y temperatura.

En la Figura 5.28 se muestra en detalle del campo de tensiones para los casos de perforación con

proyectil cónico en la aleación 2024-T351, proyectil hemisférico en la aleación 5754-H111 y proyectil de cabeza plana en la aleación 6082-T6. Además se incluye un corte transversal de la sección deformada global donde se puede apreciar la aparición de los elementos PC3D del método SPH cuando la deformación en los elementos finitos continuos supera el valor recogido en la Tabla 5.5 para cada caso. Considerando el mismo mallado, se aprecia claramente una descripción más realista en el modo de fallo de las placas en el caso del modelo de conversión a partículas. Esta afirmación es más evidente cuando se utilizan proyectiles de punta hemisférica o plana. Cada partícula, generada al eliminarse el elemento continuo según el criterio de deformación, sigue formando parte del cálculo; ofreciendo resistencia al paso del proyectil. Esto tiene como consecuencia una menor eliminación del número de elementos, proporcionando resultados más exactos.

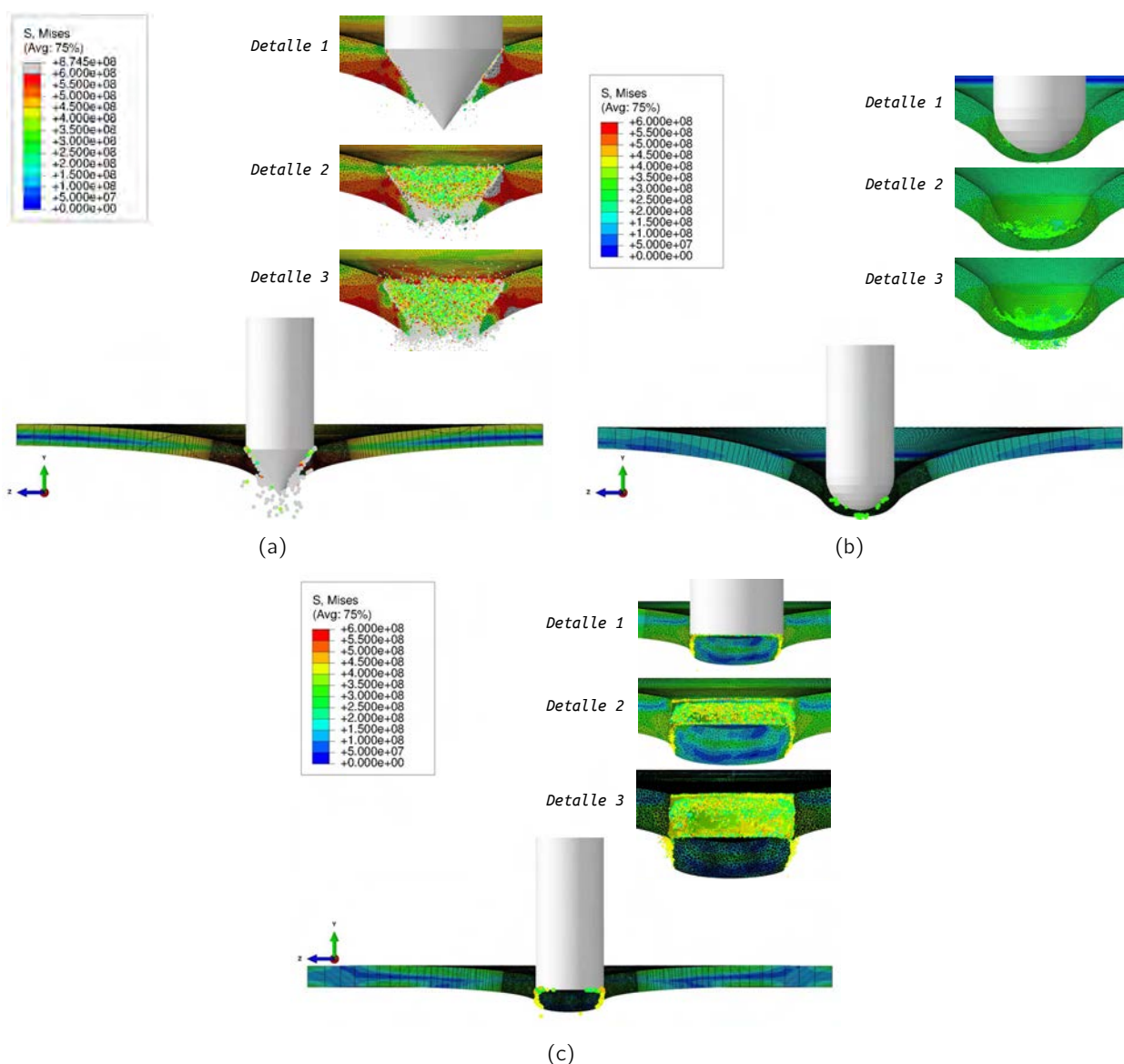


Figura 5.28: Modelo conversión a partículas SPH en las: (a) AA 2024-T351 y proyectil cónico; (b) AA 5754-H111 y proyectil hemisférico; (c) AA 6082-T6 y proyectil plano. Vista global y detalle zona contacto proyectil.

5.4.2.2 Análisis del comportamiento global

Para realizar el análisis energético se consideraron dos conjuntos de elementos:

1. Zona de impacto: Este conjunto de elementos pertenecen a la zona de impacto del proyectil. Tiene una dimensión igual al diámetro del proyectil como recomiendan en diversas investigaciones (24; 25; 204). Este conjunto de elementos está mallado por 181965 elementos de tipo tetraédrico C3D4, Figura 5.29b).
2. Global: Es el conjunto de elementos que no pertenecen al conjunto local. Consta de 581123 elementos divididos en 152320 C3D8R y 428803 C3D4, Figura 5.29a).

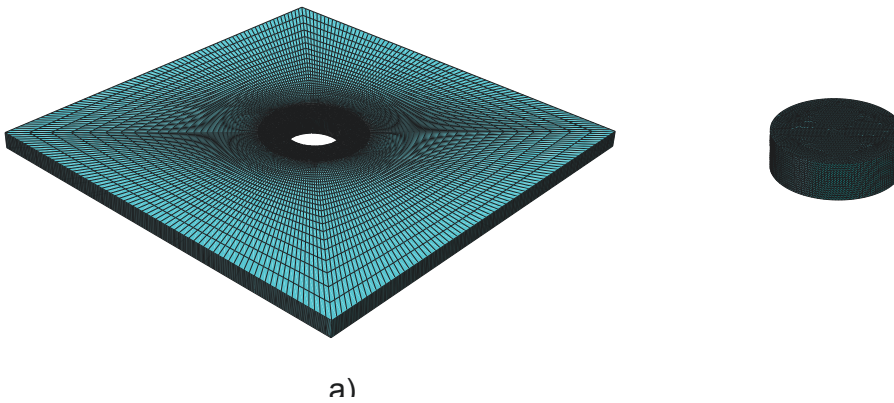


Figura 5.29: Mallado de la placa de la parte Global (a) y de la parte Local (b).

La Figura 5.30 muestra una comparación de la evolución con la velocidad inicial V_0 de impacto de la energía total, en la configuración de proyectil plano y aleación 6082-T6, obtenida experimentalmente y mediante las simulaciones numéricas.

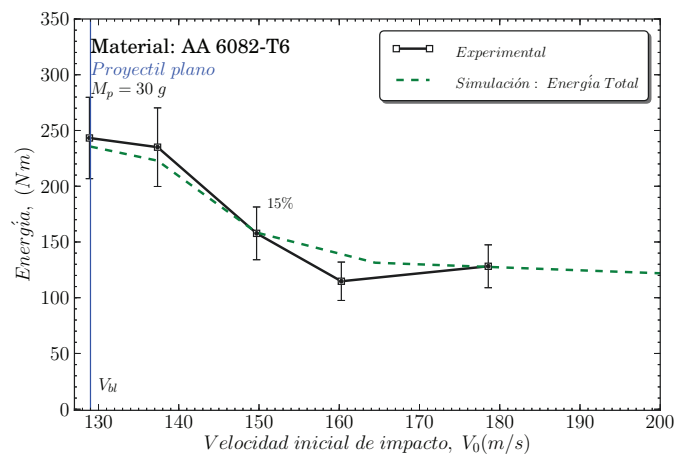


Figura 5.30: Comparación Energías totales -global más local- y energía absorbida experimental con la velocidad inicial de impacto V_0 .

La curva de energía experimental (línea en negro), representa la energía absorbida por la placa, obtenida a partir de los datos experimentales. El resto se corresponde con las energías totales obtenidas en las simulaciones numéricas, calculadas en base a la suma de la contribución local y global, de los dos modelos a comparar. Como puede apreciarse en este gráfico, el ajuste de la curva del balance de energía en función de varias velocidades iniciales tiene un error menor del 15 % en todos los casos con respecto a los datos experimentales.

En la Figura 5.31 se ha representado la evolución de la energía *global* y *local* en función de la velocidad inicial de impacto. Como puede verse en esta gráfica, los resultados de energía total absorbida obtenidos a partir de la simulación numérica son muy similares a los obtenidos experimentalmente. Además, dos conclusiones importantes pueden extraerse de esta gráfica, corroborando los ensayos experimentales anteriores. A velocidades iniciales cercanas al límite balístico, V_{bl} , la mayor parte de la energía es absorbida globalmente por la placa. Este comportamiento concuerda con los mayores valores de deflexión encontrados a velocidades cercanas a este límite balístico. Sin embargo, la energía absorbida por mecanismos locales es mucho menor a estas velocidades. A medida que la velocidad inicial es incrementada, la energía absorbida globalmente es menor que localmente. De nuevo corresponde con los datos de deflexión para este caso, puesto que como se ha dicho anteriormente, la deflexión a velocidades altas es prácticamente nula. Esta tendencia está relacionada no sólo con el modo de fallo sino que también entran en juego los efectos inerciales (260). En este caso, la generación de bandas adiabáticas de cortadura parecen absorber la mayor parte de energía total. Es por ello que la influencia de las condiciones de contorno (la fijación de las placas) en el proceso de penetración no tiene demasiada influencia en este caso.

En la Figura 5.31(b), correspondiente al caso de proyectil hemisférico, puede observarse cómo la energía global es superior a la energía absorbida localmente en casi todo el rango de velocidades iniciales simuladas; hasta una velocidad muy elevada en la que ya entran en juego fenómenos inerciales. Además, esta energía global es superior a los otros casos que se representan, lo que explica el elevado valor del límite balístico para esta aleación. El caso de la aleación 2024-T351 es similar al de la aleación 6082-T6. La energía absorbida localmente con una configuración de proyectil cónico se mantiene constante con una ligera tendencia positiva cuando aumenta la velocidad inicial de impacto, al igual que sucedía en casos anteriores; pero la diferencia con respecto a la energía absorbida globalmente es mucho menor.

Es importante reseñar que existe una velocidad, en base a los resultados de las simulaciones numéricas, a partir de la cual la energía absorbida localmente supera a la energía absorbida debido a los mecanismos de fallo globales. Esto significa que, si se lanza el proyectil a una velocidad superior a esta velocidad, la mayor parte de la energía absorbida por la placa se deberá a mecanismos locales restringidos en una zona limitada cercana al proyectil; a lo que se deberá sumar los efectos inerciales. La aleación 5754-H111, en la configuración de proyectil hemisférico, es la que presenta una mayor velocidad ($V_0 \approx 207m/s$).

Todos estos resultados refuerzan la idea de que la energía de impacto se absorbe mediante una combinación de mecanismos locales y globales. La influencia de estos mecanismos en el proceso de impacto-perforación depende tanto de la configuración proyectil-blanco, las propiedades del material, parámetros geométricos, condiciones de contorno y velocidad inicial de impacto. El desafío, como indican Chen y Li (276), consiste en desarrollar modelos generales que incorporen el análisis del fallo local en la respuesta estructural de la placa. Este desarrollo, unido a una descripción apropiada del material, puede permitir comprender de manera exhaustiva el efecto conjunto de todas las variables que influyen de manera decisiva en la capacidad de absorción de energía del blanco.

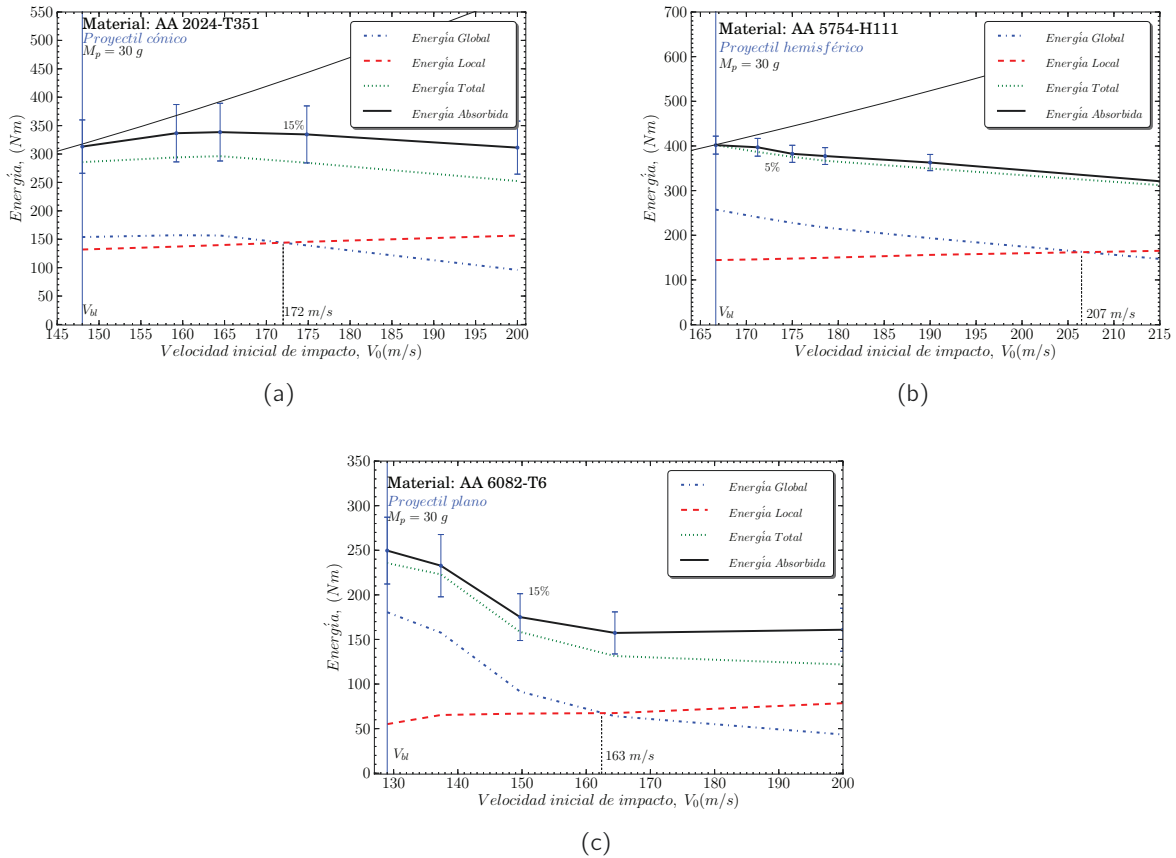


Figura 5.31: Balance de energía local y global con la velocidad inicial de impacto para diferentes ensayos de impacto. (a) Material: AA 2024-T351. Proyectoil: cónico (b) Material: AA 5754-H111. Proyectoil: hemisférico (c) Material: AA 6082-T6. Proyectoil: plano

5.4.3 Estado tensional y deformación de fallo

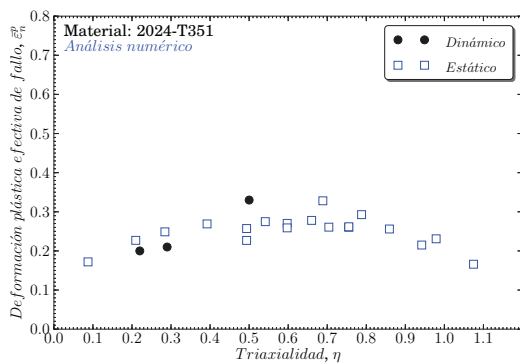
Como refleja la Tabla 5.6, los valores de triaxialidad obtenidos depende tanto del proyectil como del material empleado en las placas de perforación. La aleación de aluminio 2024-T351 presenta unos valores similares de deformación de fallo para problemas de perforación (dentro del intervalo de velocidades iniciales de impacto $140 < V_0 < 200 \text{ m/s}$) a las obtenidas mediante los ensayos de tracción-torsión descritos en el Capítulo 4. Sin embargo, los valores de deformación de fallo de las aleaciones de aluminio 5754-H111 y 6082-T6 en problemas dinámicos de perforación muestran discrepancias con los valores de deformación de fallo obtenidos en ensayos de tracción-torsión. Estas discrepancias pueden ser debidas a la influencia de la sensibilidad de la velocidad de deformación de las aleaciones 5754-H111 y 6082-T6, a la heterogeneidad del campo tensional en problemas de impacto y a la influencia de la geometría de la configuración proyectil-placa.

En base a las Figuras 5.32-5.33-5.34, se pueden realizar un análisis de la influencia de la velocidad de deformación en la deformación de fallo del material.

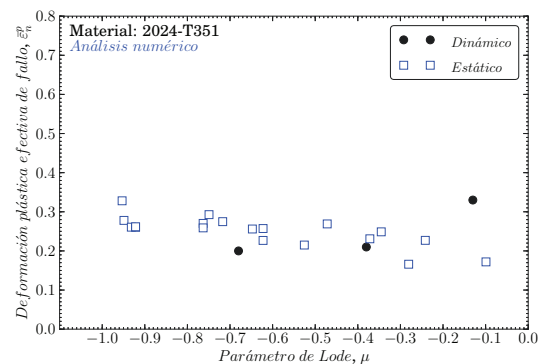
Con carácter general, altas velocidades de deformación implica un incremento de la deformación de fallo. Esto es debido al incremento del endurecimiento por deformación a altas velocidades de deformación que retrasa la aparición de la estricción -precursora del fallo del material-(131; 277). Sin embargo esta

	AA 6082-T6				AA 2024-T351				AA 5754-H111			
	$\bar{\epsilon}_f^{sim}$	η	μ	$\bar{\epsilon}_f^{qs}$	$\bar{\epsilon}_f^{sim}$	η	μ	$\bar{\epsilon}_f^{qs}$	$\bar{\epsilon}_f^{sim}$	η	μ	$\bar{\epsilon}_f^{qs}$
Conical	0.31	0.45	-0.33	0.117	0.21	0.29	-0.38	0.23	0.61	0.25	-0.35	0.42
Hemisférico	0.34	0.46	-0.17	0.116	0.2	0.22	-0.68	0.28	0.73	0.68	-0.173	0.41
Plano	0.36	0.28	-0.55	0.12	0.33	0.50	-0.13	0.21	0.48	0.66	-0.36	0.42

Tabla 5.6: Valores de deformación de fallo, triaxialidad y parámetro de Lode para ensayos balísticos de placas de AA 6082-T6, AA 2024-T351 y 5754-H111 empleando diferentes geometrías de punta de proyectil.

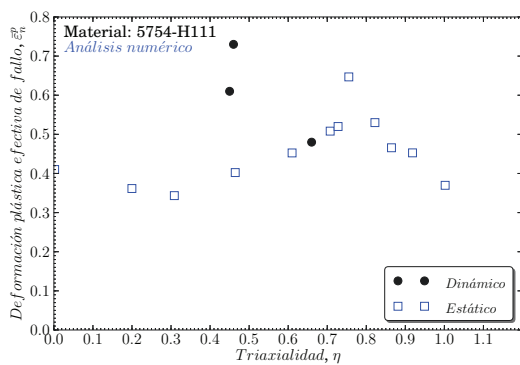


(a)

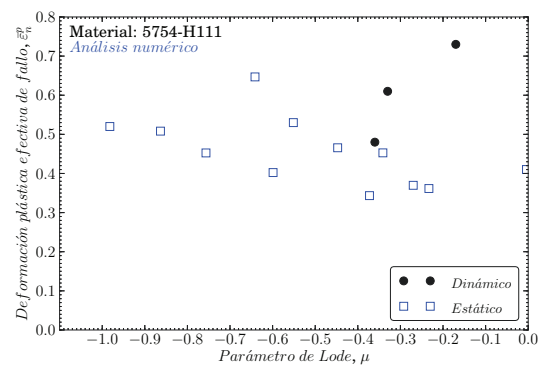


(b)

Figura 5.32: Material: AA 2024-T351. Comparación de los valores de la deformación de fallo en ensayos estáticos y dinámicos con la (a) triaxialidad y (b) parámetro de Lode.



(a)



(b)

Figura 5.33: Material: AA 5754-H111. Comparación de los valores de la deformación de fallo en ensayos estáticos y dinámicos con la (a) triaxialidad y (b) parámetro de Lode.

tendencia no se corresponde con los datos experimentales recogidos en la bibliografía científica (26; 29) especialmente para aceros estructurales con comportamiento dúctil. Durante el fallo, la localización de la deformación puede ser una consecuencia del proceso de fractura que ocurre justo antes, o mucho antes, de la fractura definitiva (278). El endurecimiento o ablandamiento por velocidad de deformación durante el proceso de deformación puede contribuir a la localización de la deformación y los mecanismos de fallo

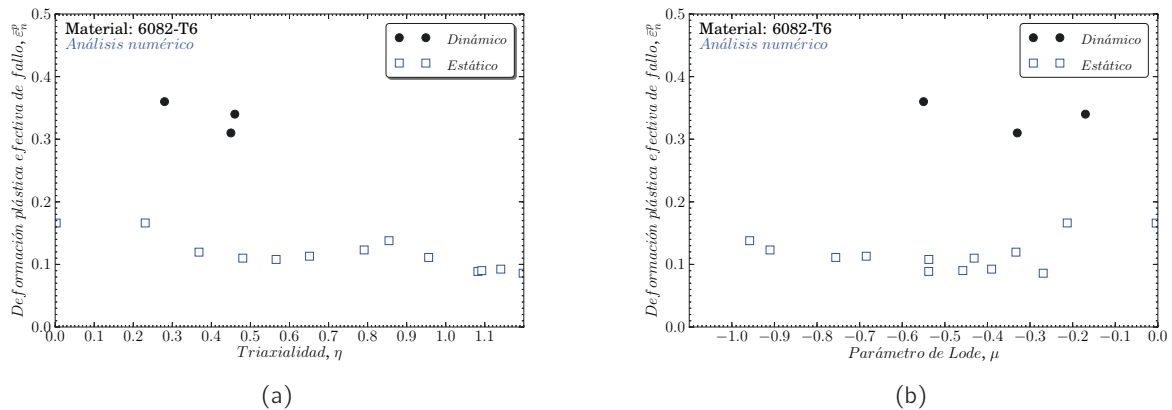


Figura 5.34: Material: AA 6082-T6. Comparación de los valores de la deformación de fallo en ensayos estáticos y dinámicos con la (a) triaxialidad y (b) parámetro de Lode.

involucrados. Si bien el endurecimiento por velocidad de deformación puede mejorar la ductilidad (279), el ablandamiento por velocidad de deformación puede conducir a la localización de la deformación plástica y reducir la ductilidad (279; 280). En general, existe una comprensión limitada del proceso y una falta de fundamentación en el conocimiento de la influencia de la velocidad de deformación.

En el caso de la aleación de aluminio 2024-T351, el fallo dúctil producido por los ensayos de perforación no refleja una sensibilidad a la velocidad de deformación, contrario a lo propuesto por Khan *et al.* (131), que manifestó que para un régimen cuasi-estático de velocidades de deformación, el fallo dúctil no tiene ninguna influencia de la velocidad de deformación; mientras que altas velocidades de deformación, la dependencia con la velocidad de deformación es significativa. Contrario al comportamiento de la AA 2024-T351, es el comportamiento de las AA 6082-T6 y AA 5754-H111, Figuras 5.34 y 5.33, respectivamente. En ellas se observa como la influencia de la velocidad de deformación es muy significativa en la deformación de fallo.

La heterogeneidad del campo tensional puede explicar las discrepancias entre la aleación de aluminio 2024-T351 y las aleaciones de aluminio 5754-H11 y 6082-T6. En este sentido, el estado tensional asociado a cada material e impactador empleados es, consecuentemente, dependiente del modo de fallo y de la localización del punto de referencia de la obtención de datos. Como se muestra en la anterior Tabla 5.6, p.e: un impactador de punta plana no provoca un estado de cortadura ($\mu = 0$) en toda la placa; sin embargo se conoce que provoca estados de cortadura.

La deformación de fallo en problemas de perforación depende de la influencia de la geometría de la configuración proyectil-placa así como del espesor. Para espesores muy delgados se ha demostrado que el campo tensional se mantiene constante durante el proceso de perforación (44; 265) y que para materiales dúctiles dentro de este rango de estados tensionales, la deformación de fallo siempre es independiente de la triaxialidad, como se refleja en investigaciones como la de Dey *et al.* (46), entre otros.

Estas observaciones confirman que el comportamiento mecánico del material (dependiente del flujo tensional en deformación, velocidad de deformación y temperatura) y la geometría del proyectil y placa dictan el mecanismo de fallo y éste se refleja en el límite balístico, la absorción de energía y estados tensionales.

6

CONCLUSIONES Y TRABAJOS FUTUROS

En la presente Tesis Doctoral se ha llevado a cabo un análisis experimental y numérico del fallo en aleaciones de aluminio en condiciones de tracción-torsión combinada y en condiciones de perforación, considerando la influencia de la triaxialidad y del parámetro de Lode en la deformación de rotura. El estudio se ha llevado a cabo en las aleaciones de aluminio 2024-T351, 5754-H1111 y 6082-T6. Para ello se han realizado las siguientes actividades:

- Formulación e implementación de una ley de endurecimiento con fundamentación física basada en dislocaciones y aplicable a metales FCC (*Capítulo 3*).
- Desarrollo de una metodología de ensayos combinados de tracción-torsión en probetas tubulares de doble entalla (*Capítulo 4*).
- Calibración del criterio de fallo de Bai y Wierzbicki (dependiente de la triaxialidad y del parámetro de Lode) a partir de los resultados obtenidos en los ensayos de tracción-torsión combinada (*Capítulo 4*).
- Realización de ensayos de perforación en metales con diferentes formas de impactador (cónico, hemisférico y plano) que dan lugar a distintos modos de fallo del componente estructural (*Capítulo 5*).
- Desarrollo de simulaciones numéricas del proceso de perforación que permiten conocer la influencia de la triaxialidad y del parámetro de Lode en la deformación de fallo (*Capítulo 5*).

En este capítulo se presentan las principales conclusiones obtenidas.

6.1 Conclusiones

En relación con los objetivos planteados se han obtenidos las siguientes conclusiones:

Desarrollo de una ley de endurecimiento para metales FCC

- Se ha desarrollado una ley de endurecimiento para metales FCC en la cual el flujo tensional se puede considerar la contribución de la tensión interna y efectiva. La tensión interna tiene en cuenta el efecto del tamaño del grano del material y es independiente de la deformación. La tensión efectiva se formula mediante el concepto de análisis de la activación térmica, y tiene en cuenta la deformación, la temperatura y la velocidad de deformación, así como la relación existente entre la temperatura y la velocidad de deformación. La tensión efectiva tiene, por tanto, marcado carácter térmico y es dependiente de la microestructura del material.
- La ley de endurecimiento es capaz de representar correctamente las dependencias del flujo de tensiones (deformación, temperatura y velocidad de deformación).
- Se ha propuesto y validado un procedimiento sistemático para la identificación de los parámetros del material. De este modo, la ley de endurecimiento ha sido validada con datos experimentales desarrollados por otros autores para el cobre OFHC recocido y se han obtenido las constantes para las aleaciones de aluminio consideradas (2024-T351, 5754-H111 y 6082-T6).

Análisis experimental y numérico del fallo en condiciones de tracción-torsión combinada

- Se ha desarrollado una metodología experimental y numérica para el estudio del comportamiento del fallo dúctil en las aleaciones de aluminio (AA 2024-T351, AA 5754-H111 y AA 6082-T6) mediante ensayos de tracción-torsión combinada en probetas de doble entalla (11).
- La metodología permite obtener un amplio intervalo de valores de triaxialidad ($0 < \eta \leq 1,2$) y de parámetro de Lode ($-1 < \mu \leq 0$) usando únicamente una tipología de probeta y mediante el control de la relación entre la fuerza axial y el momento torsor. La consecución de un amplio intervalo de valores con una única tipología de probeta es una diferencia substancial frente a otros estudios realizados en los últimos años (139; 150).
- Se ha desarrollado un modelo numérico 2D axisimétrico en ABAQUS/Standard para obtener la triaxialidad, el parámetro de Lode y la deformación plástica. Las simulaciones numéricas han sido validadas empleando curvas fuerza-desplazamiento y momento torsor-ángulo de rotación extraídas de los ensayos experimentales. Los resultados numéricos revelan que la geometría de la probeta cumple los requerimientos establecidos por diversos investigadores para la calibración de modelos de fallo dúctil (15; 147): uniformidad de las tensiones y deformaciones en la región de la entalla y que el estado tensional permanezca constante en los ensayos durante el proceso de carga final hasta el fallo.
- Se ha evaluado el efecto del estado tensional sobre el fallo dúctil para las aleaciones de aluminio 2024-T351, 5754-H111 y 6082-T6. Las aleaciones de aluminio 2024-T351 y 5754-H111 presentan una dependencia de la deformación de fallo con el parámetro de Lode y la triaxialidad; mientras que en el caso de la aleación de aluminio 6082-T6, la deformación de fallo está únicamente influenciada por la triaxialidad.

- Los valores de deformación de fallo máximos obtenidos se alcanzan en las aleaciones de aluminio 5754-H111 (0,64) y 2024-T351 (0,27) y corresponden a estados tensionales de tracción, mientras que la AA 6082-T6 presenta los valores de deformación de fallo menores (0,17). Para estados tensionales de cortadura, con valores bajos de triaxialidad, las deformaciones de fallo de las aleaciones de aluminio 6082-T6 y 2024-T351 presentan un valor próximo a 0,17.
- La obtención de datos experimentales de tracción-torsión en probetas tubulares de doble entalla permite realizar la representación tridimensional de la deformación de fallo con el estado tensional y la calibración del criterio de fallo de Bai-Wierzbicki con la metodología experimental-numérico de ensayos de tracción-torsión usando probetas tubulares de doble entalla.

Estudio experimental y numérico del fallo en condiciones de perforación

- Influencia de la velocidad inicial de impacto:
 - A bajas velocidades de impacto (próximos al límite de perforación): la mayor cantidad de energía absorbida se corresponde a una respuesta global cuantificada en términos de deflexión plástica para placas. Para placas de la AA 5754-H111, la máxima deflexión es causada por impactadores cónicos y hemisféricos y corresponde al doble de lo obtenido por un impactador de punta cónica. Para placas de la AA 6082-T6, la deflexión es dos veces mayor empleando el impactador cónico que el correspondiente al hemisférico y casi cuatro veces mayor que en el caso del impactador de punta plana. Las deflexiones máximas obtenidas para la AA 2024, utilizando un impactador cónico son tres veces mayores que utilizando un impactador hemisférico.
 - A altas velocidades de impacto: la cantidad de energía absorbida por mecanismos locales es mayor, de modo que, las diferencias en la deflexión de la placa causada por diferentes impactadores se reducen. Estas mediciones también indican que la energía local es mayor para impactadores cónicos (25).
 - La energía absorbida localmente permanece prácticamente constante con la velocidad inicial de impacto.
- Influencia del material: La placa de la AA 5754-H111 presenta la mayor capacidad de absorción de energía cuando es impactada con un proyectil hemisférico con respecto a las otras aleaciones y geometrías de proyectil. Este comportamiento se corresponde con los resultados obtenidos en condiciones de tracción-torsión. Sin embargo, para estados tensionales de cortadura producidos por la geometría de punta plana, la aleación 5754-H111 presenta el valor mínimo de límite de perforación, mientras que la aleación de aluminio 2024-T351 presenta el valor máximo. Cuando se emplea el proyectil de punta cónica se producen estados tensionales de tracción; en este caso, las aleaciones de aluminio consideradas presentan, todas ellas, unos valores similares de capacidad de absorción de energía.
- Influencia del impactador: Las observaciones experimentales revelan que los impactadores de punta plana requieren menos energía que los impactadores cónicos debido a la menor energía necesaria para formación y propagación de bandas adiabáticas de cortante.
- Influencia de la velocidad de deformación: La sensibilidad a la velocidad de deformación de las aleaciones de aluminio 5754-H111 y 6082-T6 da lugar a mayores valores de deformación de fallo

en condiciones dinámicas de perforación frente a las correspondientes a las condiciones estáticas de tracción-torsión combinada. Sin embargo, para la aleación de aluminio 2024-T351, este fenómeno no ocurre debido a la baja sensibilidad a la velocidad de deformación de este material.

- Influencia del modelo numérico: El uso de elementos L-SPH (lagrangianos con la capacidad de conversión a SPH) produce resultados satisfactorios para modelizar problemas de perforación con grandes espesores y grandes deformaciones; y constituye una alternativa de interés frente al uso de elementos lagrangianos convencionales.
- El comportamiento mecánico del material (dependiente del flujo tensional en deformación, velocidad de deformación y temperatura) y la geometría del proyectil y placa determinan los mecanismos de fallo y ésto se refleja en el límite de perforación, la absorción de energía y los estados tensionales producidos.

6.2 Trabajos futuros

Para el avance del conocimiento de la influencia del estado tensional en la deformación de fallo de elementos estructurales metálicos, se proponen los siguientes trabajos futuros:

- *Realización de ensayos experimentales que proporcionen datos de deformación de fallo correspondientes a triaxialidades negativas:* Aunque la presente tesis doctoral analiza la deformación de fallo en un amplio rango de valores del estado tensional (η desde 0 hasta 1,2 y de parámetro de Lode μ desde -1 hasta 0), el estudio se limita al intervalo de triaxialidades positivas. La realización de ensayos adicionales, correspondientes a estados tensionales de compresión, completaría el análisis realizado.
- *Consideración de criterios de plastificación que tengn en cuenta la influencia de la presión hidrostática y del tercer invariante del tensor desviador de tensiones:* La Tesis doctoral asume un criterio de plasticidad J_2 . Una aproximación más completa al problema debe incluir la influencia de la presión hidrostática y del tercer invariante del tensor desviador (parámetro de Lode).
- *Consideración de otras variables de influencia en la deformación de fallo:* La aplicación de criterios de fallo a problemas dinámicos de interés tecnológico (crashworthiness e impacto) precisa considerar la posible influencia de velocidad de deformación y de la temperatura en la correcta definición de la deformación de fallo. Por ello, una evaluación sistemática de la influencia de la triaxialidad, el parámetro de Lode, la temperatura y la velocidad de deformación, controlando conjuntamente todos los parámetros sería de gran interés.
- *Utilización de un criterio de fallo dependiente del estado tensional, temperatura y velocidad de deformación en la problemas de perforación:* La consideración de otras variables de influencia en la deformación de rotura debe permitir la implementación de modelos numéricos que incorporen criterios de fallo correspondientes a las condiciones extremas de problemas de perforación.
- *Análisis de la influencia de parámetros geométricos en problemas de perforación:* El autor considera de interés tomar en consideración la influencia de parámetros geométricos (longitud y espesor de placa y diámetro de impactador) que puedan modificar la absorción de energía local y global de la placa, y por extensión el modo de fallo y el estado tensional correspondiente a las condiciones de perforación.

6.3 Publicaciones

A continuación se recogen las publicaciones relacionadas con esta Tesis Doctoral.

Artículos publicados en revistas indexadas

1. **M.Rodríguez-Millán**, Á. Vaz-Romero, J.A. Rodríguez-Martínez, A. Rusinek, A.Arias. *Experimental study on the perforation process of 5754-H111 and 6082-T6 aluminium plates subjected to normal impact by conical, hemispherical and blunt rigid projectiles*. **Experimental Mechanics**, 2013, Aceptado para publicación 07/11/2013.
2. **M.Rodríguez-Millán**, Á. Vaz-Romero, J.A. Rodríguez-Martínez, A. Rusinek, A.Arias. *Influence of failure strain of different aluminium alloys on dynamic problems*. **Engineering Transactions**, 2012, Volume 60, Issue 4, Pages 345-355.
3. J.A. Rodríguez-Martínez, **M.Rodríguez-Millán**, A. Rusinek, A.Arias. *A dislocation-based constitutive description for modelling the behaviour of FCC metals within wide ranges of strain rate and temperature*. **Mechanics of Materials**, 2011, Volume 43, Issue 1, Pages 901-912.

Conferencias internacionales

1. **M.Rodríguez-Millán**, Á. Vaz-Romero, A.Arias, J.A. Rodríguez-Martínez, A. Rusinek. *Influence of stress state on failure strain of different metallic alloys: application on dynamic problems*. Dynamic Behaviour of Materials and Safety of Structures, May 2012, Poznan (Poland).
 2. J.A. Rodríguez-Martínez, **M.Rodríguez-Millán**, A. Rusinek, A.Arias. *A dislocation-based constitutive description for FCC metals*. Dynamic Behaviour of Structures and Materials, Interaction and Friction, June 2011, Metz (France).
 3. Á. Vaz-Romero, **M.Rodríguez-Millán**, A.Arias, J.A. Rodríguez-Martínez, A. Rusinek. *Effect of projectile nose shape on the perforation behaviour of 5754-H111 and 6082-T6 aluminium plates*. Dynamic Behaviour of Materials and Safety of Structures, May 2013, Madrid (Spain).
 4. Á. Vaz-Romero, **M.Rodríguez-Millán**, A.Arias, A. Rusinek. *Experimental investigation on the impact behaviour of monolithic and multi-layered composite plates of polycarbonate and aluminum*. 17th International Conference of Composite Structures, June 2013, Oporto (Portugal).
-

7

CONCLUSIONS AND FUTURE WORKS

In the present doctoral Thesis, an experimental and numerical analysis of the failure strain on aluminium alloys in tension-torsion and perforation conditions has been developed. The study has focused on the aluminium alloys 5754-H111, 6082-T6 and 2024-T351. The following tasks have been developed:

- Formulation and implementation of a flow stress model with physical foundation based in dislocations and applicable to metals FCC.
- Development of an empirical methodology for combined tensile-torsion tests on circumferentially double notched tube specimens.
- Calibration of the Bai and Wierzbicki failure criterion (defined in terms of triaxiality and Lode parameter) using experimental data from the combined tensile-torsion tests.
- Perforation tests on the aluminium alloys with different projectile nose shapes (conical, hemispherical and blunt). Different nose shapes leads to several failure mode in the structural component.
- Numerical simulations of the perforation process in order to analyze the influence of both triaxiality and Lode parameter on failure strain.

7.1 Concluding

Below are summarized the main findings and conclusions arising from this doctoral Thesis:

Development of a dislocation-based constitutive description for FCC metals.

- A constitutive description with application to FCC metals is developed. The formulation is based on the decomposition of the material flow stress into internal stress and effective stress. The internal stress formulation takes into account the grain size effect; it is defined strain independent and shows athermal character. The effective stress formulation, which is the main innovative feature of this work, is founded on the concept of thermal activation analysis and takes into account the interrelationship between strain rate and temperature. It is structure dependent via description of the dislocation density evolution as a function of plastic deformation. Dislocation density acts as internal state variable in the material deformation behavior. This provides information on the evolution of the material structure within wide ranges of strain rate and and temperature.
- The constitutive model highlights due to its ability to describe the strain, rate and temperature dependences of the material flow stress.
- A systematic procedure for identification of the material parameters has been proposed. Moreover, the analytical predictions of the constitutive description are compared with experimental data for annealed OFHC copper reported in the literature. The constitutive model has been implemented for the 5754-H111, 6082-T6 and 2024-T351 aluminium alloys.

Dependence of stress state on failure strain.

- An experimental and numerical methodology has been developed in order to study the behaviour of ductile failure on aluminum alloys (2024-T351 AA, AA 5754-H111 and AA 6082-T6) using combined tension-torsion tests on double notched specimens.
- The methodology allows to achieve a wide range of stress triaxiality ($0 < \eta \leq 1.2$) and Lode parameter ($-1 < \mu \leq 0$), using just one type of specimen and by controlling the ratio of the axial force and torsional moment. The specimen employed to achieve a wide range of values is a substantial difference compared to other studies in recent years.
- A 2D axisymmetric numerical model has been developed in ABAQUS/Standard to obtain triaxiality, Lode angle and equivalent plastic strain. The numerical approach has been validated employing the experimental force-displacement and torsional moment-rotational angle curves. Numerical results reveal that the specimen fulfills the requirements specified by different authors (15; 147) in order to calibrate ductile failure criteria: uniformity of stresses and strains in the notched section and stationary triaxiality and Lode angle as plasticity evolves up to failure.
- The stress state effect on ductile failure of aluminium alloys AA 2024-T351, 5754-H111 and 6082-T6 have been studied. In the AA 2024-T351 and AA 5754-H111, it is found that the effect of the triaxiality and Lode parameter on ductile fracture is significant; however, in the case of the AA 6082-T6, the effect of the Lode parameter is negligible.

- The maximum failure strain values obtained experimentally correspond to the aluminium alloys 5754-H111 (0,64) and 2024-T351 (0,27) and correspond to tension state. However, the lowest failure strain values correspond to the alloy 6082-T6 (0.17). For shear stress states, with low triaxiality, failure strain of the AA 6082-T6 and 2024-T351 presents a value close to 0,17.
- The experimental data obtained in tension-torsion tests on tubular double notched specimens allows to develop a fracture locus in the equivalent strain and stress state space and the calibration of Bai-Wierzbicki criterion with experimental and numerical methodology of tension-torsion tests using double notched tubular.

Experimental and numerical study on the perforation process of aluminium plates subjected to normal impact by conical, hemispherical and blunt projectiles

- Influence of the initial velocity of impact:
 - A low impact velocities (close to ballistic limit): The energy absorbed is greater in global response quantified in terms of deflection plates for AA 5754-H111, the maximum deflection is caused by conical and hemispherical projectiles and corresponds to twice as obtained by a conical projectile. For plates of AA 6082-T6, the deflection is twice using conical to hemispherical projectile and nearly four times than blunt projectile. Maximum deflection obtained for AA 2024 are three times higher than using an conical projectile with respect to one hemispherical.
 - At high impact velocities: the amount of energy absorbed by local mechanisms is greater. Thus, the differences in deflection are reduced. These measurements also indicate that the local energy is higher for conical projectiles (25).
 - Local absorbed energy remains practically constant to the initial impact velocity.
- Influence of material: The plate of AA 5754-H111 has the best energy absorption when impacted by an hemispherical projectile regarding other alloys and projectiles. This behavior corresponds to the results obtained in the study of the influence of the stress state on failure strain. However, for the shear stress states induced by the blunt projectile, the alloy 5754-H111 presents the minimum value of ballistic limit, whereas aluminum alloy 2024-T351 has the greatest value. When a conical projectile is used, tension state are developed; in this case, the aluminum alloys show, all of them, similar values of energy absorption capacity.
- Influence of impactor: Experimental observations reveal that the blunt projectiles need less energy than conical projectiles because the amount needed for the development of adiabatic shear bands in blunt projectiles.
- Influence of the strain rate: The sensitivity to strain rate of aluminum alloys 5754-T6 and 6082-H111 provide higher failure strain values under dynamic conditions compared to static condition. However, for aluminum alloy 2024-T351, this phenomenon does not appear because of the low sensitivity to the strain rate of this material.
- Influence of the numerical model: The use of L-SPH elements (Lagrangian with capacity to conversion SPH elements) provides satisfactory results to model perforation problems with large thickness and large deformations.

- The mechanical behavior of the material (strain rate and temperature) and the geometry of the projectile and plate determine the failure mechanism and this is reflected in the ballistic limit, energy absorption and stress states.

7.2 Future works

Some of the future researching lines are outlined below:

- *Performing experimental tests which provide failure strain data corresponding to negative triaxiality:* Although this Thesis analyzes the failure strain in a wide range of values of the stress state (η from 0 to 1.2 and μ from -1 to 0), the study is limited to the range of positive triaxiality. The development of additional tests, corresponding to compression stress states, would complete the analysis.
- *Consideration of yield criteria that take into account the influence of the hydrostatic pressure and the third invariant of deviatoric stress tensor:* The doctoral thesis assumes a J_2 criterion of plasticity. A more complete approach to the problem to include the influence of the hydrostatic pressure and the third invariant of deviatoric stress tensor (Lode parameter).
- *Consideration of other variables on the failure strain:* The application of failure criteria in dynamic problems (crashworthiness and impact) needs to consider the possible influence of strain rate and temperature on the correct definition of the failure strain. Therefore, a systematic evaluation of the influence of the triaxiality, Lode parameter, temperature and strain rate, controlling all parameters together would be of great interest.
- *Using a failure criterion dependent on the state of stress, temperature and strain rate on perforation problems:* Consideration of other variables influencing the fracture strain should allow the implementation of numerical models that incorporate failure criteria corresponding to the extreme conditions of perforation problems.
- *Analysis of the influence of geometrical parameters on perforation problems:* The author considers of interest to study the influence of geometrical parameters (length and thickness of plate and projectile's diameter) that can modify the local and global energy absorption global of the plate, and by extension the failure mode and the stress state corresponding to perforation conditions.

7.3 Publications

Below are listed the publications related to this doctoral Thesis.

International Papers

1. **M.Rodríguez-Millán**, Á. Vaz-Romero, J.A. Rodríguez-Martínez, A. Rusinek, A.Arias. *Experimental study on the perforation process of 5754-H111 and 6082-T6 aluminium plates subjected to normal impact by conical, hemispherical and blunt rigid projectiles*. **Experimental Mechanics**, 2013, Accepted 07/11/2013.
2. **M.Rodríguez-Millán**, Á. Vaz-Romero, J.A. Rodríguez-Martínez, A. Rusinek, A.Arias. *Influence of failure strain of different aluminium alloys on dynamic problems*. **Engineering Transactions**, 2012, Volume 60, Issue 4, Pages 345-355.
3. J.A. Rodríguez-Martínez, **M.Rodríguez-Millán**, A. Rusinek, A.Arias. *A dislocation-based constitutive description for modelling the behaviour of FCC metals within wide ranges of strain rate and temperature*. **Mechanics of Materials**, 2011, Volume 43, Issue 1, Pages 901-912.

International Conferences

1. **M.Rodríguez-Millán**, Á. Vaz-Romero, A.Arias, J.A. Rodríguez-Martínez, A. Rusinek. *Influence of stress state on failure strain of different metallic alloys: application on dynamic problems*. Dynamic Behaviour of Materials and Safety of Structures, May 2012, Poznan (Poland).
 2. J.A. Rodríguez-Martínez, **M.Rodríguez-Millán**, A. Rusinek, A.Arias. *A dislocation-based constitutive description for FCC metals*. Dynamic Behaviour of Structures and Materials, Interaction and Friction, June 2011, Metz (France).
 3. Á. Vaz-Romero, **M.Rodríguez-Millán**, A.Arias, J.A. Rodríguez-Martínez, A. Rusinek. *Effect of projectile nose shape on the perforation behaviour of 5754-H111 and 6082-T6 aluminium plates*. Dynamic Behaviour of Materials and Safety of Structures, May 2013, Madrid (Spain).
 4. Á. Vaz-Romero, **M.Rodríguez-Millán**, A.Arias, A. Rusinek. *Experimental investigation on the impact behaviour of monolithic and multi-layered composite plates of polycarbonate and aluminum*. 17th International Conference of Composite Structures, June 2013, Porto (Portugal).
-

A

ANEXO: IDENTIFICACION Y ANALISIS DE SENSIBILIDAD DE LOS PARAMETROS DEL MODELO CONSTITUTIVO

En este apéndice de esta Tesis Doctoral, se propone un procedimiento sistemático para la identificación de los parámetros del modelo constitutivo desarrollado en el Capítulo 3. El procedimiento aplica el método de los mínimos cuadrados para obtener el mejor ajuste entre los datos experimentales y las predicciones analíticas del modelo. A continuación, se realiza un estudio paramétrico de la influencia de las constantes del material en las predicciones analíticas del modelo.

A.1 Identificación de parámetros

Para la identificación de los parámetros del modelo se requieren tres ensayos a diferentes velocidades de deformación y temperaturas ambiente. Se necesita un ensayo cuasiestático $\dot{\bar{\epsilon}}_p \approx 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ que se toma como valor de referencia. Los otros dos ensayos pendientes deben ser a velocidades de deformación más altas y dentro del rango $1 \text{ s}^{-1} \leq \dot{\bar{\epsilon}}_p \leq 10^3 \text{ s}^{-1}$. De esta manera, los principales pasos para identificar los parámetros del material son:

- (i) El primer paso es identificar el límite elástico inicial a bajas velocidades de deformación y temperatura ambiente, $\bar{\sigma} \Big|_{\substack{T=296 \text{ K}, \bar{\epsilon}_p=0 \\ \dot{\bar{\epsilon}}_p=0,001 \text{ s}^{-1}}}$. A continuación, se relaciona el incremento de límite elástico debido a la velocidad de deformación con la componente de la tensión efectiva, Ecuación A.1, que permite obtener los valores de las constantes de material α_2 , D_1 y p .

$$\Delta\sigma \Big|_{\substack{T=296 \text{ K}, \bar{\epsilon}_p=0 \\ \dot{\bar{\epsilon}}_p=0,001 \text{ s}^{-1} \rightarrow \dot{\bar{\epsilon}}_p}} = \bar{\sigma}^* \Big|_{\dot{\bar{\epsilon}}_p}^{T=296 \text{ K}, \bar{\epsilon}_p=0} - \bar{\sigma}^* \Big|_{\dot{\bar{\epsilon}}_p=0,001 \text{ s}^{-1}}^{T=296 \text{ K}, \bar{\epsilon}_p=0} \quad (\text{A.1})$$

Donde

$$\bar{\sigma}^* \Big|_{\dot{\bar{\epsilon}}_p=0,001 \text{ s}^{-1}}^{T=296 \text{ K}, \bar{\epsilon}_p=0} = \alpha_2 \cdot E(300 \text{ K}) \cdot b \cdot \rho_0^{1/2} \Psi(0, \dot{\bar{\epsilon}}_p) \cdot \left\langle 1 - D_1 \cdot \frac{300 \text{ K}}{T_m} \cdot \left\langle \log \left(\frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\bar{\epsilon}}_p} \right) - \log \left[\Psi(0, \dot{\bar{\epsilon}}_p) \right] \right\rangle \right\rangle^{1/p} \quad (\text{A.2})$$

(A.4)

$$\Psi(0, \dot{\bar{\epsilon}}_p) = \left(1 + \frac{M_{II}}{\rho_0 \kappa_a (\dot{\bar{\epsilon}}_p)} (1 - \exp[-\kappa_a (\dot{\bar{\epsilon}}_p) \cdot 0]) \right)^{1/2} = 1 \quad (\text{A.5})$$

De lo que se deduce:

$$\bar{\sigma}^* \Big|_{\dot{\bar{\epsilon}}_p}^{T=296 \text{ K}, \bar{\epsilon}_p=0} = \alpha_2 \cdot E(T = 300 \text{ K}) \cdot \rho_0^{1/2} \left\langle 1 - D_1 \frac{300 \text{ K}}{T_m} \left\langle \log \left(\frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\bar{\epsilon}}_p} \right) \right\rangle \right\rangle^{1/p} \quad (\text{A.6})$$

De la Ecuación A.6 se desconoce el valor de α_2 y p . La Ecuación A.1 se puede reescribir como:

$$\Delta \sigma \Big|_{\dot{\bar{\epsilon}}_p=0,001 \text{ s}^{-1} \rightarrow \dot{\bar{\epsilon}}_p}^{T=296 \text{ K}, \bar{\epsilon}_p=0} = \alpha_2 \cdot E(300 \text{ K}) \cdot b \cdot \rho_0^{1/2} \cdot \left(\left\langle 1 - D_1 \frac{300 \text{ K}}{T_m} \cdot \left\langle \log \left(\frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\bar{\epsilon}}_p} \right) \right\rangle \right\rangle^{(1/p)} - \left\langle 1 - D_1 \frac{300 \text{ K}}{T_m} \cdot \left\langle \log \left(\frac{\dot{\epsilon}_0}{10^{-3} \text{ s}^{-1}} \right) \right\rangle \right\rangle^{(1/p)} \right) \quad (\text{A.7})$$

(A.9)

Con los datos experimentales del cobre OFHC recocido obtenidos por Nemat-Nasser y Li (97) se obtienen los valores de $p = 1,1$, $\alpha_2 = 0,6075$ y $D_1 = 0,134$

Conocido el valor de las constantes de material p, D_1 y α_2 , se puede calcular la tensión efectiva para cualquier punto con deformación plástica equivalente $\bar{\epsilon}_p = 0$. La contribución de la tensión interna y tensión efectiva en el límite elástico inicial se expresa mediante la Ecuación A.10.

$$\bar{\sigma} \Big|_{\dot{\bar{\epsilon}}_p, \bar{\epsilon}_p=0}^{T=296 \text{ K}} = \bar{\sigma}_\mu \Big|_{\dot{\bar{\epsilon}}_p, \bar{\epsilon}_p=0}^{T=296 \text{ K}} + \bar{\sigma}^* \Big|_{\dot{\bar{\epsilon}}_p, \bar{\epsilon}_p=0}^{T=296 \text{ K}} \quad (\text{A.10})$$

La expresión anterior permite identificar el valor del parámetro $\alpha_1 = 0,0281$.

- (ii) El segundo paso es aplicar la formulación completa del modelo para ajustar con una curva experimental del tipo $\bar{\sigma} - \bar{\epsilon}_p \Big|_{\dot{\bar{\epsilon}}_p=0,001 \text{ s}^{-1}}^{T_0=296 \text{ K}}$. Se identifican los valores de las constantes de material M_{II} y κ_a ($\dot{\bar{\epsilon}}_p = 0,001 \text{ s}^{-1}$). Los valores obtenidos son: $M_{II} = 1,9 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ y $\kappa_a (\dot{\bar{\epsilon}}_p = 0,001 \text{ s}^{-1}) = 2,059$.
- (iii) De nuevo se aplica la formulación completa del modelo para ajustar tres curvas experimentales del tipo $\bar{\sigma} - \bar{\epsilon}_p \Big|_{\dot{\bar{\epsilon}}_p}^T$. Entonces, la dependencia de la tensión con la velocidad de deformación para la función $\kappa (\dot{\bar{\epsilon}}_p)$ puede ser determinada. Este paso permite la identificación de las constantes del material κ_0 y m_0 . Los valores obtenidos para éstos parámetros son: $\kappa_0 = 0,366$ y $m_0 = 0,0282$.

Este método para la identificación de los parámetros del modelo garantiza la unicidad de sus valores. Mediante la aplicación de este procedimiento, el modelo ha sido calibrado para el cobre OFHC recocido usando los datos experimentales obtenidos por Nemat-Nasser y Li (97). Los valores de las constantes del material se recogen en la Tabla 3.1. Las constantes físicas del cobre recocido se muestran en la Tabla 3.2. Las constantes de la parte de la izquierda de la Tabla 3.2 son fácilmente encontrados en libros de materiales; mientras que las constantes de la parte de la derecha provienen

de exámenes metalúrgicos que pueden ser encontradas en la literatura (97; 243).

A continuación, y teniendo en cuenta los valores de referencia para el cobre OFHC recocido de la Tabla 3.1, se ha llevado a cabo un estudio paramétrico de la influencia de las constantes del material en las predicciones analíticas del modelo.

El estudio paramétrico se divide en dos partes: la primera parte se examina las constantes involucradas en la formulación de la tensión interna y en la segunda parte las constantes involucradas en la formulación de la tensión efectiva.

A.2 Análisis de sensibilidad en la formulación de la tensión interna

La constante de calibración que está involucrada en la formulación de la tensión interna es α_1 ,

Ecuación 3.4, que está relacionada con el nivel de flujo tensional del material. Las predicciones resultantes del modelo se reflejan en la Figura A.1. Se puede observar que las variaciones del parámetro α_1 tiene muy poca influencia en la curva tensión-deformación del material. Esto es debido a poco papel que juega la tensión interna en el comportamiento de metales FCC recocidos. A continuación, se estudia la influencia de los parámetros de la tensión efectiva en las predicciones

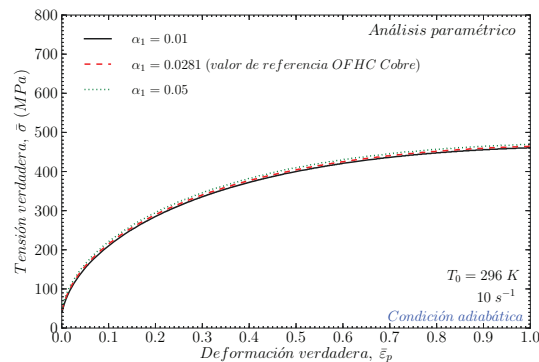


Figura A.1: Flujo plástico como función de la deformación plástica a diferentes valores del parámetro del material α_1 . Condiciones de carga: $10^{-1} s^{-1}$ y $T_0 = 296 K$.

analíticas del modelo.

A.3 Análisis de sensibilidad en la formulación de la tensión efectiva

En primer lugar se considera las constantes de calibración pertenecientes a la formulación de la densidad de dislocaciones, M_{II} , κ_0 y m_0 , Ecuaciones 3.19 y 3.20. Las predicciones del modelo resultante se pueden observar en la Figura A.2. El factor de multiplicación M_{II} juega un gran papel en las predicciones analíticas del modelo, controla el nivel de flujo tensional y endurecimiento por deformación, Figura A.2(a). Además, las constantes involucradas en el factor de aniquilación, κ_0 y m_0 , determinan el ablandamiento por deformación a grandes deformaciones, Figuras A.2(b)-A.2(c). Al incrementar κ_0 y m_0 , el ablandamiento por deformación también incrementa. A continuación, se considera las constantes de calibración α_2 y p que están involucradas en la formulación completa de la tensión efectiva, Ecuación 3.31. El resultado de las predicciones del modelo se muestran en

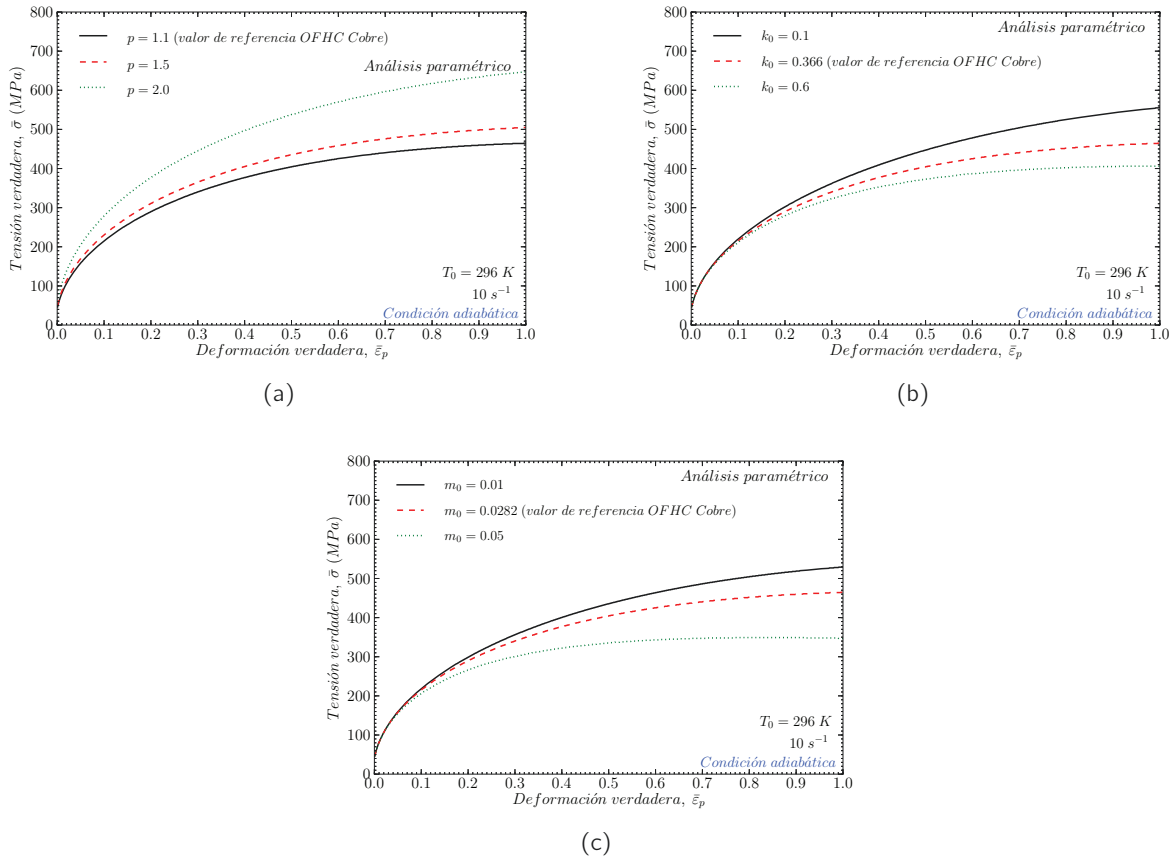


Figura A.2: Flujo plástico como función de la deformación plástica a diferentes parámetros del material: (a) M_{II} , (b) κ_0 y (c) m_0 . Condiciones de carga: 10^{-1} s^{-1} y $T_0 = 296\text{ K}$.

la Figura A.3. El parámetro α_2 afecta en gran grado a la descripción del material (*dependiente de la deformación*) ya que controla la sensibilidad a la velocidad de deformación, y por tanto, define el nivel de flujo tensional y endurecimiento por deformación, Figura A.3(a). Además, el parámetro p determina la sensibilidad a la velocidad de deformación; cuando p aumenta, el flujo tensional y el endurecimiento por deformación también incrementan, Figura A.3(b). Por último, se considera los parámetros del material q y $\dot{\epsilon}_0$ que están involucrados en la definición de la sensibilidad de la velocidad de deformación, Ecuación 3.31. Se debe resaltar que sus valores fueron asumidos (*no se determinaron en el procedimiento de calibración*) de acuerdo con las consideraciones llevadas a cabo en diversos estudios (97). El resultado de las predicciones analíticas del modelo se reflejan en la Figura A.4. El parámetro q (*de la misma manera que el parámetro p analizado anteriormente*) determina la sensibilidad a la velocidad de deformación del material (*dependiente de la deformación*); cuando q incrementa, el flujo tensional del material y el endurecimiento por deformación también aumentan, Figura A.4(a). Además, se debe resaltar que el parámetro $\dot{\epsilon}_0$ juega un papel secundario en la descripción del material; variaciones en esta constante tiene un pequeño impacto en la curva tensión-deformación del material, Figura A.4(b).

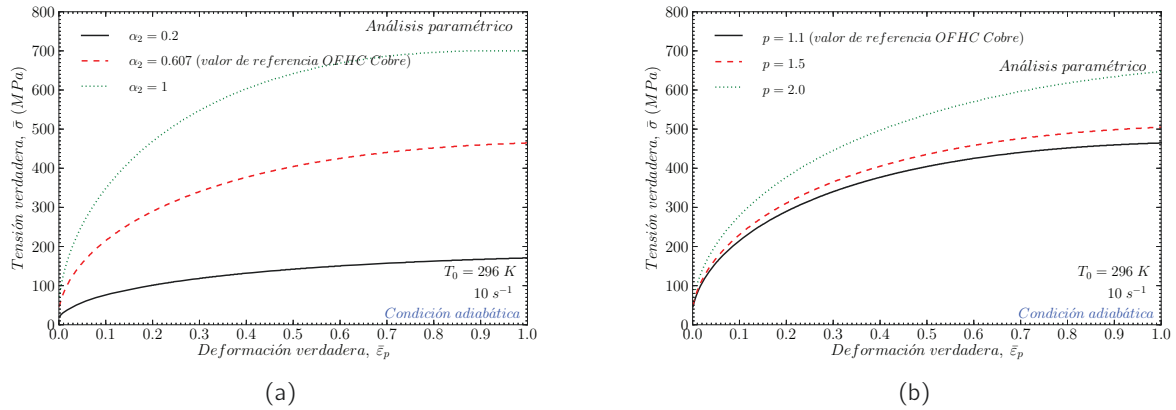


Figura A.3: Flujo plástico como función de la deformación plástica a diferentes parámetros del material: (a) α_2 , (b) ρ . Condiciones de carga: 10^{-1} s^{-1} y $T_0 = 296\text{ K}$.

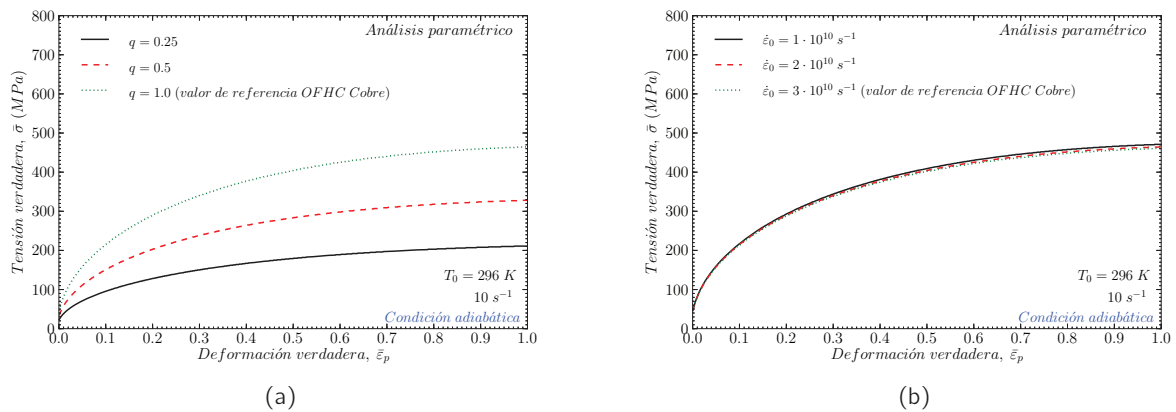


Figura A.4: Flujo plástico como función de la deformación plástica a diferentes parámetros del material: (a) q , (b) $\dot{\epsilon}_0$. Condiciones de carga: 10^{-1} s^{-1} y $T_0 = 296\text{ K}$.

B

ANEXO: MODELO DE INTEGRACIÓN

La forma unidimensional de la relación constitutiva desarrollada en esta Tesis Doctoral se ha generalizado para estados tridimensionales de tensión y deformación. Para este objetivo, se ha aplicado el esquema termoviscoplastico para la plasticidad Huber-Mises propuesto por Zaera y Fernández-Sáez (252).

La función de fluencia se define la ecuación B.1.

$$f = \bar{\sigma} - \sigma_y(\bar{\epsilon}^p, \dot{\bar{\epsilon}}^p, T) \quad (\text{B.1})$$

donde $\bar{\sigma}$ la tension equivalente, σ_y representa la ley de endurecimiento del modelo desarrollado, $\bar{\epsilon}^p$ es la deformación plástica equivalente, Ecuación B.3, $\dot{\bar{\epsilon}}^p$ es la velocidad de deformación plástica equivalente, Ecuación B.2, y T es la temperatura.

$$\dot{\bar{\epsilon}}^p = \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \dot{\epsilon}_{ij}^p \cdot \dot{\epsilon}_{ij}^p} \quad (\text{B.2})$$

$$\bar{\epsilon}^p = \int \dot{\bar{\epsilon}}^p dt \quad (\text{B.3})$$

Se asume la descomposición aditiva del tensor de deformación (*aproximación hipoeástico-plástica*), el tensor total de deformación plástica $\dot{\epsilon}_{ij}$ es expresada como la suma del tensor de la la velocidad de deformación elástica $\dot{\epsilon}_{ij}^e$, tensor de la la velocidad de deformación plástica $\dot{\epsilon}_{ij}^p$ y tensor de la la velocidad de deformación térmica $\dot{\epsilon}_{ij}^T$, Ecuación B.4.

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \dot{\epsilon}_{ij}^e + \dot{\epsilon}_{ij}^p + \dot{\epsilon}_{ij}^T \quad (\text{B.4})$$

Las deformaciones elásticas están relacionadas a través de la ley isotrópica-hipoeástico, Ecuación B.5.

$$\dot{\sigma}_{ij} = C_{ijkl} \cdot \epsilon_{kl}^e \quad (\text{B.5})$$

Donde C_{ijkl} es el tensor elástico lineal isótropo de 4º orden.

El tensor de deformaciones térmico es definido por la Ecuación XX

$$\dot{\epsilon}_{ij}^T = \alpha \cdot \dot{T} \delta_{ij} \quad (\text{B.6})$$

Siendo α es el coeficiente de expansion termica y δ_{ij} es la matriz unidad ($\delta_{ij} = 1$ si $i = j$).

Para definir las deformaciones inelásticas se emplea la regla de flujo no asociativa, Ecuación B.7.

$$\varepsilon_{ij}^p = \dot{\lambda} \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \quad (\text{B.7})$$

Donde $\dot{\lambda}$ es el multiplicador plástico que, en plasticidad J2, puede definirse como la Ecuación B.8.

$$\dot{\lambda} = \frac{\Delta \lambda}{\Delta t} = \dot{\bar{\varepsilon}}^p \quad (\text{B.8})$$

Y así, la equivalencia entre del multiplicador plástico y la deformación plástica equivalente queda determinada como la Ecuación B.9

$$\bar{\varepsilon}^p = \lambda \quad (\text{B.9})$$

Se asume las condiciones adiabaticas de la deformacion, Ecuacion B.10

$$\Delta T(\bar{\varepsilon}^p, \bar{\sigma}) = \frac{\beta}{\rho^* \cdot C_p} \int_0^{\bar{\varepsilon}_{max}^p} \bar{\sigma}(\bar{\varepsilon}^p, \dot{\bar{\varepsilon}}^p, T) d\bar{\varepsilon}^p \quad (\text{B.10})$$

La consistencia del modelo es usado para integrar las relaciones termoviscoplasticas, por medio de la igualdad de la tensión equivalente y el límite elástico para valores actualizados de la deformación plástica, velocidad de deformación y temperatura. En el marco de los algoritmos de retorno, la condición de consistencia, Ecuación B.11, puede se escrita en términos de incrementos de la deformación plástica equivalente correspondiente a cada paso de tiempo, Ecuacion B.12.

$$\dot{\lambda} f = 0 \quad (\text{B.11})$$

$$f(\Delta \bar{\varepsilon}^p) = 0 \quad (\text{B.12})$$

Linealizando la condicion de consistencia, se obtiene la siguiente expresion, Ecuacion B.14, que permite iterativamente obtener $\Delta \bar{\varepsilon}^p$.

$$\begin{aligned} f_{(\kappa+1)} &= f_{(\kappa)} + \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \left(-\delta \bar{\varepsilon}_{(\kappa)}^p 2G \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \Big|_{(\kappa)} \right) + \frac{\partial f}{\partial \bar{\varepsilon}^p} \Big|_{(\kappa)} \delta \bar{\varepsilon}_{(\kappa)}^p \\ &\quad + \frac{\partial f}{\partial \bar{\varepsilon}^p} \Big|_{(\kappa)} \frac{\partial \bar{\varepsilon}_{(\kappa)}^p}{\Delta t} \\ &\quad + \frac{\partial f}{\partial T} \Big|_{(\kappa)} \frac{\beta}{\rho C_p} \left(\delta \bar{\varepsilon}_{(\kappa)}^p \bar{\sigma}_{n+1}^{trial} - 6G \Delta \delta \bar{\varepsilon}_{(\kappa)}^p \delta \bar{\varepsilon}_{(\kappa)}^p \right) \\ &= 0 \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

Donde κ es el índice de iteración. De la expresión previa, $\delta \bar{\varepsilon}_{(\kappa)}^p$ puede ser calculado como la Ecuación B.14.

$$\delta \bar{\varepsilon}_{(\kappa)}^p \approx \frac{f_{(\kappa)}}{3G - \frac{\partial f}{\partial \bar{\varepsilon}^p} \Big|_{(\kappa)} - \frac{1}{\Delta T} \frac{\partial f}{\partial \bar{\varepsilon}^p} \Big|_{(\kappa)} - \frac{\delta f}{\delta T} \Big|_{(\kappa)} \frac{\beta}{\rho C_p} \left(\bar{\sigma}_{n+1}^{trial} - 6G \Delta \delta \bar{\varepsilon}_{(\kappa)}^p \right)} \quad (\text{B.14})$$

Entonces, $\Delta \lambda$ se actualiza después de cada iteración, Ecuación B.15

$$\Delta \lambda_{(\kappa+1)} = \Delta \lambda_{(\kappa)} + \delta \lambda_{(\kappa)} \quad (\text{B.15})$$

Todas las variables pueden ser calculadas del valor final de $\Delta \lambda$. Una explicación más detallada del procedimiento de integración se puede encontrar en el artículo de Zaera y Fernández-Sáez (252).

Bibliografía

- [1] P. Bridgman, *Studies in Large Plastic Flow and Fracture*. McGraw-Hill, 1952.
- [2] F. McClintock, S. Kaplan, and C. Berg, "Ductile Fracture by Hole Growth in Shear Bands," *International Journal of Fracture Mechanics*, vol. 2, no. 4, pp. 614–644, 1966.
- [3] F. McClintock, "A Criterion for Ductile fracture by the Growth of Holes," *Journal of Applied Mechanics*, vol. 32, no. 2, pp. 363–372, 1968.
- [4] G. Johnson and W. Cook, "Fracture characteristics of three metals subjected to various strains, strain rates, temperatures and pressures," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 21, no. 1, pp. 31–48, 1985.
- [5] J. Rice and D. Tracer, "On the Ductile Enlargement of Voids in triaxial stress fields," *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 17, pp. 201–217, 1969.
- [6] J. Kim, X. Gao, and T. Srivatsan, "Modeling of crack growth in ductile solids: a three-dimensional analysis," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 40, pp. 7357–7374, Dec. 2003.
- [7] J. Kim, X. Gao, and T. S. Srivatsan, "Modeling of void growth in ductile solids: effects of stress triaxiality and initial porosity," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 71, pp. 379–400, Feb. 2004.
- [8] J. Kim, G. Zhang, and X. Gao, "Modeling of ductile fracture: Application of the mechanism-based concepts," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 44, pp. 1844–1862, Mar. 2007.
- [9] Y. Bao and T. Wierzbicki, "On fracture locus in the equivalent strain and stress triaxiality space," *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 46, pp. 81–98, Jan. 2004.
- [10] X. Gao, T. Wang, and J. Kim, "On ductile fracture initiation toughness: Effects of void volume fraction, void shape and void distribution," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 42, pp. 5097–5117, Sept. 2005.
- [11] I. Barsoum and J. Faleskog, "Rupture mechanisms in combined tension and shear—Experiments," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 44, pp. 1768–1786, Mar. 2007.
- [12] I. Barsoum and J. Faleskog, "Rupture mechanisms in combined tension and shear—Micromechanics," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 44, pp. 5481–5498, Aug. 2007.
- [13] Y. Bai and T. Wierzbicki, "A new model of metal plasticity and fracture with pressure and Lode dependence," *International Journal of Plasticity*, vol. 24, pp. 1071–1096, 2008.
- [14] M. Brünig, O. Chyra, D. Albrecht, L. Driemeier, and M. Alves, "A ductile damage criterion at various stress triaxialities," *International Journal of Plasticity*, vol. 24, pp. 1731–1755, Oct. 2008.
- [15] X. Gao, T. Zhang, M. Hayden, and C. Roe, "Effects of the stress state on plasticity and ductile failure of an aluminum 5083 alloy," *International Journal of Plasticity*, vol. 25, pp. 2366–2382, Dec. 2009.
- [16] Y. Bao and T. Wierzbicki, *Prediction of Ductile Crack Formation in Uncracked Bodies*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2003.
- [17] Basaran;Merden, *Stress State Dependent Damage Modeling with a Focus on the Lode Angel Influence*. PhD thesis, 2011.

- [18] D. L. Djapic Oosterkamp, A. Ivankovic, and G. Venizelos, "High strain rate properties of selected aluminium alloys," *Materials Science and Engineering: A*, vol. 278, pp. 225–235, Feb. 2000.
- [19] R. Smerd, *Constitutive behavior of aluminum alloy sheet at high strain rates*. PhD thesis, 2005.
- [20] D. Wowk, *Effects of prestrain on the strain rate sensitivity of aa5754 sheet*. PhD thesis, 2008.
- [21] Y. Chen, a.H. Clausen, O. Hopperstad, and M. Langseth, "Stress–strain behaviour of aluminium alloys at a wide range of strain rates," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 46, pp. 3825–3835, Oct. 2009.
- [22] J. Rodríguez-Martínez, *Advanced constitutive relations for modeling thermo-viscoplastic behaviour of metallic alloys subjected to impact loading*. PhD thesis, Univesidad Carlos III de Madrid, 2010.
- [23] J. Rodríguez Martínez, A. Rusinek, and A. Arias, "Thermo-viscoplastic behaviour of 2024-T3 aluminium sheets subjected to low velocity perforation at different temperatures," *Thin-Walled Structures*, vol. 47, pp. 1268–1284, 2010.
- [24] T. Borvik, M. Langseth, O. Hopperstad, and K. Malo, "Ballistic penetration of steel plates.," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 22, no. 1, p. 855–886, 1999.
- [25] T. Borvik, O. Hopperstad, and M. Berstad, T. Langseth, "Perforation of 12 mm thick steel plates by 20 mm diameter projectiles with flat, hemispherical and conical noses part ii. numerical simulations," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 27, no. 1, pp. 37–64, 2002.
- [26] T. Børvik, O. S. Hopperstad, M. Langseth, and K. A. Malo, "Effect of target thickness in blunt projectile penetration of Wieldox 460 E steel plates," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 28, pp. 413–464, Apr. 2003.
- [27] T. Børvik, A. H. Clausen, O. S. Hopperstad, and M. Langseth, "Perforation of AA5083-H116 aluminium plates with conical-nose steel projectiles—experimental study," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 30, pp. 367–384, Apr. 2004.
- [28] T. Børvik, A. H. Clausen, O. S. Hopperstad, and M. Langseth, "Perforation of AA5083-H116 aluminium plates with conical-nose steel projectiles—experimental study," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 30, pp. 367–384, Apr. 2004.
- [29] T. Børvik, A. H. Clausen, M. Eriksson, T. Berstad, O. Sture Hopperstad, and M. Langseth, "Experimental and numerical study on the perforation of AA6005-T6 panels," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 32, pp. 35–64, Dec. 2005.
- [30] T. Børvik, O. S. Hopperstad, and K. O. Pedersen, "Quasi-brittle fracture during structural impact of AA7075-T651 aluminium plates," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 37, pp. 537–551, May 2010.
- [31] N. Gupta and V. Madhu, "Normal and oblique impact of kinetic energy projectile on mild steel plates," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 12, no. 3, pp. 333–343, 1992.
- [32] N. K. Gupta and A. Khullar, "Collapse of square and rectangular tubes in transverse loading," vol. 63, pp. 479–490, 1993.
- [33] N. Gupta and A. Khullar, "Collapse of square and rectangular tubes in transverse loading," *Archive of Applied Mechanics*, vol. 63, pp. 479–490, 1993.
- [34] N. Gupta and V. Madhu, "An experimental study of normal and oblique impact of hard-core projectile on single and layered plates," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 19, pp. 395–414, May 1997.

- [35] N. Gupta, M. Iqbal, and G. Sekhon, "Experimental and numerical studies on the behavior of thin aluminum plates subjected to impact by blunt- and hemispherical-nosed projectiles," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 32, pp. 1921–1944, Dec. 2006.
- [36] N. Gupta, M. Iqbal, and G. Sekhon, "Effect of projectile nose shape, impact velocity and target thickness on deformation behavior of aluminum plates," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 44, pp. 3411–3439, May 2007.
- [37] N. Gupta, M. Iqbal, and G. Sekhon, "Effect of projectile nose shape, impact velocity and target thickness on the deformation behavior of layered plates," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 35, pp. 37–60, 2008.
- [38] J. Rodríguez Martínez, A. Rusinek, and A. Arias, "Thermo-viscoplastic behaviour of 2024-T3 aluminium sheets subjected to low velocity perforation at different temperatures," *Thin-Walled Structures*, vol. 47, pp. 1268–1284, July 2010.
- [39] R. Recht and T. Ipson, "Ballistic Perforation Dynamics," *Journal of Applied Mechanics*, 1963.
- [40] J. Zukas, *Impact Dynamics*. Wiley, 1982.
- [41] R. Corran, P. Shadbolt, and C. Ruiz, "Impact loading of plates- an experimental investigation," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 1, no. 1, pp. 3–22, 1983.
- [42] T. Børvik, M. Langseth, O. Hopperstad, and K. Malo, "Perforation of 12 mm thick steel plates by 20 mm diameter projectiles with flat, hemispherical and conical noses Part I: Experimental study," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 27, pp. 19–35, 2002.
- [43] A. Arias, J. Rodríguez-Martínez, and A. Rusinek, "Numerical simulations of impact behaviour of thin steel plates subjected to cylindrical, conical and hemispherical non-deformable projectiles," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 75, pp. 1635–1656, Apr. 2008.
- [44] J. Rodríguez-Martínez, a. Rusinek, R. Pesci, and R. Zaera, "Experimental and numerical analysis of the martensitic transformation in AISI 304 steel sheets subjected to perforation by conical and hemispherical projectiles," *International Journal of Solids and Structures*, Oct. 2012.
- [45] X. Chen and Q. Li, "Perforation of a thick plate by rigid projectiles," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 28, pp. 743–759, 2003.
- [46] S. Dey, T. Børvik, O. Hopperstad, J. Leinum, and M. Langseth, "The effect of target strength on the perforation of steel plates using three different projectile nose shapes," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 30, pp. 1005–1038, Sept. 2004.
- [47] a.J. Neilson, "Empirical equations for the perforation of mild steel plates," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 3, pp. 137–142, Jan. 1985.
- [48] I. Crouch, B. Baxter, and R. Woodward, "Empirical tests of a model for thin plate perforation," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 9, no. 1, pp. 19–33, 1990.
- [49] D. Liu and W. Stronge, "Ballistic limit of metal plates struck by blunt deformable missiles: experiments," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 37, pp. 1403–1423, Mar. 2000.
- [50] A. Kumar, F. Hauser, and J. Dorn, "Viscous drag on dislocations in aluminum at high strain rates," *Acta Metallurgica*, vol. 16, pp. 1189–1197, Sept. 1968.
- [51] R. J. Clifton, "Dynamic Plasticity," *Journal of Applied Mechanics*, vol. 50, no. 4b, pp. 941–952, 1983.

- [52] P. Follansbee, *Metallurgical applications of shock-wave and high-strain-rate phenomena*, ch. High-strain-rate deformation of fcc metals and alloys, pp. 451–480. Marcel Dekker, New York, 1986.
- [53] G. Regazzoni, U. Kocks, and P. Follansbee, “Dislocation kinetics at high strain rates,” *Acta Metallurgica*, vol. 35, no. 12, pp. 2865 – 2875, 1987.
- [54] P. Follansbee and U. Kocks, “A constitutive description of the deformation of copper based on the use of the mechanical threshold stress as an internal state variable,” *Acta Metallurgica*, vol. 36, no. 1, pp. 81 – 93, 1988.
- [55] F. J. Zerilli, N. Surface, and S. Spring, “The effect of dislocation drag on the stress-strain behavior of f.c.c. metals,” *Acta Metallurgica Et Materialia*, vol. 40, no. 8, pp. 1803–1808, 1992.
- [56] M. Huang, P. E. Rivera-Díaz-del Castillo, O. Bouaziz, and S. van der Zwaag, “A constitutive model for high strain rate deformation in FCC metals based on irreversible thermodynamics,” *Mechanics of Materials*, vol. 41, pp. 982–988, Sept. 2009.
- [57] G. Taylor, “Plastic strain in metals,” *Journal of the Institute of Metals*, vol. 62, pp. 307–324, 1938.
- [58] E. Orowan, “Fracture and strength of solids,” *Reports on Progress in Physics*, vol. 12, pp. 185–232, 1949.
- [59] Y. Lin and X.-M. Chen, “A critical review of experimental results and constitutive descriptions for metals and alloys in hot working,” *Materials & Design*, vol. 32, pp. 1733–1759, Apr. 2011.
- [60] P. Perzyna, *Fundamental problems in viscoplasticity*, pp. 243–377. New York Academic Press, 1966.
- [61] J. D. Campbell and W. G. Ferguson, “The temperature and strain-rate dependence of the shear strength of mild steel,” *Philosophical Magazine*, vol. 21, no. 169, pp. 63–82, 1970.
- [62] U. Kocks, A. Argon, and M. Ashby, *Thermodynamics and kinetics of slip*, *Progress in Materials Science* 19. Pergamon, 1975.
- [63] A. Seeger, *Dislocations and mechanical properties of crystal*, ch. The mechanism of glide and work-hardening in face-centered cubic and hexagonal close-packed metal, pp. 243–329. New York: Wiley, 1957.
- [64] Z. Basinski, “Thermally activated glide in fcc metals and its application to the theory of strain hardening,” *Philosophical Magazine*, vol. 4, pp. 393–432, 1959.
- [65] H. Conrad, “On the mechanism of yielding and flow in iron,” *Journal of Iron and Steel institute*, vol. 198, no. 8, pp. 364–375, 1961.
- [66] J. R. Klepaczko, “History effects in polycrystalline BCC metals and steel subjected to rapid changes in strain-rate and temperature,” *Archive of Applied Mechanics*, vol. 34, pp. 419–436, 1982.
- [67] J. Klepaczko, “Physical-state variables-Key to constitutive modeling in dynamic plasticity,” *Nuclear Engineering and Design*, vol. 127, pp. 103–115, 1991.
- [68] G. Taylor, “Thermally-activated deformation of BCC metals and alloys,” *Progress in Materials Science*, vol. 36, pp. 29–61, 1992.
- [69] U. Kocks, “Realistic constitutive relations for metal plasticity,” *Materials Science and Engineering: A*, vol. 317, pp. 181–187, Oct. 2001.
- [70] U. Kocks and H. Mecking, “Physics and phenomenology of strain hardening: the FCC case,” *Progress in Materials Science*, vol. 48, pp. 171–273, Jan. 2003.

- [71] A. Lennon and K. Ramesh, "The influence of crystal structure on the dynamic behavior of materials at high temperatures," *International Journal of Plasticity*, vol. 20, pp. 269–290, Feb. 2004.
- [72] A. B. Tanner and D. L. McDowell, "Deformation, temperature and strain rate sequence experiments on OFHC Cu," *International Journal of Plasticity*, vol. 15, pp. 375–399, Apr. 1999.
- [73] R. Liang and A. S. Khan, "A critical review of experimental results and constitutive models for BCC and FCC metals over a wide range of strain rates and temperatures," *International Journal of Plasticity*, vol. 15, pp. 963–980, Jan. 1999.
- [74] A. Rusinek, J. Rodríguez-Martínez, and A. Arias, "A thermo-viscoplastic constitutive model for FCC metals with application to OFHC copper," *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 52, pp. 120–135, Feb. 2010.
- [75] G. Cowper and P. S. Symonds, *Strain-hardening and strain-rate effects in the impact loading of cantilever beams*. Providence, R.I. Division of Applied Mathematics, 1952.
- [76] J. Litonski, "Plastic flow of a tube under adiabatic torsion," *Bull Polytechnic Academy of Science*, vol. 25, no. 1, pp. 7–14, 1977.
- [77] J. R. Klepaczko, "A practical stress–strain–strain rate–temperature constitutive relation of the power form," *J. Mech. Work. Technol.*, vol. 15, no. 1, pp. 143–165, 1987.
- [78] E. ElMagd, "Mechanical properties at high strain rates," *J. Phys. IV*, vol. 4, no. 1, pp. 149–170, 1994.
- [79] A. Rusinek, J. Rodríguez-Martínez, A. Arias, J. Klepaczko, and J. Lopez-Puente, "Influence of conical projectile diameter on perpendicular impact of thin steel plate," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 75, pp. 2946–2967, July 2008.
- [80] S. Nemat-Nasser and W.-G. Guo, "Thermomechanical response of dh-36 structural steel over a wide range of strain rates and temperatures," *Mechanics of Materials*, vol. 35, no. 11, pp. 1023 – 1047, 2003.
- [81] J. Klepaczko, "Thermally Activated Flow and Strain Rate History Effects for some Polycrystalline FCC Metals," *Materials Science and Engineering*, vol. 18, pp. 121–135, 1975.
- [82] H. W. Swift, "Plastic instability under plane stress," *J. Mech. Phys. Solids*, vol. 1, no. 1, pp. 1–18, 1952.
- [83] H. Zao and G. Gary, "The testing and behaviour modelling of sheet metals at strain rates," *Materials Science and Engineering A*, vol. 1, no. 207, pp. 46–50, 1996.
- [84] P. Larour, P. Verleysen, and W. Bleck, "Influence of uniaxial, biaxial and plane strain pre-straining on the dynamic tensile properties of high strength sheet steels," *J. Phys. IV*, vol. 1, no. 134, pp. 1085–1090, 2006.
- [85] a. Rusinek, R. Zaera, and J. Klepaczko, "Constitutive relations in 3-D for a wide range of strain rates and temperatures – Application to mild steels," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 44, pp. 5611–5634, Aug. 2007.
- [86] A. Rusinek, R. Zaera, J. R. Klepaczko, and R. Cheriguene, "Analysis of inertia and scale effects on dynamic neck formation during tension of sheet steel," *Acta Materialia*, vol. 1, no. 53, pp. 5387–5400, 2005.
- [87] J. R. Klepaczko, "Review on critical impact velocities in tension and shear.," *Int. J. Impact Eng.*, vol. 1, no. 32, pp. 188–209, 2005.

- [88] X. Teng, *High Velocity Impact Fracture*. PhD thesis, 2005.
- [89] X. Teng, T. Wierzbicki, and H. Couque, "On the transition from adiabatic shear banding to fracture," *Mech. Materials*, vol. 1, no. 39, pp. 1007–125, 2007.
- [90] J. Klepaczko, A. Rusinek, J. Rodríguez-Martínez, R. Pęcherski, and A. Arias, "Modelling of thermo-viscoplastic behaviour of DH-36 and Weldox 460-E structural steels at wide ranges of strain rates and temperatures, comparison of constitutive relations for impact problems," *Mechanics of Materials*, vol. 41, pp. 599–621, May 2009.
- [91] M. Considère, "L'emploi du fer de l'acier dans les constructions," *Annales des Ponts et Chaussées*, vol. 1, no. 34, pp. 574–575, 1885.
- [92] Y. M. Wang and E. Ma, "Strain hardening, strain rate sensitivity, and ductility of nanostructured metals," *Materials Science and Engineering A*, vol. 1, no. 375-377, pp. 46–52, 2004.
- [93] J. Rodríguez Martínez, A. Rusinek, and A. Arias, "Relation between strain hardening of steel and critical impact velocity in tension," *Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, vol. 47, no. 3, pp. 645–665, 2009.
- [94] J. Rodríguez Martínez, A. Rusinek, and A. Arias, "Influence of flow stress and strain hardening of high strength structural steel on the necking formation under dynamic tension.," in *9th International Conference 2*, pp. 1589–1594, DYMAT, 2009. Bruselas, Bélgica.
- [95] A. Rusinek, J. Rodríguez-Martínez, J. Klepaczko, and R. Pęcherski, "Analysis of thermo-visco-plastic behaviour of six high strength steels," *Materials & Design*, vol. 30, pp. 1748–1761, May 2009.
- [96] F. J. Zerilli and R. W. Armstrong, "Dislocation mechanics based constitutive relations for material dynamics calculations," *Journal of Applied Physics*, vol. 61, no. 5, pp. 1816–1826, 1987.
- [97] S. Nemat-Nasser and Y. Li, "Flow Stress of FCC Polycrystals with application to OFCHC," *Acta Metallurgica*, vol. 46, no. 2, pp. 565–577, 1998.
- [98] A. Rusinek and J. Klepaczko, "Shear testing of a sheet steel at wide range of strain rates and a constitutive relation with strain-rate and temperature dependence of the flow stress," *International Journal of Plasticity*, vol. 17, pp. 87–115, 2001.
- [99] A. Molinari and G. Ravichandran, "Constitutive modeling of high-strain-rate deformation in metals based on the evolution of an effective microstructural length," *Mechanics of Materials*, vol. 37, pp. 737–752, July 2005.
- [100] G. Z. Voyiadjis and F. H. Abed, "Effect of dislocation density evolution on the thermomechanical response of metals with different crystal structures at low and high strain rates and temperatures," *Archive of Applied Mechanics*, pp. 299–343, 2005.
- [101] G. Voyiadjis and F. Abed, "Microstructural based models for bcc and fcc metals with temperature and strain rate dependency," *Mechanics of Materials*, vol. 37, no. 2-3, pp. 355–378, 2005.
- [102] L. Durrenberger, J. Klepaczko, and A. Rusinek, "Constitutive Modeling of Metals Based on the Evolution of the Strain-Hardening Rate," *Journal of Engineering Materials and Technology*, vol. 129, no. 4, p. 550, 2007.
- [103] G. Voyiadjis and a. Almasri, "A physically based constitutive model for fcc metals with applications to dynamic hardness," *Mechanics of Materials*, vol. 40, no. 6, pp. 549–563, 2008.

- [104] G. Z. Voyiadjis, S. Hoseini, and G. Farrahi, "Effects of stress invariants and reverse loading on ductile fracture initiation," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 49, no. 13, pp. 1541–1556, 2012.
- [105] A. Rusinek and J. Rodríguez-Martínez, "Thermo-viscoplastic constitutive relation for aluminium alloys, modeling of negative strain rate sensitivity and viscous drag effects," *Materials & Design*, vol. 30, pp. 4377–4390, Dec. 2009.
- [106] J. Klepaczko and C. Chiem, "On rate sensitivity of FCC metals, instantaneous rate sensitivity and rate sensitivity of strain hardening," *Journal of Mechanical Physics and Solids*, vol. 34, no. 1, pp. 29–54, 1986.
- [107] S. Tanimura and J. Duffy, "Strain rate effects and temperature history effects for three different tempers of 4340 var steel," *International Journal of Plasticity*, vol. 2, no. 1, pp. 21 – 35, 1986.
- [108] L. Campagne, L. Daridon, and S. Ahzi, "A physically based model for dynamic failure in ductile metals," *Mechanics of Materials*, vol. 37, pp. 869–886, Aug. 2005.
- [109] B. Berisha, *Computational modeling of combined hardening phenomena based on dislocation density theory*. PhD thesis, Zürich, 2010.
- [110] Y. Estrin and H. Mecking, "A unified phenomenological description of work hardening and creep based on one-parameter models," *Acta Metallurgica*, vol. 32, no. 1, pp. 57–70, 1998.
- [111] J. Klepaczko and C. Chiem, "On rate sensitivity of f.c.c. metals, instantaneous rate sensitivity and rate sensitivity of strain hardening," *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 34, no. 1, pp. 29–54, 1986.
- [112] N. Bonora and P. P. Milella, "Constitutive modeling for ductile metals behavior incorporating strain rate, temperature and damage mechanics," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 26, pp. 53–64, Dec. 2001.
- [113] M. Ashby and H. Frost, *Constitutive Equations in Plasticity*, ch. The kinematics of inelastic deformation above 0 K, p. 117. Argon, A.S., 1975.
- [114] W. Garrison Jr and N. Moody, "Ductile Fracture," *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 48, no. 11, pp. 1035–1074, 1987.
- [115] J. Hancock and A. MacKenzie, "On the Mechanism of Ductile Failure in High-Strength steels subjected to multi-axial stress-states," *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 24, pp. 147–169, 1975.
- [116] Y. Bao, "Dependence of ductile crack formation in tensile tests on stress triaxiality, stress and strain ratios," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 72, pp. 505–522, Mar. 2005.
- [117] Y. Bao and T. Wierzbicki, "A Comparative Study on Various Ductile Crack Formation Criteria," *Journal of Engineering Materials and Technology*, vol. 126, no. 3, p. 314, 2004.
- [118] V. Lode, "Versuche über den einfluss der mittleren hauptspannung auf die fließgrenze," *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, vol. 5, no. 2, pp. 142–144, 1925.
- [119] O. N. Saabye and M. Ristinmaa, *The mechanics of constitutive modelling*, ch. Failure and initial yield criteria, pp. 145–202. Elsevier Science Ltd, 2005.
- [120] L. Kachanov, "Time of the rupture process under creep conditions," *Izv. Akad. Nauk. S.S.R. Otd. Tech. Nauk.*, vol. 8, no. 1, pp. 26–31, 1958.

- [121] Y. Rabotnov, *Creep Problems in Structural Members*. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1969.
- [122] J. Hult, "Continuum damage mechanics – capabilities limitations and promises," *Mechanics of Deformation and Fracture*, no. 1, pp. 233–247, 1979.
- [123] J. Lemaitre and J. Chaboche, *Mécanique des matériaux solides*. Dunod, Paris, 1985.
- [124] J. Chaboche, "Continuum Damage Mechanics: Part I-General Concepts," *Journal of Applied Mechanics*, vol. 55, pp. 59–64, 1988.
- [125] M. Alves and N. Jones, "Influence of hydrostatic stress on failure of axisymmetric notched specimens," *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 47, pp. 643–667, 1999.
- [126] H. Altenbach and J. Skrzypek, *Creep and Damage in Materials and Structures*. Springer, Wien, New York, CISM, 1999.
- [127] B. Coleman and M. Gurtin, "Thermodynamics with internal state variables," *Journal of Chemical Physics*, vol. 47, no. 1, pp. 597–613, 1967.
- [128] J. Rice, "Inelastic constitutive relations for solids. an internal-variable theory and its application to metal plasticity.," *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 19, no. 1, pp. 433–455, 1971.
- [129] M. Bruenig, "An anisotropic ductile damage model based on irreversible thermodynamics," *International Journal of Plasticity*, vol. 19, no. 1, pp. 1679–1713, 2003.
- [130] B. Houssem, S. Khema, and D. Abdelwaheb, "On non-associative anisotropic finite plasticity fully coupled with isotropic ductile damage for metal forming," *International Journal of Plasticity*, vol. 26, no. 1, pp. 1541–1575, 2010.
- [131] A. S. Khan and H. Liu, "Strain rate and temperature dependent fracture criteria for isotropic and anisotropic metals," *International Journal of Plasticity*, vol. 37, pp. 1–15, Oct. 2012.
- [132] A. Gurson, *Plastic Flow and Fracture Behavior of Ductile Materials Incorporating Void Nucleation, Growth and Interaction*. Brown University, 1975.
- [133] A. Gurson, *Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth. Part I. yield criteria and flow rules for porous ductile media*. Transactions of the ASME Journal of Engineering Materials and Technology, 1977.
- [134] L. Xue, "Damage accumulation and fracture initiation in uncracked ductile solids subject to triaxial loading," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 44, pp. 5163–5181, Aug. 2007.
- [135] X. Teng, "Numerical prediction of slant fracture with continuum damage mechanics.," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 75, no. 8, pp. 2020–2041, 2008.
- [136] G. Le Roy, J. Embury, G. Edward, and M. Ashby, "A model of ductile fracture based on the nucleation and growth of voids," *Acta Metallurgica*, vol. 29, pp. 1509–1522, 1981.
- [137] Y. Bai, Y. Bao, and T. Wierzbicki, "Fracture of prismatic aluminum tubes under reverse straining," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 32, pp. 671–701, May 2006.
- [138] D. Mohr and S. Henn, "Calibration of Stress-triaxiality Dependent Crack Formation Criteria: A New Hybrid Experimental–Numerical Method," *Experimental Mechanics*, vol. 47, pp. 805–820, Feb. 2007.
- [139] T. Wierzbicki, Y. Bao, Y.-W. Lee, and Y. Bai, "Calibration and evaluation of seven fracture models," *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 47, pp. 719–743, Apr. 2005.

- [140] T. Wierzbicki, "Fracture of Advance High Strength Steels (AHSS)," 2006.
- [141] D. Mohr and F. Ebnoether, "Plasticity and fracture of martensitic boron steel under plane stress conditions," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 46, pp. 3535–3547, Oct. 2009.
- [142] X. Gao and J. Kim, "Modeling of ductile fracture: Significance of void coalescence," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 43, pp. 6277–6293, Oct. 2006.
- [143] L. Xue, *Ductile Fracture Modeling - Theory, Experimental Investigation and Numerical Verification*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2007.
- [144] Y. Bai, *Effect of Loading History on Necking and Fracture*. PhD thesis, 2008.
- [145] X. Gao, T. Zhang, J. Zhou, S. M. Graham, M. Hayden, and C. Roe, "On stress-state dependent plasticity modeling: Significance of the hydrostatic stress, the third invariant of stress deviator and the non-associated flow rule," *International Journal of Plasticity*, vol. 27, pp. 217–231, Feb. 2011.
- [146] J. Zhou, M. Hayden, and X. Gao, "An investigation of the strain rate and temperature effects on the plastic flow stress and ductile failure strain of aluminum alloys 5083-H116, 6082-T6 and a 5183 weld metal," *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science*, June 2012.
- [147] S. M. Graham, T. Zhang, X. Gao, and M. Hayden, "Development of a combined tension–torsion experiment for calibration of ductile fracture models under conditions of low triaxiality," *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 54, pp. 172–181, Jan. 2012.
- [148] G. Mirone and D. Corallo, "A local viewpoint for evaluating the influence of stress triaxiality and Lode angle on ductile failure and hardening," *International Journal of Plasticity*, vol. 26, pp. 348–371, Mar. 2010.
- [149] X. Sun, K. Choi, a. Soulami, W. Liu, and M. Khaleel, "On key factors influencing ductile fractures of dual phase (DP) steels," *Materials Science and Engineering: A*, vol. 526, pp. 140–149, Nov. 2009.
- [150] J. Seidt, *Plastic Deformation and Ductile Fracture of 2024-T351 Aluminum under Various Loading Conditions*. PhD thesis, The Ohio State University, 2010.
- [151] A. Mackenzie, J. Hancock, and D. Brown, "On the influence of state of stress on ductile failure initiation in high strength steels," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 9, pp. 167–188, Jan. 1977.
- [152] O. S. Hopperstad, T. Berstad, and M. Langseth, "Perforation of 12 mm thick steel plates by 20 mm diameter projectiles with flat, hemispherical and conical noses Part II: numerical simulations," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 27, pp. 37–64, 2002.
- [153] A. Benzerga and J.-B. Leblond, "Ductile Fracture by Void Growth to Coalescence," in *Advances in Applied Mechanics*, p. 131, 2010.
- [154] Y. Bai, X. Teng, and T. Wierzbicki, "On the Application of Stress Triaxiality Formula for Plane Strain Fracture Testing," *Journal of Engineering Materials and Technology*, vol. 131, no. 2, p. 021002, 2009.
- [155] A. Beese, *Experimental Investigation and Constitutive Modeling of the Large Deformation Behavior of Anisotropic Steel Sheets Undergoing Strain-Induced Phase Transformation*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology.
- [156] L. Driemeier, M. Brünig, G. Micheli, and M. Alves, "Experiments on stress-triaxiality dependence of material behavior of aluminum alloys," *Mechanics of Materials*, vol. 42, pp. 207–217, Feb. 2010.

- [157] A. Beese, M. Luo, Y. Li, Y. Bai, and T. Wierzbicki, "Partially coupled anisotropic fracture model for aluminum sheets," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 77, pp. 1128–1152, May 2010.
- [158] C. L. Walters, *Development of a Punching Technique for Ductile Fracture Testing Over a Wide Range of Stress States and Strain Rates by*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2009.
- [159] A. Lindholm, "Large Strain High Strain Rate Testing of Copper," *Journal of Engineering Materials and Technology*, vol. 102, pp. 376–381, 1980.
- [160] M. Backman and W. Goldsmith, "The mechanics of penetration of projectiles into targets.," *International Journal of Engineering Science*, vol. 16, no. 1, pp. 1–99, 1978.
- [161] M. Backman and W. Goldsmith, "The mechanics of penetration of projectiles into targets Part 2," *International Journal of Engineering Science*, vol. 16, no. 1, pp. 1–99, 1978.
- [162] R. Woodward, "The interrelation of failure modes observed in the penetration of metallic targets," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 2, no. 2, pp. 121–129, 1984.
- [163] G. Corbett, S. Reid, and W. Johnson, "Impact loading of plates and shells by free-flying projectiles: A review," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 18, pp. 141–230, Mar. 1996.
- [164] J. Rodríguez-Martínez, G. Vadillo, R. Zaera, and J. Fernández-Sáez, "On the complete extinction of selected imperfection wavelengths in dynamically expanded ductile rings," *Mechanics of Materials*, 2012.
- [165] J. Lambert and G. Jonas, "Towards standardization of in terminal ballistic testing: velocity representation," tech. rep., Ballistic Research Laboratory, Aberdeen, 1976.
- [166] J. Lambert, "A residual velocity predictive model for long rod penetrators," tech. rep., Ballistic Research Laboratory, Aberdeen, 1978.
- [167] W. Thomson, "An Approximate Theory of Armor Penetration," *Journal of Applied Physics*, vol. 26, no. 1, pp. 80–82, 1955.
- [168] R. Woodward, "The penetration of metal targets by conical projectiles," *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 20, pp. 349–359, 1977.
- [169] R. L. Woodward, "The penetration of metal targets by conical projectiles," vol. 20, 1977.
- [170] L. E. Schwer and J. Day, "Computational techniques for penetration of concrete and steel targets by oblique impact of deformable projectiles," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 1, no. 125, pp. 215–238, 1991.
- [171] M. Wilkins, "Mechanics of penetration and perforation," *International Journal of Engineering Science*, vol. 16, no. 1, pp. 793–807, 1978.
- [172] D. Benson, "Computational methods in lagrangian and eulerian hydrocodes," *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, vol. 99, pp. 235–394, 1992.
- [173] W. M. B. Belytschko, T.; Liu, *Nonlinear finite elements for continua and structures*. John Wiley and Sons, 2000.
- [174] R. Zienkiewicz, O.C.; Taylor, *The finite element method volume 2: solid mechanics*. 2000.
- [175] L. Libersky and A. Petschek, "Smooth particle hydrodynamics with strength of materials," in *Proceedings of the next free Lagrange conference* (C. W. Trease H, Fritts J, ed.), vol. 395, pp. 248–57, Springer-Verlag, 1991.

- [176] B. W. and E. Asphaug, "Simulations of brittle solids using smoothed particle hydrodynamics," *Comput Phys Comm*, vol. 87, pp. 253–65, 1995.
- [177] L. Libersky, P. Randles, and T. Carney, "Recent improvements in sph modeling of hypervelocity impact.," *Int J Impact Eng.*, vol. 20, pp. 525–532, 1997.
- [178] G. Johnson, "Linking of lagrangian particle methods to standard finite element methods for high velocity impact computations," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 1, no. 150, pp. 265–274, 1994.
- [179] HKS, *Abaqus Explicit v6.10 User's Manual, version 6.10 Edition*. Dassault Systèmes, Richmond, USA, 210.
- [180] J. Monaghan, "Sph without a tensile instability," *J Comput Phys*, vol. 159, pp. 290–311, 2000.
- [181] J. S. R. Gray, J.P.; Monaghan, "Sph elastic dynamics," *Comput Methods Appl Mech Engrg*, vol. 190, pp. 6641–62., 2001.
- [182] J. Monaghan, "Smoothed particle hydrodynamics," *Ann Rev Astron Astrophys*, vol. 30, pp. 543–574, 1992.
- [183] H. Hibbitt, B. Karlsson, and P. Sorensen, *Abaqus User's Manual, ABAQUS/EXPLICIT 12.1*, 2012.
- [184] W. Smith, *Ciencia e Ingeniería de Materiales*. McGraw-Hill, 2004.
- [185] K. to Metals, "Aluminum alloy development for the airbus a380," 2009.
- [186] EAA, "Unlocking the lighth-weighting potential," tech. rep., 2011.
- [187] W. Miller, L. Zhuang, J. Bottema, a.J Wittebrood, P. De Smet, a. Haszler, and a. Vieregge, "Recent development in aluminium alloys for the automotive industry," *Materials Science and Engineering: A*, vol. 280, pp. 37–49, Mar. 2000.
- [188] K. to Metals, "Aluminum alloys in military vehicles and equipment," 2004.
- [189] K. to Metals, "Marine applications of aluminum alloys: Part one," 2004.
- [190] P. Li, C. Silvour, and N. Petrinic, "The effect of strain rate, specimen geometry and lubrication on responses of aluminum aa2024 in uniaxial compression experiments," *Experimental Mechanics*, vol. 48, no. 1, 2008.
- [191] J. Hodowany, G. Ravichandran, A. Rosakis, and P. Rosakis, "Partition of plastic work into heat and stored energy in metals," *Experimental Mechanics*, vol. 40, no. 2, 2000.
- [192] G. Johnson, J. Hoegfeldt, U. Linholm, and A. Nagy, "Response of various metals to large torsional strains over a large range of strain rates part2 less ductile metals," *Transactions of the ASME*, vol. 105, no. 1, pp. 48–53, 1983.
- [193] D. Lesuer, "Experimental investigations of material models for ti-6al-4v titanium and 2024-t3 aluminum," tech. rep., Department of Transportation, Federal Aviation Administration, USA, 2000.
- [194] D. Zhao and S. Lampman, "Effects of temperature, hot tension and compression testing," *ASM Handbook*, vol. 8, no. 1, 2000.
- [195] F. Barlat, D. Lege, and J. Brem, "A six-component yield function for anisotropic materials," *International Journal of Plasticity*, vol. 7, pp. 693–712, 1991.
- [196] D. Steglich, W. Brocks, J. Heerens, and T. Pardoen, "Anisotropic ductile fracture of Al 2024 alloys," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 75, pp. 3692–3706, Aug. 2008.

- [197] B. Landkof and W. Goldsmith, "Petalling of thin, metallic plates during penetration by cylindro-conical projectiles," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 21, no. 3, pp. 245–266, 1985.
- [198] J. Radin and W. Goldsmith, "Normal Projectile Penetration and Perforation of layered targets," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 7, no. 2, pp. 229–259, 1988.
- [199] N. Levy and W. Goldsmith, "Normal impact and perforation of thin plates by hemispherically-tipped projectiles. experimental results," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 2, no. 4, pp. 299–324, 1984.
- [200] J. Liss and W. Goldsmith, "Plate perforation phenomena due to normal impact by blunt cylinders.," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 2, no. 1, pp. 37–64, 1984.
- [201] W. Goldsmith and S. Finnegan, "Normal and oblique impact of cylindro-conical and cylindrical projectiles on metallic plates," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 4, no. 2, pp. 83–105, 1986.
- [202] R. Woodward, "A structural model for thin plate perforation by normal impact of blunt projectiles," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 6, no. 2, pp. 129–140, 1987.
- [203] R. Woodward and S. Cimpoerur, "A study of the perforation of aluminium laminate targets," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 21, no. 3, pp. 117–131, 1998.
- [204] X. Teng and T. Wierzbicki, "Evaluation of six fracture models in high velocity perforation," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 73, pp. 1653–1678, Aug. 2006.
- [205] L. Xue and T. Wierzbicki, "Ductile fracture initiation and propagation modeling using damage plasticity theory," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 75, pp. 3276–3293, July 2008.
- [206] L. Xue, "Stress based fracture envelope for damage plastic solids," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 76, pp. 419–438, Feb. 2009.
- [207] L. Malcher and F. M. A. Pires, "Numerical integration algorithm of a new model for metal plasticity and fracture including pressure and lode angle dependence," vol. 1, no. 1, pp. 1–4, 2009.
- [208] A. S. Khan and H. Liu, "A new approach for ductile fracture prediction on Al 2024-T351 alloy," *International Journal of Plasticity*, vol. 35, pp. 1–12, Aug. 2012.
- [209] Y. Lou and H. Huh, "Extension of a shear-controlled ductile fracture model considering the stress triaxiality and the Lode parameter," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 50, pp. 447–455, Jan. 2013.
- [210] T. Naka and F. Yoshida, "Deep drawability of type 5083 aluminium–magnesium alloy sheet under various conditions of temperature and forming speed," *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 89–90, pp. 19–23, May 1999.
- [211] M. Abbadi, P. Ha, and A. Zeghloul, "On the characteristics of Portevin- Le Chatelier bands in aluminium alloy 5182 under stress-controlled and strain-controlled tensile testing," *Materials Science & Engineering A*, vol. 337, pp. 194–201, 2002.
- [212] A. H. Clausen, T. Børvik, O. S. Hopperstad, and A. Benallal, "Flow and fracture characteristics of aluminium alloy AA5083–H116 as function of strain rate, temperature and triaxiality," *Materials Science and Engineering: A*, vol. 364, pp. 260–272, Jan. 2004.
- [213] R. Smerd, S. Winkler, C. Salisbury, M. Worswick, D. Lloyd, and M. Finn, "High strain rate tensile testing of automotive aluminum alloy sheet," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 32, pp. 541–560, Dec. 2005.

- [214] J. Zhou, X. Gao, M. Hayden, and J. a. Joyce, "Modeling the Ductile Fracture Behavior of an Aluminum Alloy 5083-H116 Including the Residual Stress Effect," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 85, pp. 103–116, Mar. 2012.
- [215] T. B. Stoughton and J. W. Yoon, "A new approach for failure criterion for sheet metals," *International Journal of Plasticity*, vol. 27, pp. 440–459, Mar. 2011.
- [216] M. Forrestal, V. Luk, and N. Brar, "Perforation of aluminum armor plates with conical-nose projectiles," *Mechanics of Materials*, vol. 10, pp. 97–105, Nov. 1990.
- [217] L. M. and L. P.K., "Dropped objects plugging capacity of aluminium alloy plates," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 15, no. 3, pp. 225–241, 1994.
- [218] F. Grytten, *Low-Velocity Penetration of Aluminium Plates*. PhD thesis, 2008.
- [219] M. Forrestal and T. L. Warren, "Perforation equations for conical and ogival nose rigid projectiles into aluminum target plates," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 36, pp. 220–225, Feb. 2009.
- [220] W. Močko, J. Rodríguez-Martínez, Z. L. Kowalewski, and A. Rusinek, "Compressive Viscoplastic Response of 6082-T6 and 7075-T6 Aluminium Alloys Under Wide Range of Strain Rate at Room Temperature: Experiments and Modelling," *Strain. An International Journal for Experimental Mechanics*, vol. 48, pp. 498–509, Dec. 2012.
- [221] R. Winzer and A. Glinicka, "The static and dynamic compressive behaviour of selected aluminium alloys," *Engineering transactions*, vol. 59, no. 2, pp. 85–100, 2011.
- [222] D. Lassance, D. Fabregue, F. Delannay, and T. Pardoën, "Micromechanics of room and high temperature fracture in 6xxx Al alloys," *Progress in Materials Science*, vol. 52, pp. 62–129, Jan. 2007.
- [223] L. Susmel and D. Taylor, "The Theory of Critical Distances to estimate the static strength of notched samples of Al6082 loaded in combined tension and torsion. Part II: Multiaxial static assessment," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 77, pp. 470–478, Feb. 2010.
- [224] H. Aretz, S. Keller, R. Vogt, and O. Engler, "Modelling of ductile failure in aluminium sheet forming simulation," *International Journal of Material Forming*, vol. 4, pp. 163–182, Jan. 2011.
- [225] T. Børvik, L. Olovsson, S. Dey, and M. Langseth, "Normal and oblique impact of small arms bullets on AA6082-T4 aluminium protective plates," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 38, pp. 577–589, July 2011.
- [226] I. Marom and S. Bonder, "Projectile perforation of multi-layered beams.," *International Journal of Mechanics Sciences*, vol. 21, no. 1, pp. 489–504, 1979.
- [227] M. Forrestal, Z. Rosenberg, V. Luk, and S. Bless, "Perforation of Aluminum Plates With Conical-Nosed Rods," *Transaction of the ASME*, vol. 54, pp. 230–232, 1987.
- [228] M. Langseth and P. Larsen, "Dropped objects plugging capacity of steel plates. an experimental investigation," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 9, no. 1, pp. 289–316, 1990.
- [229] A. J. Piekutowski, M. Forrestal, K. L. Poorman, and T. L. Warren, "Perforation of aluminum plates with ogive-nose steel rods at normal and oblique impacts," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 18, no. 96, pp. 877–887, 1996.
- [230] Z. Rosenberg and M. Forrestal, "Perforation of Aluminum Plates with Conical-Nosed Rods," *Journal of Applied Mechanics*, vol. 55, pp. 236–237, 1998.

- [231] I. Roisman, K. Weber, A. Yarin, V. Hohler, and M. Rubin, "Oblique penetration of a rigid projectile into a thick elastic-plastic target. theory and experiment," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 22, no. 1, pp. 707–726, 1999.
- [232] M. Forrestal and A. Piekutowski, "Penetration experiments with 6061-T6511 aluminum targets and spherical-nose steel projectiles at striking velocities between 0.5 and 3.0 km/s," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 24, pp. 734–743, 2000.
- [233] K. Dannemann, C. Anderson Jr., and G. Johnson, "Modeling the ballistic impact performance of two aluminum," *Proceedings of the symposium modeling the performance of engineering structural materials II.*, vol. 4-8, pp. 63–74, 2001.
- [234] J. Arsecularatne and L. Zhang, "Assessment of constitutive equations used in machining," *Key Engineering Materials*, vol. 274-276, no. 1, pp. 277 – 282, 2004.
- [235] F. Abed and G. Voyiadjis, "Plastic deformation modeling of AL-6XN stainless steel at low and high strain rates and temperatures using a combination of bcc and fcc mechanisms of metals," *International Journal of Plasticity*, vol. 21, pp. 1618–1639, Aug. 2005.
- [236] J. Klepaczko, "A general approach to rate sensitivity and constitutive modelling of fcc and bcc metals," *Impact: Effect of fast transient loading*, pp. 3–35, 1988.
- [237] W. Johnston and J. Gilman, "Dislocation velocities, dislocation densities, and plastic flow in lithium fluoride crystals," *Journal of Applied Physics*, no. 2, pp. 129–144, 1958.
- [238] a. Uenishi and C. Teodosiu, "Constitutive modelling of the high strain rate behaviour of interstitial-free steel," *International Journal of Plasticity*, vol. 20, pp. 915–936, Apr. 2004.
- [239] C. Gao and L. Zhang, "A constitutive model for dynamic plasticity of FCC metals," *Materials Science and Engineering: A*, vol. 527, pp. 3138–3143, May 2010.
- [240] L. Kubin and Y. Estrin, "Evolution of dislocation densities and the critical conditions for the portevin-le châtelier effect," *Acta Metallurgica et Materialia*, vol. 38, no. 5, pp. 697 – 708, 1990.
- [241] J. Klepaczko, "A numerical study of adiabatic shear banding in mild steel by dislocation mechanics based constitutive relations," *Mechanics of Materials*, vol. 24, pp. 125–139, Oct. 1996.
- [242] M. Meyers, F. Gregori, B. Kad, M. Schneider, D. Kalantar, B. Remington, G. Ravichandran, T. Boehly, and J. Wark, "Laser-induced shock compression of monocrystalline copper: characterization and analysis," *Acta Materialia*, vol. 51, no. 5, pp. 1211 – 1228, 2003.
- [243] E. Underwood, *Quantitative Stereology*. Addison–Wesley, 1970.
- [244] E. Davies and S. Hunter, "The Dynamic compression testing of solids by the method of the split Hopkinson Pressure Bar," *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 11, pp. 155–179, 1963.
- [245] T. Jankowiak, A. Rusinek, and T. Lodygowski, "Validation of the Klepaczko–Malinowski model for friction correction and recommendations on split hopkinson pressure bar," *Finite Elements in Analysis and Design*, vol. 47, pp. 1191–1208, 2011.
- [246] T. Iwamoto and T. Yokoyama, "Effects of radial inertia and end friction in specimen geometry in split hopkinson pressure bar tests: A computational study," *Mechanics of Materials*, vol. 51, pp. 97–109, 2012.
- [247] J. Klepaczko and J. Malinowski, "Dynamic frictional effects as measured from the split hopkinson pressure bar," *High: Velocity Deformation of Solids, IUTAM Symposium, Tokyo, Japan.*, p. 403, 1977.

- [248] C. Jovic, D. Wagner, P. Herve, G. Gary, and L. Lazzarotto, "Mechanical behaviour and temperature measurement during dynamic deformation on split Hopkinson bar of 304L stainless steel and 5754 aluminium alloy," *Journal of Applied Physics*, vol. 134, pp. 1279–1285, 2006.
- [249] A. S. Khan and H. Liu, "Variable strain rate sensitivity in an aluminum alloy: Response and constitutive modeling.," *International Journal of Plasticity*, vol. 36, pp. 1–14, Oct. 2012.
- [250] R. A. Frantz, J. Duffy, and J. Duffy, "The dynamic stress-strain behavior in torsion of 1100-0 aluminum subjected to a sharp increase in strain rate," *Journal of Applied Mechanics*, vol. 39, pp. 939–945, 1972.
- [251] E. El-Magd and M. Abouridouane, "Characterization, modelling and simulation of deformation and fracture behaviour of the light-weight wrought alloys under high strain rate loading," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 32, pp. 741–758, May 2006.
- [252] R. Zaera and J. Fernández-Sáez, "An implicit consistent algorithm for the integration of thermovisco-plastic constitutive equations in adiabatic conditions and finite deformations," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 43, pp. 1594–1612, Mar. 2006.
- [253] J. Faleskog and I. Barsoum, "Tension–torsion fracture experiments—part i: Experiments and a procedure to evaluate the equivalent plastic strain," *International Journal of Solids and Structures*, p. In press, 2013.
- [254] I. S.L., "Página web:usb ueye le, <http://en.ids-imaging.com/store/produkte/kameras/usb-2-0-kameras/ueye-le/where/limit/all.html>, octubre 2013."
- [255] R. D. Thomson and J. W. Hancock, "Ductile failure by void nucleation, growth and coalescence," *International Journal of Fracture*, vol. 26, pp. 99–112, Oct. 1984.
- [256] M. Dunand and D. Mohr, "On the predictive capabilities of the shear modified Gurson and the modified Mohr–Coulomb fracture models over a wide range of stress triaxialities and Lode angles," *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 59, pp. 1374–1394, July 2011.
- [257] J. Hancock and D. Brown, "On the role of strain and stress state in ductile failure," *Journal of Mechanics Physics and Solids*, vol. 31, no. 1, pp. 1–24, 1983.
- [258] M. Kpenyigba, T. Jankowiak, A. Rusinek, and R. Pesci, "Influence of projectile shape on dynamic behavior of steel sheet subjected to impact and perforation," *Thin-Walled Structures*, pp. 1–24, 2012.
- [259] F. Grytten, *Low-Velocity Penetration of Aluminium Plates*. PhD thesis, 2008.
- [260] J. Dean, C. Dunleavy, P. Brown, and T. Clyne, "Energy absorption during projectile perforation of thin steel plates and the kinetic energy of ejected fragments," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 36, pp. 1250–1258, Oct. 2009.
- [261] J. Pereira and B. A. Lerch, "Effects of heat treatment on the ballistic impact properties of inconel 718 for jet engine fan containment applications," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 25, no. 8, pp. 715 – 733, 2001.
- [262] S. Aly and Q. Li, "Critical impact energy for the perforation of metallic plates," *Nuclear Engineering and Design*, vol. 238, pp. 2521–2528, Oct. 2008.
- [263] J. Zukas, "Impact Dynamics: Theory and Experimental," tech. rep., 1980.
- [264] S. Swaddiwudhiponga, M. Islamb, and Z. Liuc, "High velocity penetration/perforation using coupled smooth particle hydrodynamics finite element method," *International Journal of Protective Structures*, vol. 1, no. 4, pp. 489–506, 2010.

- [265] J. Rodríguez Martínez, A. Rusinek, P. Chevrier, R. Bernier, and A. Arias, "Temperature measurements on ES steel sheets subjected to perforation by hemispherical projectiles," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 37, pp. 828–841, July 2010.
- [266] S. Bodner and Y. Partom, "Constitutive equations for elastic-viscoplastic strain-hardening materials.," *J. Appl. Mech.*, vol. 42, pp. 385–9, 1975.
- [267] D. Steinberg, S. Cochran, and M. Guinan, "Constitutive model for metals applicable at high strain rates," *J. Appl. Phys.*, vol. 51, no. 3, pp. 1498–504, 1980.
- [268] A. Khan, *Continuum theory of plasticity*. New York: Wiley, 1998.
- [269] W. Wood, "Experimental mechanics at velocity extremes very high strain rates," *Experimental Mechanics*, vol. 5, no. 1, p. 361–371, 1965.
- [270] H. Zhang and K. Ravi-Chandar, "On the dynamics of necking and fragmentation ii. effect of material properties geometrical constraints and absolute size," *International Journal of Fracture*, vol. 150, no. 1, pp. 3–36, 2008.
- [271] S. Mercier and A. Molinari, "Predictions of bifurcation and instabilities during dynamic extension," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 40, no. 8, pp. 1995–2016, 2003.
- [272] S. Mercier and A. Molinari, "Analysis of multiple necking in rings under rapid radial expansion," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 30, no. 4, pp. 403 – 419, 2004.
- [273] T. Wierzbicki, "Petalling of plates under explosive and impact loading," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 22, pp. 935 – 954, 1999.
- [274] Y.-W. Lee and T. Wierzbicki, "Fracture prediction of thin plates under localized impulsive loading. part ii: discing and petalling," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 31, no. 10, pp. 1277 – 1308, 2005.
- [275] J. López-Puente, A. Arias, R. Zaera, and C. Navarro, "The effect of the thickness of the adhesive layer on the ballistic limit of ceramic/metal armours. an experimental and numerical study," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 32, p. 321–336, 2005.
- [276] X. Chen and Q. Li, "Shear plugging and perforation of ductile circular plates struck by a blunt projectile," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 28, pp. 513–536, May 2003.
- [277] B. Han, J. Huang, Y. Zhu, and E. Lavernia, "Effect of strain rate on the ductility of a nanostructured aluminum alloy," *Scripta Materialia*, vol. 54, no. 6, pp. 1175–1180, 2006.
- [278] M. Hadianfard, R. Smerd, S. Winklerb, and M. Worswickb, "Effects of strain rate on mechanical properties and failure mechanism of structural al–mg alloys," *Materials Science and Engineering A*, vol. 492, no. 1, p. 283–292, 2008.
- [279] J. Pan, M. Saje, and A. Needleman, "Localization of deformation in rate sensitive porous plastic solids," *International Journal of Fracture*, vol. 4, no. 21, p. 261, 1983.
- [280] M. Worswick, N. Qiang, P. Niessen, and R. Pick, *Shock Wave and High-Strain Rate Phenomena in Metals*, pp. 87–95. A. Meyers, L.E. Murr, K.P. Standhammer Eds., 2005.