

# Desarrollo de Modelos Avanzados para la Caracterización Predictiva de Tensiones y Deformaciones en el Tratamiento Superficial de Aleaciones Metálicas mediante Ondas de Choque Generadas por Láser

Ignacio Angulo Ramonell<sup>1</sup>, Francisco Cordovilla Baró<sup>2</sup>, Wsewolod Warzanskyj Prieto<sup>3</sup>,  
Ángel García Beltrán<sup>4</sup>, Juan Antonio Porro González<sup>5</sup>, Marcos Díaz Muñoz<sup>6</sup>, José Luis Ocaña Moreno<sup>7</sup>

<sup>1</sup>GRIAL, Centro Láser, Escuela Técnica Superior de Ingenieros Industriales (ETSII), España. [ignacio.angulo@upm.es](mailto:ignacio.angulo@upm.es)

<sup>2</sup>GRIAL, Centro Láser, Escuela Técnica Superior de Ingenieros Industriales (ETSII), España. [francisco.cordovilla.baro@upm.es](mailto:francisco.cordovilla.baro@upm.es)

<sup>3</sup>GRIAL, Centro Láser, Escuela Técnica Superior de Ingenieros Industriales (ETSII), España. [wsewolod.warzanskyj@upm.es](mailto:wsewolod.warzanskyj@upm.es)

<sup>4</sup>GRIAL, Centro Láser, Escuela Técnica Superior de Ingenieros Industriales (ETSII), España. [agarcia@etsii.upm.es](mailto:agarcia@etsii.upm.es)

<sup>5</sup>GRIAL, Centro Láser, Escuela Técnica Superior de Ingenieros Industriales (ETSII), España. [japorro@etsii.upm.es](mailto:japorro@etsii.upm.es)

<sup>6</sup>GRIAL, Centro Láser, Escuela Técnica Superior de Ingenieros Industriales (ETSII), España. [marcos.diaz@upm.es](mailto:marcos.diaz@upm.es)

<sup>7</sup>GRIAL, Centro Láser, Escuela Técnica Superior de Ingenieros Industriales (ETSII), España. [jlocana@etsii.upm.es](mailto:jlocana@etsii.upm.es)

## Resumen

Entre las más recientes, y a su vez, prometedoras e innovadoras tecnologías orientadas a la mejora de las propiedades superficiales de materiales metálicos, se encuentra el tratamiento superficial mediante ondas de choque generadas por láser (Laser Shock Processing). La aplicación de un haz láser pulsado de corta duración y elevada intensidad genera una onda de choque de gran amplitud, que permite obtener una deformación localizada en las proximidades a la superficie del material, introduciendo así compresiones residuales beneficiosas en la prevención de la formación de grietas superficiales. De esta manera, se aumenta de manera considerable la vida a fatiga de aleaciones metálicas de alto valor añadido en la industria, principalmente en el sector aeroespacial. Si bien se cuenta con avances significativos en el campo experimental, se hace necesario profundizar en una caracterización fundamental del comportamiento realista de los materiales sometidos a ondas de choque de gran amplitud, siendo este el principal objetivo aportado por el trabajo presentado a la ponencia.

**Palabras clave:** Laser Shock Processing, Tensiones Residuales, Ondas de Choque, Elementos Finitos.

## Abstract

Laser Shock Processing is considered one of the most recent and at the same time promising and innovative technologies focused on metallic materials surface enhancement. The application of a high intensity pulsed laser beam within short a FWHM forces a sudden vaporization of a thin layer of materials surface, which develops in a high amplitude shockwave which generates local plastic strains near the surface, introducing beneficial compressive residual stresses which prevent from fatigue crack propagation. By this way, fatigue life in high reliability alloys, which are widely used in aerospace industry, are considerably enhanced. Significant effort has been developed in experimental characterization of the residual compressions during the last decades. However, it is essential to provide a comprehensive realistic numerical modelling of the material's behaviour subject to high amplitude shockwaves, which is the major concern of the current research.

**Keywords:** Laser Shock Processing, Residual Stresses, Shockwaves, Finite Element Method.

## 1. Introducción

El proceso LSP (del inglés, Laser Shock Processing), consiste en un tratamiento superficial de materiales metálicos mediante ondas de choque generadas por un haz láser pulsado de elevada intensidad ( $\text{GW}/\text{cm}^2$ ) y de corta duración (del orden de ns) [1]. En estas condiciones, una fina película de la superficie del material experimenta una evaporación espontánea que interactúa con la irradiación, formándose un plasma que alcanza temperaturas extremas ( $\cong 30000 \text{ K}$ ). La presencia de un medio confinante (una fina película de agua o cuarzo), limita la expansión libre del plasma, lo que permite que este alcance presiones muy elevadas ( $\cong 5 \text{ GPa}$ ) [2]. Se inicia la propagación de una onda de choque de elevada intensidad desde la superficie del material hacia el núcleo de este, introduciendo compresiones residuales en la superficie del material, lo que deriva en una mejora en la vida a fatiga [3].

El proceso LSP, está caracterizado habitualmente por elevadas velocidades de deformación (del orden de  $10^7 \text{ s}^{-1}$ ) [3]. Por otro lado, la afectación térmica se reduce a unas pocas micras de espesor del material, dado el escaso tiempo de interacción entre el plasma y la superficie no evaporada de material. Si bien hay algunos estudios que incorporan explícitamente efectos térmicos, está aceptado en la comunidad científica considerar el proceso LSP como un tratamiento superficial puramente mecánico en el que el material se ve sometido a elevadas velocidades de deformación.

Si bien el material se ve afectado por presiones que son un orden de magnitud superiores a su límite elástico, esto es posible físicamente debido a que estas tienen lugar en un intervalo temporal muy reducido. Esto supone que el material experimente un fenómeno físico conocido como deformación uniaxial [1]. En estas condiciones, el material sufre deformaciones plásticas si las presiones ejercidas superan el conocido como límite elástico de Hugoniot,  $\sigma_H$ . Además, si la presión máxima supera el doble del límite elástico de Hugoniot,  $2\sigma_H$ , se presentará una deformación en sentido contrario durante la posterior caída de la presión. De esta manera, el material experimentará el fenómeno de plasticidad cíclica. Para su correcto modelado, resulta de gran importancia tener en cuenta el conocido como efecto Bauschinger [1]: Una vez el material sufre deformaciones plásticas, la reorientación de las dislocaciones facilita una deformación posterior en la dirección opuesta. A nivel de mecánica de sólido continuo, debe considerarse que una fracción de la deformación plástica inicial computa como un incremento del límite elástico, y otra fracción como un desplazamiento de la frontera elastoplástica.

Este fenómeno físico no puede caracterizarse de manera rigurosa mediante uno de los modelos de comportamiento de material más ampliamente

utilizado en la caracterización de procesos LSP: El modelo de Johnson-Cook [4]. Se trata de un modelo de endurecimiento de tipo isotrópico en el que toda deformación plástica computa como incremento del límite elástico, imposibilitándose una correcta caracterización de la plasticidad cíclica presente en procesos LSP. Otro aspecto que queda fuera del alcance del modelo de Johnson-Cook, es la caracterización del comportamiento anisotrópico en la plasticidad, la cual resulta muy evidente en algunas aleaciones muy ligeras de alto valor añadido, como es la aleación de magnesio MgAZ31B.

En el presente artículo se mostrarán dos casos de estudio que ponen de manifiesto la importancia de estos dos fenómenos físicos de gran interés a modelar en LSP: En primer lugar, el efecto Bauschinger (plasticidad cíclica) en procesos LSP. Se estudiará este efecto en dos aleaciones de aluminio (Al2624 T351 y T39). En segundo lugar, el efecto de la consideración explícita de la anisotropía en LSP. Se considerará para este estudio la aleación de magnesio Mg AZ31 B, que presenta una gran anisotropía [5]. Los modelos propuestos serán validados experimentalmente.

## 2. Metodología

### 2.1. Deformaciones elasto-plásticas experimentadas en materiales sometidos a ondas de choque

En condiciones de deformación uniaxial, el entorno local no afectado por la presión actúa en todo momento como empotramiento. De esta manera, la deformación total en la dirección radial se mantiene nula ( $\varepsilon_r = 0$ ), existiendo únicamente deformación en la dirección de aplicación de la presión, es decir, la dirección axial,  $\varepsilon_z$ . Como hipótesis en mecánica del sólido continuo, todo elemento infinitesimal mantendrá su volumen inicial tras su deformación plástica. En consecuencia, la traza de la matriz de deformaciones plásticas será nula ( $\varepsilon_{pr} = -\varepsilon_{pz}/2$ ). La resolución de las ecuaciones generalizadas de Hooke en las condiciones descritas permite identificar cuatro fases diferenciadas durante todo el histórico de aplicación de la presión (figura 1):

1) En primer lugar, una fase de deformación puramente elástica, cuya relación entre la tensión axial,  $\sigma_z$ , y radial,  $\sigma_r$ , queda definida por la ecuación 1 y termina cuando se alcanza la tensión de von Mises. Al valor absoluto de la tensión axial que determina el comienzo de la plastificación se le conoce como límite elástico de Hugoniot,  $\sigma_H$  (ecuación 2), donde  $\sigma_{ys}$  representa el límite elástico del material.

$$\sigma_z = \frac{\nu}{1 - \nu} \sigma_r \quad (1)$$

$$\sigma_H = \frac{1 - \nu}{1 - 2\nu} \sigma_{ys} \quad (2)$$

2) En segundo lugar, una fase de deformación plástica. La subida de presión por encima del límite elástico de Hugoniot ( $P > \sigma_H$ ) supone una evolución de las tensiones principales de manera paralela al eje hidrostático ( $\Delta\sigma_z = \Delta\sigma_r$ ). La resolución de las ecuaciones derivadas de la ley de Hooke proporciona una expresión que relaciona de manera proporcional, la deformación plástica axial con la diferencia entre la presión máxima alcanzada y el límite elástico de Hugoniot (ecuación 3). La deformación plástica axial resulta compresiva, mientras que la radial resulta en una posición de equilibrio expandida en relación con su configuración original (ecuación 4). Esto es lo que hace que el material en equilibrio, experimente finalmente estados compresivos beneficiosos.

$$\varepsilon_{pz\ max} = -\frac{2(1-2\nu)}{E}(P_{max} - \sigma_H) \quad (3)$$

$$\varepsilon_{pr\ max} = \frac{(1-2\nu)}{E}(P_{max} - \sigma_H) \quad (4)$$

3) En tercer lugar, una fase de descarga en la que tienen lugar deformaciones puramente elásticas. Si la presión máxima alcanzada en la etapa 2) es inferior o igual al doble del límite elástico de Hugoniot ( $P_{max} \leq 2\sigma_H$ ), la descarga elástica finaliza en un estado de equilibrio biaxial ( $\sigma_z = 0$ ). Por el contrario, si la presión máxima excede el doble del límite elástico de Hugoniot ( $P_{max} > 2\sigma_H$ ), tendrá lugar el fenómeno de plasticidad cíclica (fase 4), perdiéndose parte de la deformación plástica alcanzada durante la subida de la presión.

4) En cuarto lugar, una deformación plástica en sentido contrario al inicial, si la presión alcanzada en la fase 2 cumple la condición ( $P_{max} > 2\sigma_H$ ). Si se desprecia el endurecimiento por deformación plástica, se pierden completamente las deformaciones alcanzadas en 2) una vez la presión excede el doble del límite elástico de Hugoniot ( $P_{max} > 2\sigma_H$ ) (ecuaciones 5 y 6).

$$\varepsilon_{pz\ res} = -\frac{2(1-2\nu)}{E}\sigma_H \quad (5)$$

$$\varepsilon_{pr\ res} = \frac{(1-2\nu)}{E}\sigma_H \quad (6)$$

Lo descrito anteriormente pone de manifiesto la complejidad de los ciclos tensionales experimentados en materiales sometidos a ondas de choque, donde se ha asumido de manera simplificada que el material no experimenta endurecimiento por deformación plástica. Dicho de otro modo, se ha considerado que el límite elástico del material,  $\sigma_{ys}$ , permanece constante en todo momento.

Para una caracterización más realista de las deformaciones implicadas en LSP, se hace necesario considerar que una fracción de la deformación plástica

deriva en un incremento de tamaño de la frontera elasto-plástica, y la fracción restante en un desplazamiento de dicha frontera. De esta manera, se modela convenientemente la plasticidad cíclica en los ciclos tensionales experimentados por LSP.

El uso de un modelo puramente isotrópico, como el de Johnson-Cook, supone una expansión de dicha frontera sin hacer distinción de la fase de carga plástica y descarga plásticas (fases 2 y 4 respectivamente). Esto implica un aumento desproporcionado del límite elástico del material, lo que supone, en última instancia, sobreestimaciones de las deformaciones plásticas y compresiones residuales introducidas en el material. Esto se hace muy evidente en tratamientos de alta intensidad, como confirman los resultados que se presentarán en los siguientes apartados del artículo.

Para el modelado de la plasticidad cíclica (presente cuando  $P_{max} > 2\sigma_H$ ), se ha considerado separar los ciclos de tensiones experimentados en LSP en dos partes que actúan de manera simultánea: Por un lado, compresiones y tracciones uniaxiales presentes en las fases 1 y 4 respectivamente. Por otro lado, una compresión hidrostática protectora que acompaña al proceso en cada una de sus fases. La evidencia experimental demuestra que la deformación plástica en materiales metálicos está determinada por la tensión de von Mises, de manera prácticamente independiente del fenómeno hidrostático. En consecuencia, se considerarán los ciclos tensionales presentes en LSP como equivalentes a compresiones y tracciones uniaxiales. Estas muestran de manera clara el efecto Bauschinger junto con la saturación del límite elástico tras un número determinado de ciclos, hecho que no puede ser modelado mediante un modelo isotrópico puro, como el de Johnson-Cook.

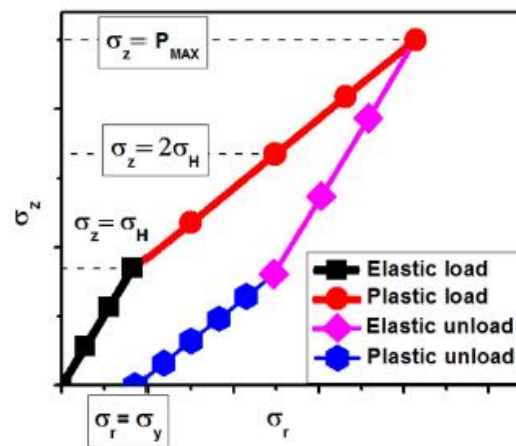


Figura 1. Relación entre la tensión axial y radial [1].

## 2.2. Calibración del modelo combinado (isotrópico + cinemático) en base a ensayos de deformación cíclica uniaxial con deformación controlada

Para la correcta caracterización de la plasticidad cíclica, se ha tomado un modelo combinado que considera que: una fracción de la deformación plástica computa como un incremento del tamaño de la región elasto-plástica (fracción isotrópica), y el resto computa como un desplazamiento de dicha región.

La fracción isotrópica queda definida por la ecuación 7, siendo esta una función saturada propuesta originalmente por Voce [6], donde  $\Delta\varepsilon_p$  representa la deformación plástica equivalente,  $Q$  representa un límite de saturación, y  $b$  regula la convergencia a dicho estado de saturación. La saturación natural de este tipo de funciones permite modelar adecuadamente un techo en el límite elástico alcanzado por el material que se evidencia experimentalmente tras la repetición de múltiples ciclos de carga.

$$\sigma_y(\Delta\varepsilon_p) = \sigma_{y0} + Q(1 - e^{-b\Delta\varepsilon_p}) \quad (7)$$

La fracción cinemática consiste en una función no lineal propuesta por Chaboche (ecuación 8) [7], en la que el término  $\alpha$  experimenta un reinicio de su valor en cada cambio de orientación de la deformación plástica. Las constantes  $C_i$ ,  $\gamma_i$  desempeñan un papel completamente análogo al previamente descrito para la función isotrópica. Si bien es cierto que para algunos casos se emplean hasta tres sumandos ( $i=3$ ) para modelar con precisión diferentes ritmos de convergencia característicos de diferentes intervalos, en el presente caso fue suficiente el uso de un único sumando ( $i=1$ ). Con la formulación descrita, puede modelarse el fenómeno físico conocido como “ratcheting”: Ante ciclos de carga de tensión

simétricos, existen evidencias experimentales que confirman que el material acumula progresivamente deformación plástica. Esto no puede modelarse sin la presencia de este término de reinicio o mediante modelos cinemáticos lineales.

$$\alpha(\varepsilon_p) = \sum_{i=1}^n \frac{C_i}{\gamma_i} (1 - \exp(-\gamma_i \varepsilon_p)) \quad (8)$$

Se han tomado como datos experimentales resultados de curvas de tensión-compresión uniaxial para dos aleaciones de aluminio (Al2624 T39 y Al2624 T351). Los ensayos están tomados de la referencia [8], realizados con control de la deformación ( $\pm 2\%$ ). La figura 2 muestra una comparación numérico-experimental para la aleación Al2624 T39 una vez realizada la calibración, donde se aprecia una buena coherencia. Para más detalles relacionados con la metodología seguida, puede consultarse la referencia [1]. La tabla 1 muestra los parámetros de calibración correspondientes a ambas aleaciones.

Tabla 1. Parámetros de calibración correspondientes al modelo combinado

Parámetro	Al 2624 T351	Al 2624 T39
$Q$ [MPa]	67	63
$b$ [-]	15	17
$C_1$ [MPa]	1844	1352
$\gamma_1$ [-]	17	24

Fuente: [1]

Debe destacarse la imposibilidad que presenta el modelo de Johnson-Cook convencional para lograr un buen ajuste con las curvas experimentales. Un buen ajuste en la curva correspondiente en el primer ciclo implica sobrestimaciones severas en los posteriores.

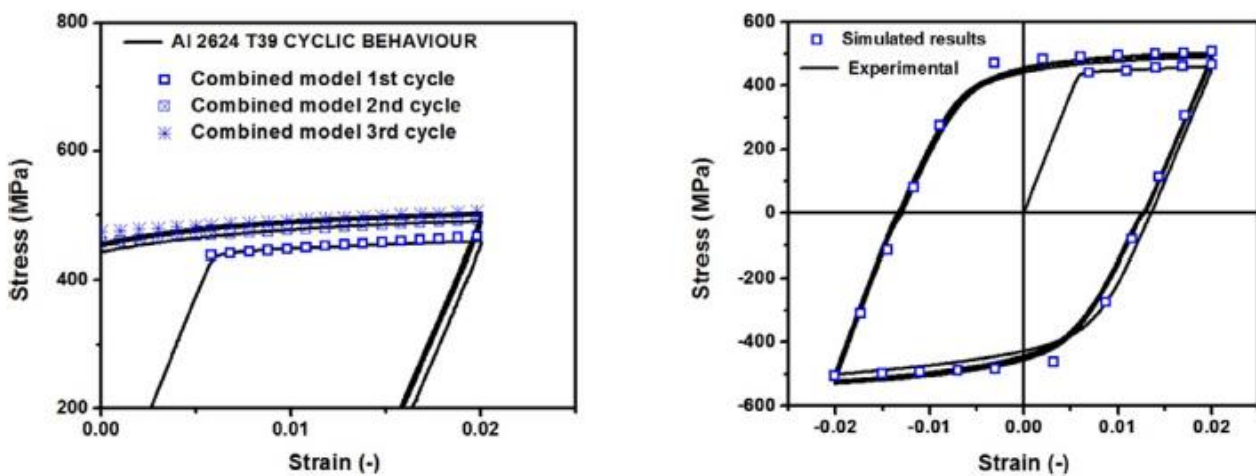


Figura 2. Comparación numérico-experimental para la aleación Al 2624 T39 [1]

### 2.3. Consideración explícita de la anisotropía en la aleación de magnesio Mg AZ31B.

Para el estudio del efecto de la anisotropía en las compresiones residuales introducidas en LSP, se escogió como representativa la aleación de magnesio Mg AZ31B por su elevada anisotropía en cada una de las direcciones características del material. Teniendo en cuenta que es una aleación que sufre deformaciones severas ante relativamente un bajo número de impactos, resultarán óptimos tratamientos de muy baja densidad, lo que implica que no existirá una gran influencia en relación con la plasticidad cíclica y esto permite estudiar de manera independiente el impacto del endurecimiento anisotrópico en los resultados.

Para definir el comportamiento anisotrópico, se reemplaza el criterio de plasticidad de von Mises por el criterio de Hill, que permite añadir una serie de parámetros constantes en la expresión de la tensión de von Mises (ecuación 9). De esta manera, el plano deviatorico queda definido de una manera más general a través de una elipse. Puede demostrarse que la expresión definida por la ecuación 9 puede expresarse matemáticamente de manera equivalente a través de potenciales,  $R_{ij}$ , consistentes en factores de amplificación del límite elástico en las direcciones especificadas (ecuación 10). Esta transformación resulta más sencilla de usar y se incorpora de manera directa en los softwares de cálculo mediante el método de los elementos finitos. Definido un límite elástico de referencia,  $\sigma_{ys}$ , la calibración de los potenciales  $R_{ii}$  permite definir el correspondiente límite elástico en las tres direcciones a considerar (Normal (ND), Longitudinal (RD) y transversal (TD)).

$$\sigma_{ys}^2 = \frac{1}{2} \left[ F(\sigma_y - \sigma_z)^2 + G(\sigma_x - \sigma_z)^2 + H(\sigma_x - \sigma_y)^2 \right] + 3(L\sigma_{yz}^2 + M\sigma_{xz}^2 + N\sigma_{xy}^2) \quad (9)$$

$$\sigma_{yi} = R_{ii}\sigma_{ys} \quad (10)$$

Para caracterizar el endurecimiento por deformación plástica, se adaptaron de la bibliografía curvas experimentales a compresión desde condiciones cuasiestáticas ( $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ) hasta condiciones dinámicas ( $4500 \text{ s}^{-1}$ ) [5]. Dada la gran anisotropía presentada, se utilizaron tres funciones diferentes para caracterizar cada una de las direcciones. En la dirección normal (ND), se caracterizó el comportamiento mediante una función exponencial saturada (ecuaciones 11 y 12). Por otro lado, para las dos direcciones contenidas en el plano, se utilizó la misma ecuación constitutiva, con ligeras variaciones en los parámetros de calibración para distinguir las direcciones longitudinal (RD) y transversal (TD) (ecuaciones 12 y 13).

Los valores de las constantes tras el ajuste pueden consultarse en [9]. Finalmente, la figura 3 muestra el ajuste numérico experimental obtenido tras la calibración, donde se aprecia una buena coherencia.

Calibración en la dirección normal (ND):

$$\sigma_{ND}(\Delta\varepsilon_p) = \sigma_{ND0} + Q F(\dot{\varepsilon}_r) \left( 1 - e^{-(F(\dot{\varepsilon}_r)b+b_0)(\Delta\varepsilon_p)} \right) \quad (11)$$

$$F(\dot{\varepsilon}_r) = \begin{cases} 1 & \dot{\varepsilon}_r < \dot{\varepsilon}_0 \\ \frac{\dot{\varepsilon}_r}{\dot{\varepsilon}_1} + 1 & \dot{\varepsilon}_0 \leq \dot{\varepsilon}_r \leq \dot{\varepsilon}_1 \\ 2 & \dot{\varepsilon}_r > \dot{\varepsilon}_1 \end{cases} \quad (12)$$

Donde:  $\sigma_{ND0}$ ,  $Q$ ,  $b$ ,  $b_0$  y  $\dot{\varepsilon}_0$  vienen documentados en la referencia [9].

Calibración en las direcciones longitudinal (RD) y transversal (TD):

$$\sigma_{RD}(\Delta\varepsilon_p) = \sigma_{D0} + Q_D(1 - e^{-b_D(\Delta\varepsilon_p)}) + \partial(\Delta\varepsilon_p) \cdot Q_{RDd}(1 - e^{-b_{RDd}(\Delta\varepsilon_p)}) \quad (12)$$

$$\sigma_{TDd}(\Delta\varepsilon_p) = \sigma_{D0} + Q_D(1 - e^{-b_D(\Delta\varepsilon_p)}) + \partial(\Delta\varepsilon_p) \cdot Q_{TDd}(1 - e^{-b_{TDd}(\Delta\varepsilon_p)}) \quad (13)$$

$$\partial(\Delta\varepsilon_p) = \begin{cases} 0, & \Delta\varepsilon_p < (\Delta\varepsilon_p)_c \\ 1, & \Delta\varepsilon_p \geq (\Delta\varepsilon_p)_c \end{cases} \quad (14)$$

Donde:  $\sigma_{D0}$ ,  $Q_D$ ,  $b_D$ ,  $b_{RDd}$  y  $b_{TDd}$  vienen documentados en la referencia [9].

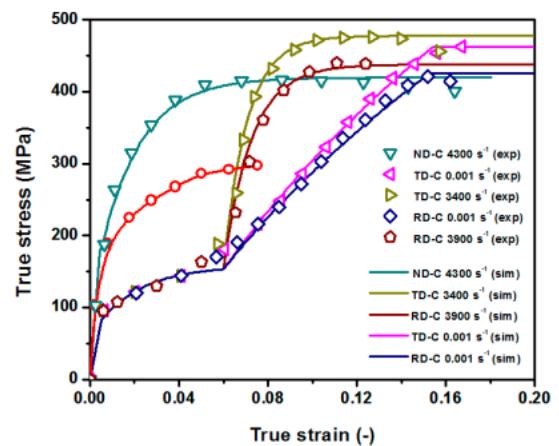


Figura 3. Comparación numérico-experimental para la aleación Mg AZ31B [9]



### 3. Resultados

#### 3.1. Efecto de la consideración explícita de la plasticidad cíclica en tratamientos realistas de superficies extensas en Al2624 T39

En las secciones anteriores, se han consolidado todos los conocimientos básicos en relación con el impacto de la plasticidad cíclica en materiales sometidos al efecto de ondas de choque. A continuación, se procede a validar experimentalmente los perfiles compresivos simulados, a partir de resultados experimentales obtenidos mediante el método del taladro incremental, en dos tratamientos realistas de diferentes naturalezas: Uno de ellos de baja densidad, y el otro, de alta densidad. Se comprobará cómo los resultados experimentales confirman la existencia de una convergencia en las compresiones residuales derivada de la saturación natural en el límite elástico experimentada tras la repetición de ciclos de carga alternativos sucesivos. Este fenómeno no puede ser caracterizado correctamente mediante el modelo de Johnson-Cook, en el que se experimenta un incremento indefinido en el límite elástico por repetición de carga.

Los tratamientos mediante LSP se han aplicado a un espécimen de Al 2624 T39, de dimensiones 50 x 50 x

12.7 mm<sup>3</sup>. El tratamiento consiste en un parche cuadrado centrado de 900 mm<sup>2</sup>. Para el tratamiento de baja densidad, se ha fijado una distancia entre pulsos sucesivos de 0.6 mm dando como resultado una densidad equivalente de 278 pp/cm<sup>2</sup> [10]. Para el tratamiento de alta densidad, se ha establecido una distancia entre pulsos de 0.4 mm, resultando en 625 pp/cm<sup>2</sup>. En ambos tratamientos, el diámetro de spot se ha fijado en 2.5 mm. Los datos específicos del dispositivo láser utilizado pueden consultarse en [1].

En las figuras 4 y 5 se muestran respectivamente los resultados numéricos y experimentales (obtenidos mediante el método del taladro incremental) para los tratamientos de baja y alta densidad, donde se aprecia una mejor coherencia por parte del modelo combinado propuesto con respecto a la que proporciona el modelo de Johnson-Cook. Tal y como era de esperar en base a las consideraciones teóricas, el modelo combinado predice la saturación natural en los perfiles compresivos introducidos. Por el contrario, el modelo de Johnson-Cook sobreestima en gran medida las compresiones residuales introducidas, siendo esto más evidente en las proximidades de la superficie, donde las presiones aplicadas son más altas y el efecto de la plasticidad cíclica se ve potenciado.

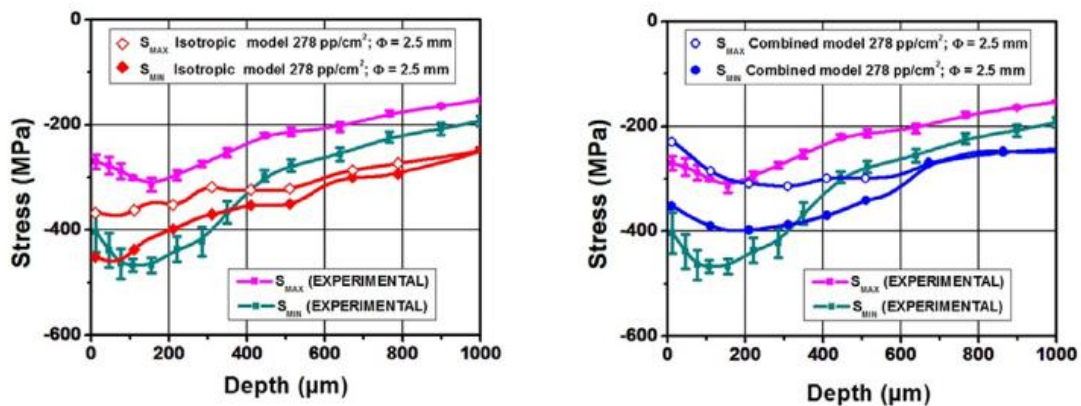


Figura 4. Comparación numérico-experimental para la aleación Al 2624 T39 para el tratamiento de 278 pp/cm<sup>2</sup> [1]

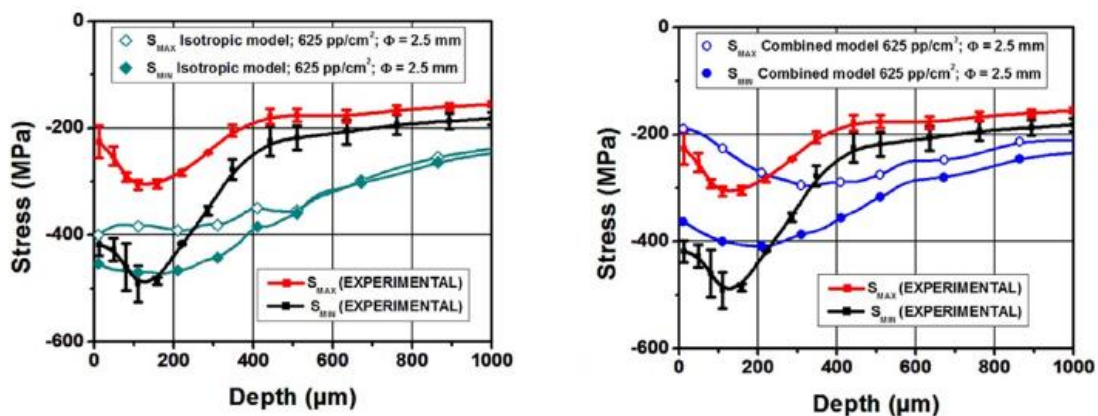


Figura 5. Comparación numérico-experimental para la aleación Al 2624 T39 para el tratamiento de 625 pp/cm<sup>2</sup> [1].

### 3.2. Efecto de la consideración explícita de la anisotropía en las compresiones residuales introducidas en tratamientos extensos en MgAZ31B

Para el caso de estudio del efecto de la anisotropía en las tensiones residuales introducidas por LSP, interesa tener en cuenta, como variable adicional, la orientación relativa entre la dirección de avance del spot (PD) y las direcciones características del material. Es un hecho conocido que las condiciones locales de equilibrio durante el tratamiento hacen que los mínimos compresivos tiendan a coincidir con los correspondientes a la dirección de avance del spot, siendo este un hecho documentado tanto a nivel experimental como a nivel de simulación numérica.

Los experimentos se realizaron sobre probetas de  $50 \times 50 \times 5 \text{ mm}^3$ , irradiando una superficie cuadrada centrada de  $900 \text{ mm}^2$  de área. Las características del dispositivo láser se corresponden con las descritas en el apartado 3.1. En la referencia original [9], se presentan 8 casos significativos, de los cuales se han seleccionado dos de ellos como los más representativos: En el primero de ellos, se establece como configuración (PD = RD), mientras que, en el segundo, se impone la condición (PD = TD). En ambos tratamientos, se ha fijado un diámetro de spot en 1.5 mm y una distancia entre pulsos sucesivos de 0.66 mm, dando como resultado una densidad de tratamiento de

$225 \text{ pp/cm}^2$ . Debe destacarse el alto valor que representa la distancia entre pulsos en relación con el diámetro del spot. Esto implica un bajo número promedio de impactos en un punto genérico (alrededor de 4 impactos). Además, la distribución calibrada de presiones sugiere una caída bastante notable en dichas presiones al alejarse del centro del spot. Esto supone, en definitiva, una reducción notable de posibles efectos derivados del fenómeno de plasticidad cíclica presentados en la sección 3.1, lo que permite estudiar, de manera prácticamente independiente, el efecto de la anisotropía de por sí.

En las figuras 6 y 7 se muestra una comparación numérico-experimental para ambos casos escogidos. Los resultados experimentales se han obtenido mediante el método del taladro incremental de forma semejante a la presentada en 3.1. A la izquierda, se muestra la comparación numérico-experimental proporcionada por el modelo de Johnson-Cook, mientras que, la parte derecha de las figuras muestra los resultados obtenidos mediante el modelo anisotrópico. El modelo anisotrópico no solo reproduce las curvas experimentales con mayor exactitud. Además, permite diferenciar ambas configuraciones, que se asumen equivalentes por parte del modelo isotrópico convencional. Pueden consultarse más detalles sobre la metodología empleada en la referencia de la publicación [9].

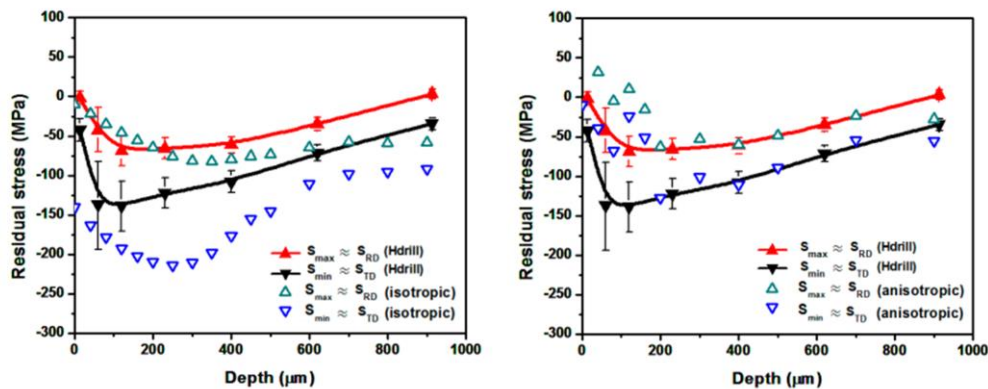


Figura 6. Comparación numérico-experimental en la aleación MgAZ31 B para PD = RD [9].

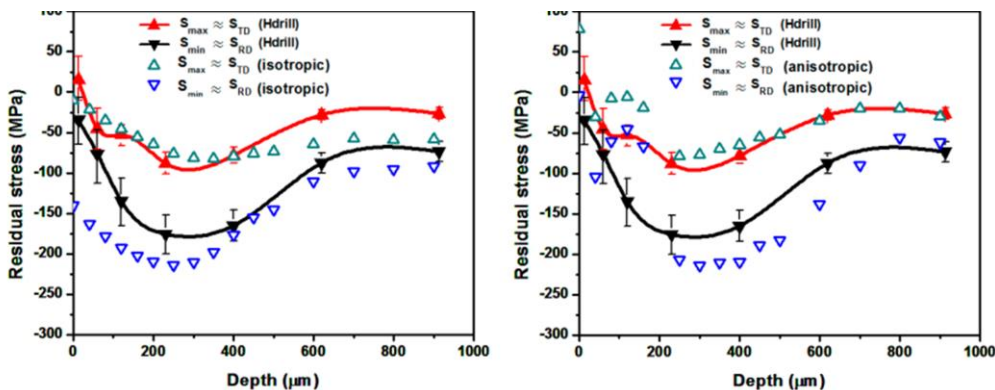


Figura 7. Comparación numérico-experimental en la aleación MgAZ31 B para PD = TD [9].

#### 4. Conclusiones

En el presente artículo, se ha demostrado la importancia de la consideración explícita de la plasticidad cíclica y la anisotropía en las deformaciones en materiales sometidos a tratamientos LSP. A partir de un análisis exhaustivo de las realidades físicas que comprenden el proceso LSP, se ha podido cuantificar el impacto tanto de la plasticidad cíclica como de la anisotropía en los perfiles compresivos introducidos en las proximidades de la superficie del material. Los resultados experimentales confirman la validez de los modelos propuestos. Las conclusiones más relevantes derivadas de este estudio se citan a continuación:

- Las presiones máximas típicas alcanzadas en procesos LSP exceden el doble del límite elástico de Hugoniot del material, lo que supone la presencia de fenómenos de plasticidad cíclica que requieren del uso de modelos combinados (isotrópico + cinemático) para un modelado realista de dicho fenómeno, que esencialmente no puede ser abordado mediante los modelos isotrópicos convencionales utilizados en la simulación de procesos LSP.
- Los resultados experimentales confirman la existencia de una saturación natural en las compresiones residuales alcanzadas en tratamientos de alta densidad, derivada de los fenómenos de plasticidad cíclica. Las predicciones numéricas muestran claras sobreestimaciones por parte del modelo de Johnson-Cook, mientras que el modelo combinado propuesto, permite caracterizar correctamente dicha saturación natural. Tal y como es de esperar, a partir de cierta profundidad afectada por la onda de choque, la caída de presión supone la extinción del fenómeno de plasticidad cíclica, con lo que ambos modelos (isotrópico convencional y combinado) predicen resultados muy similares.
- En relación con la consideración explícita de la anisotropía, los resultados numérico-experimentales presentados sugieren que la orientación relativa entre la dirección de avance del spot (PD) y la dirección de laminado (RD), es un factor que influye de manera significativa en los perfiles compresivos alcanzados.
- En el caso particular de la aleación de magnesio Mg AZ31B, ha podido comprobarse que la dirección de avance del spot (PD) sigue marcando la dirección principal de mínima compresión  $S_{\min}$  (tal y como se documenta en numerosos estudios desarrollados para aleaciones isotrópicas). Sin embargo, la orientación relativa entre la dirección de avance del spot (PD) y la dirección de laminado (RD), tiene una marcada influencia en los resultados que ha podido caracterizarse con suficiente precisión a partir del modelo anisotrópico propuesto.

#### Referencias

- [1] I. Angulo, F. Cordovilla, A. García-Beltrán, N.S. Smyth, K. Langer, M.E. Fitzpatrick, J.L. Ocaña. “The effect of material cyclic deformation properties on residual stress generation by laser shock processing”. *Int. J. Mech. Sci.*, vol. 156, pp. 370-81, 2019 <https://doi.org/10.1016/j.ijmecsci.2019.03.029>
- [2] M. Morales, J.A. Porro, M. Blasco, C. Molpeceres, J.L. Ocaña. “Numerical simulation of plasma dynamics in laser shock processing experiments”. *Appl. Surf. Sci.*, vol 255, n.º 10, pp. 5181–5185, 2009. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2008.09.067>
- [3] C. Correa, L.R. de Lara, M. Díaz, J.A. Porro, A. García-Beltrán, J.L. Ocaña. “Influence of pulse sequence and edge material effect on fatigue life of Al2024-T351 specimens treated by laser shock processing”. *Int. J. Fatigue*. vol 70, pp. 196-204, 2015. <https://doi.org/10.1016/j.ijfatigue.2014.09.015>
- [4] G.R. Johnson, W.H. Cook. “Fracture characteristics of three metals subjected to various strains, strain rates, temperatures and pressures”. *Eng Fract Mech*. vol 21, pp. 31–48, 1985. [https://doi.org/10.1016/0013-7944\(85\)90052-9](https://doi.org/10.1016/0013-7944(85)90052-9)
- [5] M.T. Tucker, M.F. Horstemeyer, P.M. Gullett, H. El Kadiri, W.R. Whittington. “Anisotropic effects on the strain rate dependence of a wrought magnesium alloy”. *Scr. Mater.* vol 60, pp. 182–185, 2009.
- [6] E. Voce. “The relationship between stress and strain for homogeneous deformation”. *J Inst Metals*. vol 74, pp. 537-562, 1948.
- [7] J.L. Chaboche. “Time-independent constitutive theories for cyclic plasticity”. *Int J Plast*. vol 2, pp. 149–188, 1986. [https://doi.org/10.1016/0749-6419\(86\)90010-0](https://doi.org/10.1016/0749-6419(86)90010-0)
- [8] S. Zabeen, M.K. Khan, M.E. Fitzpatrick. “Mechanisms of residual stress generation in mechanical surface treatment: the role of cyclic plasticity and texture”. *Report EOARD AFRL-AFOSR-UK-TR-2015*.
- [9] I. Angulo, F. Cordovilla, A. García-Beltrán, J.A. Porro, M. Díaz, J.L. Ocaña. “Integrated Numerical Experimental Assessment of the Effect of the AZ31B Anisotropic Behaviour in Extended Surface Treatments by Laser Shock Processing”. *Met*. vol 10, n.º 2, pp. 195, 2020 <https://doi.org/10.3390/met10020195>
- [10] J.L. Ocaña, M. Morales; J.A. Porro, M. Blasco, C. Molpeceres, D. Iordachescu, C. Rubio-González. “Induction of engineered residual stresses fields and associate surface properties modification by short pulse laser shock processing”. *Mat Sci For*, Proceedings of the International Conference on Processing & Manufacturing of Advanced Materials, Berlin, Ge