

## EFFECTO DE LA VISCOSIDAD EN LA REFLEXIÓN DE ONDAS DE CHOQUE CILÍNDRICAS SOBRE PAREDES RECTAS EMPLEANDO OPENFOAM

### EFFECT OF VISCOSITY ON THE REFLECTION OF CYLINDRICAL SHOCK WAVES OVER STRAIGHT WALLS USING OPENFOAM

Lucas Monaldi<sup>a,b</sup>, Luis Felipe Gutierrez Marcantoni<sup>c</sup> y Sergio A. Elaskar<sup>a,b</sup>

<sup>a</sup>*Instituto de Estudios Avanzados en Ingeniería y Tecnología (IDIT), Universidad Nacional de Córdoba and CONICET, Córdoba, Argentina, lucas.monaldi@unc.edu.ar, selaskar@unc.edu.ar*

<sup>b</sup>*Departamento de Aeronáutica, Instituto de Estudios Avanzados en Ingeniería y Tecnología (IDIT), FCEFyN, Universidad Nacional de Córdoba and CONICET, Córdoba, Argentina.*

<sup>c</sup>*Facultad de Ingeniería y Ciencias Básicas, Fundación Universitaria los Libertadores, Bogotá 111221, Colombia, lfgmarcantoni@unc.edu.ar*

**Palabras clave:** Onda de choque, Reflexión, OpenFOAM

**Resumen.** El trabajo estudia el impacto de una onda de choque con velocidad variable sobre una superficie recta dando como resultado un proceso de reflexión inestacionario. Se emplea el esquema de Kurganov, Noelle y Petrova (KNP) en el solver rhoCentralFoam del software OpenFOAM. Este solver ya demostró capacidades para predecir con adecuada precisión la reflexión de ondas de choque cuando se comparan con resultados analíticos pseudo-estacionarios. En el presente trabajo se estudia el efecto de la viscosidad y turbulencia sobre este problema resolviendo las ecuaciones de Navier-Stokes e incluyendo tres modelos de turbulencia: Spalart-Allmaras, k-Epsilon y k-omega SST. También se estudia el efecto de la intensidad inicial de turbulencia. Los resultados numéricos muestran buena concordancia con los teóricos para el ángulo de reflexión y menores diferencias para el número de Mach, a la vez que muestran poca influencia de los efectos viscosos y turbulentos sobre las presiones reflejadas en paredes. Sin embargo, las diferencias más importantes se obtuvieron al estudiar la altura del punto triple, respecto a los resultados pseudo-estacionarios y a las simulaciones no viscosas.

**Keywords:** Shock wave, Reflection, OpenFOAM.

**Abstract.** This work studies the impact of a shock wave that travels with variable velocity over a straight surface. The scheme of Kurganov, Noelle, and Petrova is employed using the solver of the OpenFOAM package rhoCentralFoam. Such solver has proved the ability to predict the reflection phenomenon with a good correspondence with the pseudo steady theory. Here the effects of viscosity and turbulence on the reflection processes are studied by solving the Navier-Stokes equations and considering three turbulence models: Spalart-Allmaras, k-Epsilon and k-Omega SST. The effect of the initial turbulent intensity are analyzed also. The obtained numerical results show that the viscosity and turbulence have little influence on the reflected wall pressure. However, the most important differences with the pseudo steady theory and inviscid simulations were observed for the triple point height.

## 1. INTRODUCCIÓN

Una onda expansiva (conocida en inglés como *blast wave*) es una fuerte perturbación generada por una repentina liberación de una gran cantidad de energía. La propagación de ondas de choque es un tópico ampliamente estudiado dentro de la dinámica de fluidos (Radchenko et al., 2021; Figuli et al., 2021; Chauhan et al., 2019; Lechat et al., 2021). En particular, el problema de propagación e interacción de ondas de choque con paredes sólidas es un problema de interés tanto técnico como científico (Cullis, 2001; Draganić y Sigmund, 2012; Nartu et al., 2022; Anas y Alam, 2022). La reflexión de ondas cilíndricas (en dos dimensiones) y esféricas (tres dimensiones) sobre paredes rectas es un proceso inestacionario y no existe una teoría analítica que lo describa (Ben-Dor, 2007).

En este trabajo interesa el proceso de reflexión de la onda sobre la pared cuando se introducen los efectos de la viscosidad. Se utiliza como base el trabajo de Hu y Glass (1986) que teóricamente analizó la interacción de una *blast wave* esférica (en flujo pseudo-estacionario) con una superficie plana en aire considerado como gas perfecto y bajo condiciones estándar<sup>1</sup>. Cuando la altura de la explosión es mayor a un determinado valor (HOB por sus siglas en inglés), sólo se producen dos tipos de reflexiones, y la transición va de la regular (RR por sus siglas en inglés para *regular reflection*) a la reflexión de Mach simple (SMR por sus siglas en inglés para *Single Mach Reflection*). Mientras que para el caso en el que el HOB sea menor a ese valor límite, cuatro tipos de reflexiones pueden ocurrir: RR, SMR, reflexión de Mach transicional (TMR por sus siglas en inglés para *Transitional Mach Reflection*) y/o una doble Reflexión de Mach (DMR por sus siglas en inglés para *Double Mach Reflection*)<sup>2</sup>.

Aparte de comprender la física del problema y comparar los resultados viscosos y no viscosos, el principal objetivo de este trabajo es evaluar la capacidad del esquema de Kurganov, Noelle y Petrova (KNP) (Kurganov y Tadmor, 2000; Kurganov et al., 2001; Greenshields et al., 2010; Gutiérrez Marcantoni et al., 2017) para simular la reflexión de una onda de choque inestacionaria sobre una pared recta y capturar las diferentes transiciones de acuerdo con los criterios establecidos por Ben-Dor (2007). Para ello se emplea el *solver* rhoCentralFOAM implementado en el *software* OpenFOAM<sup>TM</sup>.

En la simulación invíscida de procesos explosivos en tanques de almacenamiento de combustibles de gran tamaño, para la adecuada captura de la onda desarrollada, sus propiedades y sus interacciones con la superficie, se hace necesario el uso de celdas de cálculo cuyo tamaño en relación al del tanque incrementan el costo computacional. Si además se considera añadir efectos viscosos y turbulentos, las nuevas escalas del flujo hacen que las simulaciones sean prohibitivas desde la perspectiva computacional (incluso en grandes *clusters*). En consecuencia, es necesario contar con información fehaciente sobre el impacto de la inclusión de viscosidad y turbulencia en la predicción de la interacción de la onda de expansión con la superficie del tanque y los efectos que esta produce.

## 2. RESULTADOS NO VISCOSOS

El presente trabajo es una continuación de Monaldi et al. (2022) donde se estudió el proceso de reflexión de una onda de choque inestacionaria sobre una pared recta. La onda de choque se genera a partir de una liberación repentina de energía que produce una *blast wave*, siguiendo la metodología establecida por Tamagno et al. (2020). Con el fin de validar y analizar los resulta-

<sup>1</sup>El mismo resultado puede encontrarse en el libro de Ben-Dor (2007) (p. 299) a excepción de la trayectoria del punto triple que solamente está presente en el trabajo de Hu y Glass (1986).

<sup>2</sup>Los criterios de transición se establecen en el libro de Ben-Dor (2007).

dos numéricos obtenidos con el *solver* rhoCentralFoam, éstos se comparan con resultados teóricos pseudo-estacionarios, numéricos de otros autores y experimentales.

De la comparación entre los resultados numéricos de OpenFOAM™ y teóricos de Ben-Dor (2007); Hu y Glass (1986) en dos dimensiones, se observaron que las diferencias máximas obtenidas en el ángulo de reflexión  $\theta_w$  no superan el 5 %. Las mayores diferencias en el número de Mach de la onda de choque,  $M_s$ , ocurren para la transición TMR $\rightleftharpoons$ SMR (13 %, 15 %, y 20 %). Para las otras transiciones, las diferencias son menos significativas y rondan el 3 % y 6 %. Sin embargo, los datos de las simulaciones no coincidieron con los valores analíticos pseudo-estacionarios en la posición del punto triple respecto a la pared. Encontrándose diferencias porcentuales que ascienden al 40 %.

En cuanto a las ondas de choque esféricas, es cuestionable comparar simulaciones tridimensionales (3D) con resultados pseudo-estacionarios bidimensionales (2D). Esto se debe a que las simulaciones 3D pueden capturar las estructuras de ondas y su evolución con mayor detalle. Se observó que todas las transiciones se capturan correctamente, similar a lo que ocurría con las simulaciones 2D.

Otro aspecto importante a remarcar es que en esta investigación se comparan resultados teóricos pseudo-estacionarios con resultados numéricos inestacionarios. Desde un punto de vista fenomenológico, este análisis debe considerarse de manera descriptiva dado que los resultados pseudo-estacionarios no pueden aplicarse directamente a un flujo inestacionario. Sin embargo, para los casos desarrollados en este trabajo y en Monaldi et al. (2022), la velocidad de la onda de choque en la superficie recta cambia hasta un 12 % desde que se inicia la colisión hasta la última transición. Es por ello que los resultados pseudo-estacionarios pueden aproximarse a los inestacionarios.

Producto de las diferencias encontradas en la posición del punto triple entre los resultados numéricos y teóricos, se recurrió al trabajo de Liang et al. (2001) para comparar los resultados numéricos de OpenFOAM™. De éstos se concluye que ambos análisis computacionales muestran resultados similares que indican el mismo comportamiento físico. A su vez, se observa en ambas simulaciones que la altura del punto triple crece conforme aumenta el número de Mach de la onda para un mismo HOB. Las diferencias relativas entre los dos estudios no supera el 12 %.

Finalmente se realiza una comparación con los resultados experimentales de Ridoux et al. (2020) que muestran una buena predicción del punto de transición. Sin embargo, se aprecia una diferencia máxima de 20 % en  $x \approx 4.5$  m. Pese a esto se observa que las simulaciones numéricas describen correctamente la física del problema y los resultados numéricos copian la tendencia mostrada por los datos experimentales.

### 3. REFLEXIONES DE ONDAS DE CHOQUE ESFÉRICAS Y CILÍNDRICAS SOBRE SUPERFICIES RECTAS

Para flujos estacionarios o pseudo-estacionarios, los campos generados por la reflexión de una onda de choque dependen de dos variables independientes:  $(x, y)$  en flujo estacionario y  $(x/t, y/t)$  en flujo pseudo-estacionario. Sin embargo, la reflexión de una onda de choque cilíndrica o esférica sobre una pared recta produce un campo de flujo inestacionario que, en dos dimensiones, depende de las dos variables espaciales  $(x, y)$  y del tiempo  $t$ . Una forma de generar la reflexión de una onda de choque inestacionaria es hacer reflejar una onda de choque que se mueve con velocidad variable sobre una pared recta (Ben-Dor, 2007), tal como se aprecia en la Fig. 1a, donde una liberación instantánea de energía se produjo a una distancia HOB (por sus siglas en inglés, *height of burst*) de la pared; a la vez que el ángulo  $\theta_w$  es el ángulo de la

reflexión sobre la misma. Los criterios para diferenciar las transiciones experimentadas durante el proceso de reflexión han sido establecidos en Ben-Dor (2007).

#### 4. SIMULACIONES NUMÉRICAS

En esta sección se presenta brevemente el caso de estudio, condiciones de borde, análisis de sensibilidad de malla y CFL. Finalmente se comparan los resultados viscosos y no viscosos para  $HOB = 0,8 m$ .

##### 4.1. Caso de estudio y preprocesamiento

La Fig. 1a muestra esquemáticamente el caso. La energía liberada por la explosión es equivalente a 1,1936 kg de TNT ( $E_{0i} = 4,996 MJ$ ). Para modelar el proceso de liberación de energía se utiliza una región con radio inicial de  $R(0) = 10 cm$ , donde la presión dentro de la misma se calcula como se indica en Gutiérrez Marcantoni et al. (2021)

$$p_{0i} = \frac{3(\gamma - 1) E_{0i}}{(\beta + 1) \pi R(0)^\beta} \quad (1)$$

donde  $\beta = 2$  para explosiones cilíndricas,  $\beta = 3$  para explosiones esféricas,  $\gamma$  el coeficiente isoentrópico ( $\gamma = 1,4$  para el aire) y  $E_{0i}$  la energía inicial liberada. Por fuera de la zona de alta energía, la presión y la densidad tienen valores ambiente. A su vez, la Fig. 1b muestra la estructura general de la reflexión de onda de choque sobre una pared.

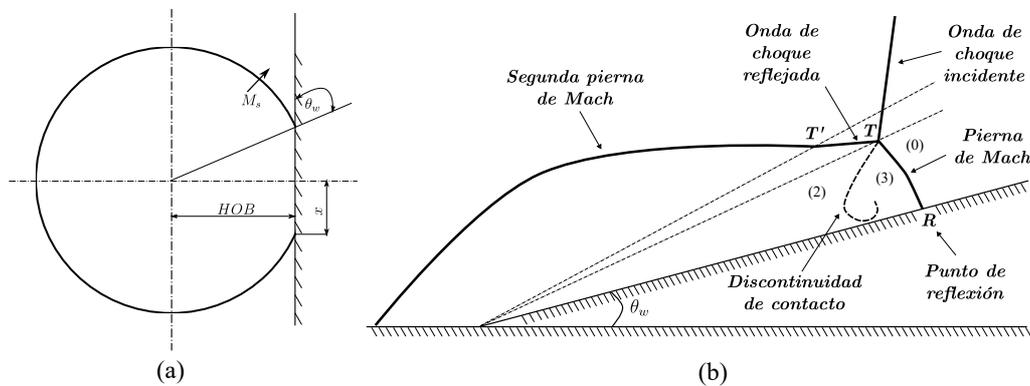


Figura 1: (a) Ilustración de la onda de choque propagándose y reflejando en una pared recta. (b) Caso de una *transitional Mach-reflection*. Se observa la posición del punto de reflexión  $R$ , el punto triple  $T$  y el segundo punto triple  $T'$ .

Por la simetría del problema se simula 1/4 del dominio físico y se emplea la condición de borde `symmetryPlane` en el borde izquierdo e inferior. Como el flujo supersónico está garantizado luego del paso de la *blast wave*, se selecciona una condición de borde extrapolada en los bordes derecho y superior. Entonces, se impone la condición `zeroGradient` para la presión y temperatura, y la condición de `fixedValue` igual a cero para la velocidad en el borde derecho (Jasak et al., 2007). En primer lugar se realizó un análisis de convergencia de malla y para ello se estudió la presión reflejada en la pared derecha de la Fig. 1a. Dado que se analizan problemas con y sin modelos de turbulencia, se debió realizar un análisis de convergencia cuando se resuelven las ecuaciones de Navier-Stokes sin modelos de turbulencia y cuando se incluye alguno. La Fig. 2 muestra la presión reflejada sobre la pared (adimensionalizada con la presión

inmediatamente detrás de la onda de choque antes de impactar en la pared) para tres mallas diferentes: 250000 elementos ( $500 \times 500$ ), 360000 elementos ( $600 \times 600$ ) y 490000 elementos ( $700 \times 700$ ) para  $t = 0.00017$  s y utilizando el modelo de Spalart-Allmaras para un dominio de  $2 \times 2$  m. Se observa que la diferencia de la presión máxima entre las mallas más finas es de 0,72 %, mientras que la diferencia entre la posición de las dos ondas es de 1,32 %. En base a esto se trabaja con la malla de  $700 \times 700$  elementos que presenta un balance adecuado entre sensibilidad de malla y tiempo de CPU. Este mismo razonamiento se hizo para las simulaciones viscosa sin turbulencia y para los casos donde se emplean los modelos k-Epsilon y k- $\omega$  SST, controlando que las diferencias porcentuales sean menores al 1.5 %.

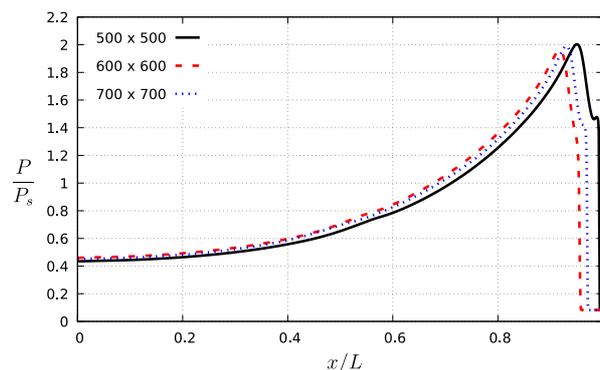


Figura 2: Comparación de la presión reflejada sobre pared para  $t = 0.0017$  s para los tres tipos de mallas estudiadas: 250000 elementos ( $500 \times 500$ ), 360000 elementos ( $600 \times 600$ ) y 490000 elementos ( $700 \times 700$ ).

Es importante aclarar que, dependiendo del modelo, se requirieron mallas más o menos densas. Por ejemplo, cuando solamente se resuelven las ecuaciones de Euler o Navier-Stokes, se obtuvo convergencia con una malla de 250000 elementos ( $500 \times 500$ ). No así para los casos turbulentos donde se necesitó de una malla de casi medio millón de elementos.

De la misma manera, se realiza un análisis de sensibilidad de paso de tiempo. En vez de fijar un paso de tiempo  $\Delta t$ , se define en OpenFOAM™ un número de CFL máximo y el software automáticamente calcula el valor admisible de  $\Delta t$ . Para cada uno de los casos se observó que la convergencia se alcanza para  $CFL < 0,5$ .

## 5. RESULTADOS

### 5.1. Presiones reflejadas

Una vez realizado el análisis de convergencia de malla y paso de tiempo para cada modelo se compara la presión reflejada en la pared para  $t = 0.00017$  s, que corresponde al último instante de tiempo simulado antes que la onda reflejada arribe al contorno superior del dominio. Los cinco modelos estudiados en la Fig. 3a corresponden a flujo no viscoso donde se resuelven las ecuaciones de Euler, flujo viscoso donde se resuelven las ecuaciones de Navier-Stokes (N-S), flujo turbulento con los modelos de Spalart-Allmaras (SA), k- $\epsilon$  (kEpsilon) y k- $\omega$  SST (kOmega SST). Para realizar una comparación se estudian la diferencia máxima de presión y la posición de la onda respecto al caso no viscoso de Euler. Esto se muestra en la Tabla 1 donde se compara la diferencia porcentual entre el modelo no viscoso y los viscosos. Se puede apreciar que las diferencias porcentuales están por debajo de 8 %, la máxima diferencia se da con el modelo

Spalart-Allmaras. Mientras que las diferencias en la posición del frente de onda están por debajo del 4 %. De los modelos turbulentos, la menor corresponde al caso de  $k - \omega$  SST. En tanto que la diferencia entre el caso viscoso (sin turbulencia) con Euler es muy pequeña 0,04 % (la de N-S es menor).

Modelo	Dif. Máx. Presión [%]	Dif. Posición Onda [%]
NS	0.04	0
SA	7.76	3.25
$k - \epsilon$	6.92	0.1048
$k - \omega$ SST	3.57	3.77

Tabla 1: Diferencia porcentual de la máxima presión observada y la posición de la onda entre los modelos viscosos y Euler en  $t = 0.0036$  s.

Es importante hacer notar que los modelos de turbulencia predicen presiones máximas menores a los casos de Euler y Navier-Stokes, tal como se observa en la Fig. 3a. A su vez, la Tabla 1 indica que la diferencia entre el modelo viscoso (sin turbulencia) y no viscoso es de 0,04 %, lo que demuestra la poca influencia que tiene la viscosidad del aire cuando se calculan presiones reflejadas en paredes a números de Mach de onda cercanos a 2. También es importante tener presente que el costo computacional al agregar modelos de turbulencia crece en al menos dos órdenes de magnitud para una misma malla. Este problema se agrava cuando, para un mismo caso, se requiere mayor discretización espacial (y satisfacer la condición  $y^+$  en la región próxima a la pared) para alcanzar convergencia en la malla.

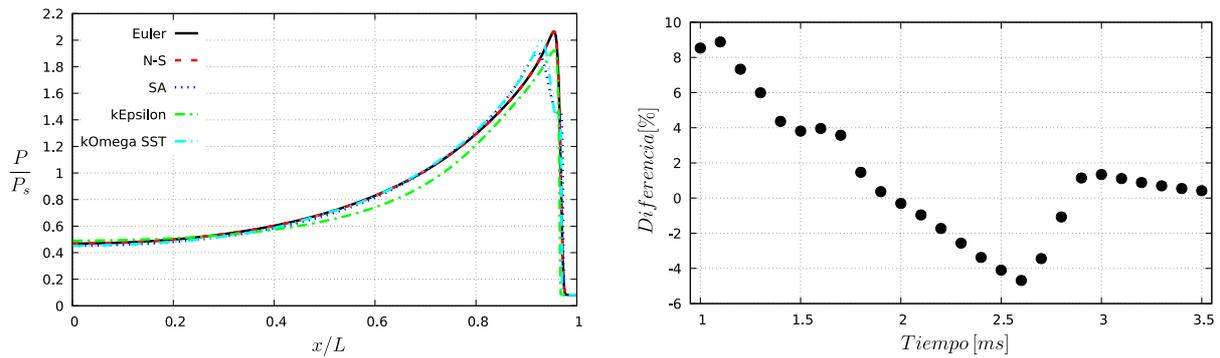
## 5.2. Presiones en diferentes instantes de tiempo

A continuación interesa estudiar cómo cambian las diferencias entre los modelos viscosos y no viscosos en las presiones máximas reflejadas a medida que la onda avanza por la pared. Dado que en la Tabla 1 se apreció que los efectos de la viscosidad son mínimos al resolver las ecuaciones de Euler o Navier-Stokes, se compara el modelo no viscoso con el modelo  $k - \omega$  SST. Se extraen los datos desde el tiempo  $t = 0.001$  s, que corresponde al primer impacto de la onda sobre la pared, hasta  $t = 0.0036$  s correspondiente a una posición  $x/L \approx 0,975$  para un dominio rectangular de  $2 \times 4$  m. La Fig. 3b muestra la diferencia porcentual entre el modelo no viscoso y el  $k - \omega$  SST. Las diferencias negativas indican que el valor de presión que predice el modelo con turbulencia es mayor al de la simulación no viscosa. Se puede apreciar que los porcentajes cambian desde un máximo de casi 9 cuando la onda de choque impacta por primera vez en la pared a menos del 1 % para tiempos superiores a los 3 ms. No se grafica la diferencia en la posición de la onda en cada tiempo dado que ésta se mantiene por debajo del 3 %.

Podemos observar también en la Fig. 3b que entre los tiempos  $t = 0,002$  y  $t = 0,0028$  la diferencia porcentual entre los dos modelos es negativa, lo cual implica que el valor de presión del  $k - \omega$  SST es mayor que la de Euler.

### 5.2.1. Resultados Pseudo-estacionarios

En el trabajo de Monaldi et al. (2022) se comprobó que el *solver* rhoCentralFoam es capaz de captar con adecuada precisión las transiciones que produce una onda de choque inestacionaria al impactar en una pared recta. En esta sección se comparan esos resultados con el modelo de turbulencia  $k - \omega$  SST. La Tabla 2 muestra el tiempo en el cual se produce la transición



(a) Comparación entre los diferentes modelos estudiados de la presión reflejada sobre pared para  $t = 0.0036$  s.

(b) Diferencia entre las presiones calculadas por Euler y el modelo  $k - \omega$  SST. Si el signo es (+) la presión obtenida por Euler es mayor a la del SST.

Figura 3: Comparaciones entre los resultados no viscosos y los turbulentos empleando una intensidad de turbulencia inicial de  $I_t = 2\%$ .

(siguiendo los criterios establecidos por Ben-Dor (2007)) y el ángulo de reflexión. Para ambas transiciones la diferencia máxima entre ambos modelos es del 4 %.

	Euler		k- $\omega$ SST		BenDor
	Tiempo [s]	$\theta$ [°]	Tiempo [s]	$\theta$ [°]	$\theta$ [°]
RR $\rightleftharpoons$ TMR	0.0017	46.09	0.0016	48.02	50.47
TMR $\rightleftharpoons$ SMR	0.0023	37.04	0.0023	36.94	40.16

Tabla 2: Comparación del tiempo en que se produce la transición y el ángulo de reflexión para el modelo no viscoso de Euler, el modelo k- $\omega$  SST y los resultados pseudo-estacionarios de Ben-Dor (2007).

Retomando la Fig. 3b, en ella se aprecian tres puntos de inflexión en las diferencias porcentuales entre los valores de Euler y el modelo  $k - \omega$  SST. La primera transición ( $t \approx 0,0016$ ) se corresponde con el punto donde se produce la transición de RR $\rightleftharpoons$ TMR. La segunda y tercera ocurren en  $t \approx 0,0026$  y  $t \approx 0,0028$  que coinciden con la segunda transición de TMR $\rightleftharpoons$ SMR.

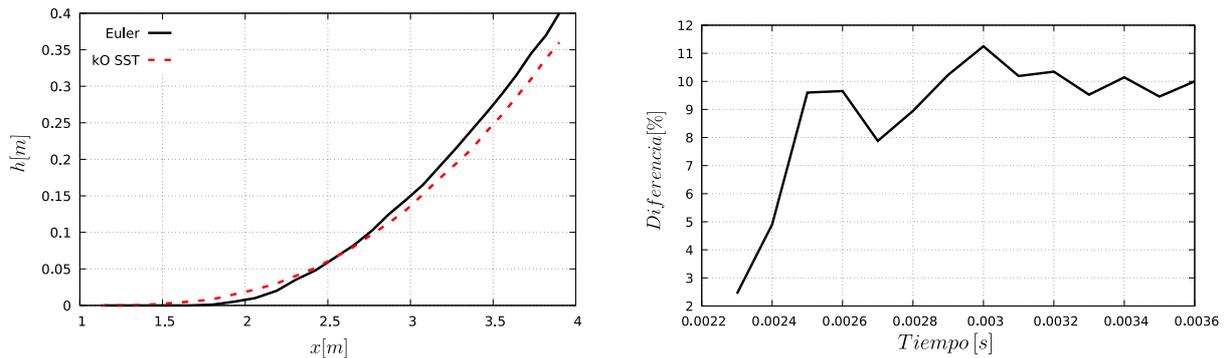
### 5.3. Trayectoria del Punto Triple

A continuación se estudia la posición del punto triple respecto a la pared donde rebota la onda de choque, tal como se muestra en la Fig. 1. La Fig. 4a muestra la altura del punto triple en relación a la posición del mismo en la pared. En un principio se observa cómo el punto triple en el caso del modelo  $k - \omega$  se forma antes y su altura es mayor hasta  $\approx 2,5$  m (correspondiente a los tiempos  $t \approx 0,0022$  y  $t \approx 0,0023$ ), que coincide aproximadamente con la transición TMR  $\rightleftharpoons$  SMR ( $t \approx 0,0023$ ).

Si bien la diferencia entre los valores con Euler y turbulentos parece aumentar con el tiempo, la Fig. 4b muestra que la diferencia porcentual se mantiene en aproximadamente un 10 %.

### 5.4. Influencia de la Intensidad de Turbulencia inicial

Finalmente se busca estudiar si la intensidad de turbulencia inicial afecta la presión reflejada en la pared, los puntos de transición y la posición del punto triple. La Fig. 5 muestra las presiones reflejadas en la pared derecha para los diferentes  $I_t$  y la Tabla 3 resume las diferencias



(a) Altura del punto triple en relación a su posición respecto la pared donde refleja la onda.

(b) Diferencia porcentual entre la altura del punto triple.

Figura 4: Comparaciones entre la posición del punto triple en el modelo no viscoso y el modelo de turbulencia  $k-\omega$  SST con  $I_t = 2\%$ .

porcentuales de la máxima presión observada y la posición de la onda entre los modelos viscosos y Euler. Los porcentajes negativos en la Tabla 3 indican que los valores son mayores al caso no viscoso.

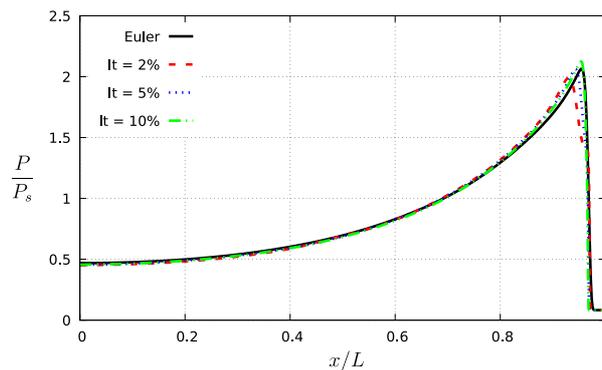


Figura 5: Diferencia entre las presiones calculadas por Euler y el modelo  $k - \Omega SST$  para tres intensidades de turbulencia diferentes para  $t = 0.0036$  s.

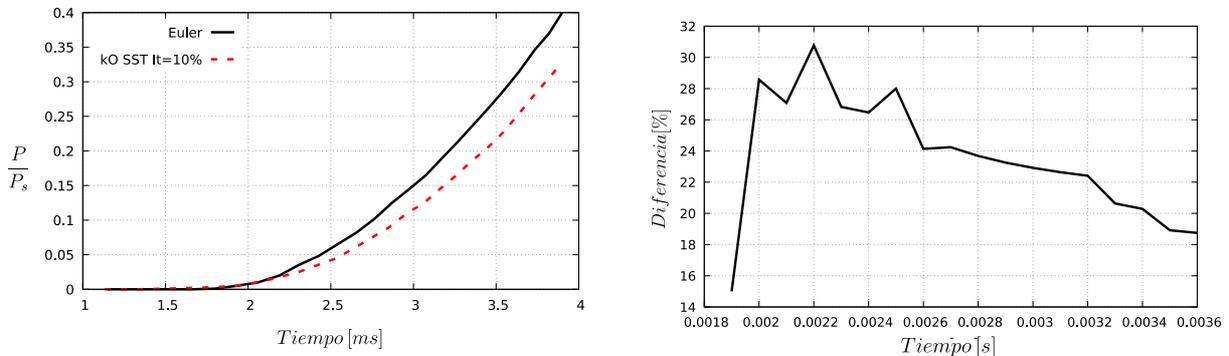
Intensidad de Turbulencia	Dif. Máx. Presión [%]	Dif. Posición Onda [%]
2 %	3.7	2.5
5 %	0.19	1.167
10 %	-2.81	-0.1

Tabla 3: Diferencia porcentual de la máxima presión observada y la posición de la onda entre los modelos viscosos y Euler.

Al analizar los puntos de transición comparados en la Tabla 2 con los nuevos modelos no se observaron diferencias significativas. Algo parecido ocurre cuando se estudia la presión para diferentes instantes de tiempo (Fig. 3b). Las diferencias máximas también se observan para el primer contacto de la onda de choque con la pared y rondan el 11 % al comparar el modelo no viscoso con el turbulento de  $I_t = 10\%$ ; y el 9 % cuando se compara con una intensidad del 2 %.

Diferencias más importantes se observaron en la trayectoria del punto triple respecto a las comparación de las Figuras 4. La Fig. 6a muestra la trayectoria del punto triple para el modelo

no viscoso y el  $k-\omega$  SST con  $I_t = 10\%$ . En tanto que la Fig. 6b muestra la diferencia porcentual entre ambos modelos. Se verificó que las diferencias porcentuales crecen conforme se aumenta la intensidad de turbulencia inicial. En la Fig. 6b, la diferencia porcentual parece tender a un único valor a medida que avanza la reflexión.



(a) Altura del punto triple en relación a su posición respecto la pared donde refleja la onda.

(b) Diferencia porcentual entre la altura del punto triple.

Figura 6: Comparaciones entre la posición del punto triple en el modelo no viscoso y el modelo de turbulencia  $k-\omega$  SST con  $I_t = 10\%$ .

## 6. CONCLUSIONES

En este artículo se verifica que al utilizar el esquema de Kurganov, Noelle y Petrova implementado en el *solver* rhoCentralFOAM del *software* OpenFOAM™, no se observan diferencias apreciables en las presiones reflejadas en las paredes al introducir al modelo efectos viscosos, como muestran la Tabla 1 y la Figuras 3a y 3b. Tal como ocurre en el artículo de Monaldi et al. (2022), se observaron diferencias menores cuando se comparan los resultados viscosos con los pseudo-estacionarios (Ben-Dor, 2007). Respecto a la altura del punto triple estudiada en la Fig. 4, la diferencia porcentual parece estabilizarse en aproximadamente un 10% respecto a las simulaciones no viscosas. Finalmente se analizó la influencia de la intensidad inicial de turbulencia. Se observaron diferencias por debajo del 4% en las presiones reflejadas y la posición de la onda de choque. Sin embargo, diferencias más importantes se aprecian en la posición del punto triple de la Fig. 6.

Puede concluirse que, para explosiones en las cuales el Mach de la onda de choque que impacta en una pared recta es de  $M_s = 2$ , la influencia de la viscosidad en las presiones reflejadas sobre las paredes es pequeña. Esto permite, especialmente para modelos físicos de gran tamaño, despreciar los efectos de la viscosidad y evitar los enormes costos computacionales que conllevan.

## AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen al Dr. José Tamagno por sus enseñanzas y consejos siempre oportunos.

## REFERENCIAS

Anas S. y Alam M. Comparison of existing empirical equations for blast peak positive overpressure from spherical free air and hemispherical surface bursts. *Iranian Journal of Science*

- and Technology, *Transactions of Civil Engineering*, 46(2):965–984, 2022.
- Ben-Dor G. *Shock Wave Reflection Phenomena*, volumen 2. Springer, 2007.
- Chauhan A., Arora R., y Siddiqui M.J. Propagation of blast waves in a non-ideal magneto-gasdynamics. *Symmetry*, 11(4):458, 2019.
- Cullis I. Blast waves and how they interact with structures. *BMJ Military Health*, 147(1):16–26, 2001.
- Draganić H. y Sigmund V. Blast loading on structures. *Tehnički vjesnik*, 19(3):643–652, 2012.
- Figuli L., Zvaková Z., Kavický V., y Loveček T. Dependency of the blast wave pressure on the amount of used booster. *Symmetry*, 13(10):1813, 2021.
- Greenshields C.J., Weller H.G., Gasparini L., y Reese J.M. Implementation of semi-discrete, non-staggered central schemes in a colocated, polyhedral, finite volume framework, for high-speed viscous flows. *International journal for numerical methods in fluids*, 63(1):1–21, 2010.
- Gutiérrez Marcantoni L. F., Elaskar S., Tamagno J., Saldía J., y Krause G. An assessment of the openfoam implementation of the knp scheme to simulate strong explosions. *Shock Waves*, 31(2):193–202, 2021.
- Gutiérrez Marcantoni L. F., Tamagno J., y Elaskar S. Two-dimensional numerical simulations of detonation cellular structures in h<sub>2</sub>o<sub>2</sub>ar mixtures with openfoam®. *International Journal of Hydrogen Energy*, 42(41):26102–26113, 2017.
- Hu T. y Glass I. Blast wave reflection trajectories from a height of burst. *AIAA journal*, 24(4):607–610, 1986.
- Jasak H., Jemcov A., Tukovic Z., et al. Openfoam: A c++ library for complex physics simulations. En *International workshop on coupled methods in numerical dynamics*, volumen 1000, páginas 1–20. 2007.
- Kurganov A., Noelle S., y Petrova G. Semidiscrete central-upwind schemes for hyperbolic conservation laws and hamilton–jacobi equations. *SIAM Journal on Scientific Computing*, 23(3):707–740, 2001.
- Kurganov A. y Tadmor E. New high-resolution central schemes for nonlinear conservation laws and convection–diffusion equations. *Journal of computational physics*, 160(1):241–282, 2000.
- Lechat T., Emmanuelli A., Dragna D., y Ollivier S. Propagation of spherical weak blast waves over rough periodic surfaces. *Shock Waves*, 31:379–398, 2021.
- Liang S.M., Hsu J.L., y Wang J.S. Numerical study of cylindrical blast-wave propagation and reflection. *AIAA journal*, 39(6):1152–1158, 2001.
- Monaldi L., Gutiérrez Marcantoni L. F., y Elaskar S. Openfoam simulation of the shock wave reflection in unsteady flow. *Symmetry*, 14(10):2048, 2022.
- Nartu M.K., Kumar M., y Ramiseti S.B. Improved methodology for accurate prediction of blast wave clearing on a finite target. *Journal of Engineering Mechanics*, 148(9):04022049, 2022.
- Radchenko P., Batuev S., y Radchenko A. Numerical analysis of concrete fracture under shock wave loading. *Physical Mesomechanics*, 24:40–45, 2021.
- Ridoux J., Lardjane N., Monasse L., y Coulouvrat F. Extension of geometrical shock dynamics for blast wave propagation. *Shock Waves*, 30(6):563–583, 2020.
- Tamagno J., Elaskar S., Gutiérrez Marcantoni L. F., Saldía J.P., y Bruel P. Un análisis aproximado de la burbuja explosiva generada por liberación instantánea de energía. En *2020 IEEE Congreso Biental de Argentina (ARGENCON)*, páginas 1–7. IEEE, 2020.