

## SIMULACIÓN DE ONDAS EXPLOSIVAS USANDO OPENFOAM SIMULATION OF BLAST WAVES USING OPENFOAM

Luis Gutiérrez Marcantoni<sup>b,c</sup>, Sergio Elaskar<sup>a,b</sup>, José Tamagno<sup>b</sup> y Pascal Bruel<sup>d</sup>

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

<sup>b</sup>*Dpto. Aeronáutica, Facultad de Ciencias Exactas Físicas y Naturales, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina, lfgmarcantoni@gmail.com*

<sup>c</sup>*Universidad Católica de Córdoba, Facultad de Ingeniería, Córdoba, Argentina*

<sup>d</sup>*CNRS - University Pau & Pays Adour, LMAP - Inria CAGIRE Team, Av. de l'Université, 64013 Pau, Francia, pascal.brue@univ-pau.fr*

**Palabras clave:** ondas de choque, Sedov, OpenFOAM, explosión.

**Resumen.** La rápida liberación de energía asociada a procesos explosivos produce ondas de choque intensas (*blast waves*). En este trabajo se explora las capacidades del software de libre distribución OpenFOAM, mediante el solver `rhoCentralFoam`, para el modelado de dichos procesos usando solamente conceptos de dinámica de gases. Con el objetivo de verificar el adecuado funcionamiento de las herramientas numéricas seleccionadas se realiza la simulación de la propagación de *blast waves* y se comparan los resultados numéricos con la solución clásica de Sedov para explosiones 2D (cilíndricas). Entre los parámetros característicos del proceso, evaluados para verificar los resultados numéricos, se consideran la posición y velocidad de la onda de choque generada en la explosión, y el salto y evolución de la presión detrás del choque.

**Keywords:** shock waves, Sedov, OpenFOAM, explosion.

**Abstract.** The rapid release of energy in explosive processes produces intense shock waves (*blast waves*). The interaction of these waves with obstacles can be extremely destructive. This paper explores the capabilities of OpenFOAM free distribution software, using the `rhoCentralFoam` solver, for the modeling of these processes using only gas dynamics concepts. To verify the proper functioning of these numerical tools, the simulation of shock waves propagation is performed and the numerical results are compared with the analytical Sedov solution for explosions in cylindrical geometry. The comparison is focused on the shock position and velocity as well as the pressure jump through the shock.

## 1. INTRODUCCIÓN

Uno de los fenómenos que puede generar daño severo en estructuras civiles, más específicamente en tanques de almacenamiento de combustibles líquidos, son las explosiones. Estas se caracterizan por la propagación de ondas de choque intensas.

Un caso conocido para estudiar la generación y propagación de ondas de choque producidas por la liberación repentina de energía es la onda explosiva de Sedov, la cual es generada por una puntual e intensa explosión, y es un caso característico de soluciones similares (Sedov, 1959). Se destaca que el mismo fenómeno también fue investigado por Taylor en relación con el estudio de los efectos de la bomba atómica (Taylor, 1950).

Para describir la propagación del choque producido por la explosión de Sedov se utiliza análisis dimensional. En primer lugar, se supone que la explosión puede ser idealizada como la liberación repentina de una gran cantidad de energía  $E$  concentrada en un punto, y que éste es el único parámetro dimensional introducido por la explosión. En segundo lugar se supone que la perturbación resultante es tan fuerte que la presión inicial y la velocidad del sonido del aire ambiente son insignificantes en comparación con las presiones y velocidades presentes en el flujo perturbado. Entonces el único parámetro dimensional relacionado con el aire sin perturbar es la densidad  $\rho_0$ .

Existen soluciones numéricas de las ecuaciones similares de Sedov (Whitham, 1999), que usamos en este artículo para analizar el comportamiento del código OpenFOAM por medio del solver `rhoCentralFoam` para la simulación de explosiones (blast waves).

Este trabajo está dividido en cinco secciones y su organización es la siguiente. En la Sección 2 se describe la teoría de Sedov and Taylor. La Sección 3 introduce el esquema numérico implementado en el solver `rhoCentralFoam`. Los resultados numéricos obtenidos y las comparaciones con datos previos están dadas en la Sección 4, mientras que análisis y conclusiones están presentados en la Sección 5.

## 2. SOLUCIONES DE SEDOV

En función de que la presión ambiente y la velocidad del sonido del flujo sin perturbar son despreciables en comparación con los valores de presión y velocidad del sonido detrás del choque es posible considerar las relaciones de choque fuerte para tener en cuenta los cambios generados por la explosión en el flujo sin perturbar:

$$u = \frac{2}{\gamma + 1}U; \quad \rho = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}\rho_0; \quad p = \frac{2}{\gamma + 1}\rho_0U^2 \quad (1)$$

donde  $U$  es la velocidad del choque,  $u$ ,  $\rho$  and  $p$  son la velocidad, densidad y presión inmediatamente detrás de la onda de choque. La densidad del flujo sin perturbar es  $\rho_0$  y  $\gamma$  es el coeficiente isoentrópico (que para el aire es 1,4).

Los únicos parámetros que aparecen en el análisis dimensional son la energía liberada en la explosión  $E$  y la densidad sin perturbar  $\rho_0$ . Las dimensiones para la energía son  $ML^2/T^2$  mientras que para la densidad corresponde  $M/L^3$ . Sedov estableció como parámetro adimensional a  $E/\rho_0$  de forma tal que solamente dependiera de las dimensiones longitud y tiempo, es decir  $L^5/T^2$ . De forma tal que la posición de la onda de choque está dada por:

$$R(t) = k \left( \frac{E}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5} \quad (2)$$

siendo  $k$  un número adimensional. Si introducimos la Ec. (2) en las Ecs. (1), se tiene que:

$$p(t) = \frac{8}{25} \frac{k}{\gamma + 1} \frac{E}{R(t)^3}; \quad u(t) = \frac{4}{5} \frac{k^{5/2}}{\gamma + 1} \left( \frac{E}{\rho_0 R(t)^3} \right)^{1/2} \quad (3)$$

Para describir la evolución de la presión, velocidad y densidad entre la onda de choque y el origen de la explosión, se introduce la variable  $x = r/R(t)$ . Entonces, pueden definirse tres funciones adimensionales:

$$p(x, t) = \left( \frac{2}{5} \frac{R(t)}{t} \right)^2 \frac{\rho_0}{\gamma} f(x), \quad u(x, t) = \frac{2}{5} \frac{R(t)}{t} \varphi(x), \quad \rho(x, t) = \rho_0 \psi(x) \quad (4)$$

Las funciones  $f(x)$ ,  $\varphi(x)$ , y  $\psi(x)$  para la posición de la onda de choque, es decir para  $x = 1$ , verifican:

$$f(1) = \frac{2\gamma}{\gamma + 1}; \quad \varphi(1) = \frac{2}{\gamma + 1}; \quad \psi(1) = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (5)$$

Posteriormente, se introducen las Ecs. (4) en las de movimiento, de forma tal de obtener tres ecuaciones diferenciales ordinarias de primer orden, que deben integrarse desde  $x = 1$  hasta  $x = 0$  con condición inicial dada por las Ecs. (5). En el sistema de ecuaciones resultante no aparece explícitamente el parámetro  $k$ , pero éste puede ser evaluado desde la energía liberada por la explosión:

$$E = \int_0^{R(t)} \left( \frac{p}{\gamma - 1} + 0,5\rho u^2 \right) 4\pi r^2 dr \quad (6)$$

Por lo tanto, con las Ecs. (4) en ésta última se tiene que:

$$k = \left[ \left( \frac{4}{5} \right)^2 \pi \int_0^1 \left( \frac{f}{(\gamma - 1)\gamma} + 0,5\psi\varphi^2 \right) x^2 dx \right]^{-1/5} \quad (7)$$

Para una descripción más detallada y completa de la solución descrita en esta sección recomendamos las siguientes referencias (Sedov, 1959; Whitham, 1999; Landau y Lifshitz, 1986).

### 3. ECUACIONES DE GOBIERNO Y MÉTODO DE SOLUCIÓN

#### 3.1. Ecuaciones de gobierno

La rápida liberación de energía y subsecuente alta velocidad de la onda producto de una explosión hace que no sea esencial considerar los efectos difusivos, por lo tanto el fenómeno puede modelarse utilizando las ecuaciones de Euler:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_c}{\partial x_i} = \mathbf{0} \quad (8)$$

donde  $\mathbf{u}$  son las variables conservativas:

$$\mathbf{u} = [\rho, \rho U_1, \rho U_2, \rho U_3, \rho E]^T \quad (9)$$

y  $\mathbf{F}_c$  los respectivos flujos:

$$\mathbf{F}_c = \begin{bmatrix} \rho V_c \\ \rho U_1 V_c + n_1 p \\ \rho U_2 V_c + n_2 p \\ \rho U_3 V_c + n_3 p \\ (\rho E + p) V_c \end{bmatrix} \quad (10)$$

donde  $\mathbf{U}$  es el vector velocidad,  $\rho$  la densidad,  $p$  la presión,  $E$  la energía total no química y  $V_c = \mathbf{U} \cdot \hat{\mathbf{n}}$ , la velocidad contravariante [Hung \(2002\)](#). La energía total no química ( $E$ ) para un gas perfecto está relacionada con la temperatura a través de:  $E = \int_{T_0}^T c_v dT - RT_0 + \frac{1}{2} \|\mathbf{U}\|^2$ , con  $R$  la constante particular del gas y  $c_v$  su calor específico a volumen constante. Finalmente, para cerrar el sistema se tiene la ecuación de estado  $p = \rho RT$ .

### 3.2. Solver rhoCentralFoam: Esquema de Kurganov en mallas no estructuradas

La versión 6 de OpenFOAM cuenta con 4 *solvers* para tratar problemas de flujo compresible, tres de ellos basados en presión y uno en densidad (rhoCentralFoam) ([Greenshields et al., 2010](#)). Dada la naturaleza del problema a abordar, la intensidad de las ondas generadas y tomando en consideración que, al menos en la versión utilizada de OpenFOAM (6.0) no se encuentran disponibles *solvers* ([Mangani et al., 2016](#)) basados en presión que muestren desempeño similar al basado en densidad disponible ([Gutiérrez Marcantoni et al., 2012](#)), en este trabajo las simulaciones son desarrolladas empleando rhoCentralFoam. En esta sección se ofrece una descripción sucinta de este *solver* obviando el tratamiento que se da a los términos difusivos.

Luego de discretizar en volúmenes finitos al sistema de ecuaciones (8) resulta:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{u} dV + \int_s \mathbf{F}_c dS = 0 \quad (11)$$

y los flujos convectivos pueden ser aproximados como:  $\int_s \mathbf{F}_c dS \approx \sum_f \mathbf{S}_f \cdot \mathbf{U}_f \mathbf{u}_f = \sum_f \phi_f \mathbf{u}_f$ , donde  $\phi_f$  es el flujo volumétrico a través de la cara. Ahora sólo resta definir cómo reconstruir  $\mathbf{U}_f$  y  $\mathbf{u}_f$ . En un flujo compresible las propiedades del fluido son transportadas por las diferentes ondas que pueden tener lugar en el campo de flujo, por lo tanto la forma cómo se lleven a cabo estas reconstrucciones tendrán un impacto decisivo en los resultados obtenidos.

Para evaluar los términos convectivos rhoCentralFoam utiliza versiones adaptadas a mallas no estructuradas de los esquemas propuestos en ([Kurganov y Tadmor, 2000](#)) y ([Kurganov et al., 2001](#)). En este trabajo se utilizará el esquema introducido por Kurganov, Noelle y Petrova (KNP) en vista de los buenos resultados obtenidos en otras aplicaciones ([Gutiérrez Marcantoni et al., 2012, 2017a,b, 2019](#); [Lorenzon y Elaskar, 2015](#); [Espinoza et al., 2016](#); [Zang et al., 2018](#)). De esta forma utilizando los esquemas propuestos por Kurganov el término convectivo se calcula:

$$\sum_f \phi_f \mathbf{u}_f = \sum_f [\alpha_+ \phi_{f+} \mathbf{u}_{f+} + (\alpha_-) \phi_{f-} \mathbf{u}_{f-} + \omega_f (\mathbf{u}_{f-} - \mathbf{u}_{f+})] \quad (12)$$

donde los dos primeros términos corresponden a los flujos evaluados en las direcciones (+) y (-) de la cara del volumen de control, en los cuales factores de ponderación  $\alpha_{\pm}$  dan el grado de *upwinding* al esquema tomando en consideración las velocidades locales de propagación de las discontinuidades [Greenshields et al. \(2010\)](#). El tercer término (flujo volumétrico), sólo aparece en los casos en los que el término convectivo a evaluar forma parte de una derivada substancial, lo cual sucede en la mayoría de los casos. Sin embargo, es interesante hacer notar a manera de ejemplo que en la ecuación de la energía al evaluar  $\nabla \cdot (\mathbf{U}p)$  no hará falta dicho término.

Los factores de ponderación  $\alpha_{\pm}$  y el flujo volumétrico  $\omega_f$  para el esquema KNP están dados por [Greenshields et al. \(2010\)](#):

$$\alpha_{\pm} = \zeta_{f\pm} (\zeta_{f+} + \zeta_{f-})^{-1} \quad \text{y} \quad \omega_f = \zeta_{f+} \zeta_{f-} (\zeta_{f+} + \zeta_{f-})^{-1} \quad (13)$$

donde  $\zeta_{f\pm}$  son flujos volumétricos determinados en función de las velocidades de propagación de las discontinuidades que pudieran existir en la interfaz, estos flujos en las direcciones + y -, están dados por:

$$\begin{aligned} \zeta_{f+} &= \max(c_{f+}S_f + \phi_{f+}, c_{f-}S_f + \phi_{f-}, 0) \\ \zeta_{f-} &= \max(c_{f+}S_f - \phi_{f+}, c_{f-}S_f - \phi_{f-}, 0) \end{aligned} \quad (14)$$

donde  $c_{f\pm} = \sqrt{\gamma RT_{f\pm}}$  son las velocidades de propagación del sonido en la interfaz, en las direcciones entrante y saliente de la cara. Como se puede observar el esquema está enteramente definido por las velocidades de propagación locales y por la reconstrucción hacia las caras de los valores medios de las variables de interés ( $T, U, \rho, etc$ ).

La reconstrucción en el entorno no estructurado utilizado en el paquete de libre distribución OpenFOAM en la dirección + está dado por:

$$\mathbf{u}_{f+} = (1 - g_{f+}) \mathbf{u}_P + g_{f+} \mathbf{u}_N \quad (15)$$

donde los subíndices P y N hacen referencia a los centroides de las celdas propietaria y vecina, respectivamente (ver Fig. 1). La función  $g_{f+} = \beta(1 - w_f)$  con  $w_f = |\mathbf{S}_f \cdot \mathbf{d}_{fN}| / |\mathbf{S}_f \cdot \mathbf{d}|$  es la encargada de definir la forma de la reconstrucción en función de cómo se defina  $\beta$ , lo que permite abarcar una amplia gama de esquemas de manera compacta. A manera de ejemplo considere qué pasa cuando  $\beta = 0$ ,  $\mathbf{u}_{f+} = \mathbf{u}_P$  lo cual corresponde al esquema *upwind*. Por otra parte, con  $\beta = 1$  se recupera la reconstrucción lineal. Si se define a  $\beta = \beta(r)$ , es decir se

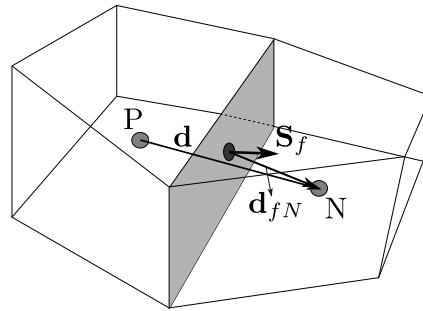


Figura 1: Discretización del dominio en volúmenes finitos ( $N$ : celda vecina;  $P$ : celda propietaria;  $\mathbf{d}$ : vector entre los centroides de las celdas propietaria y vecina;  $\mathbf{d}_{fN}$ : vector entre el centroide de la cara y el de la celda vecina;  $\mathbf{S}_f$ : Vector de superficie de la cara (vector normal a la cara cuya magnitud es el área de dicha cara)

emplean funciones limitadoras definidas en términos de los gradientes sucesivos  $r$  de la variable reconstruida, que para una malla no estructurada resulta:  $r = 2 \frac{\mathbf{d} \cdot (\nabla u)_P}{(\nabla_d u)_f} - 1$ , donde  $(\nabla u)_P$  es el gradiente evaluado en P y  $(\nabla_d u)_f$  es la proyección del gradiente de  $u$  normal a la cara escalado por la magnitud de  $\mathbf{d}$ . Como se observó, es posible intercambiar entre esquemas de diferentes órdenes mediante la apropiada selección de la función limitadora a utilizar  $\beta(r)$  con  $r \geq 0$ . En este trabajo se han probado funciones limitadoras TVD ampliamente conocidas y que en otras aplicaciones han mostrado buenos resultados: Minmod ( $\beta(r) = \max(0, \min(1, r))$ ); van Leer ( $\beta(r) = (r + |r|) / (1 + |r|)$ ); super-bee ( $\beta(r) = \max(0, \min(2r, 1), \min(r, 2))$ ) y van Albada ( $\beta(r) = (r^2 + r) / (r^2 + 1)$ ).

En cuanto a los gradientes, para mantener la consistencia se utiliza una evaluación basada también en los esquemas de Kurganov. Lo que permite, por ejemplo, agrupar al gradiente de presión en la ecuación de cantidad de movimiento con los términos convectivos y así lograr un esquema compacto Greenshields et al. (2010). Finalmente, se ha empleado el esquema de Euler explícito para el avance temporal de las simulaciones.

#### 4. RESULTADOS NUMÉRICOS

En esta sección se presentan los resultados numéricos obtenidos con OpenFOAM para la explosión de Sedov descrita en secciones anteriores. Para poder analizar los datos calculados, se han considerado como condiciones iniciales las establecidas en el *benchmark* propuesto en el manual del código FLASH (<http://flash.uchicago.edu/site/flashcode/>). Estas condiciones verifican que la presión y velocidad del sonido del medio sin perturbar son despreciables, sin embargo los valores no poseen sentido físico y su único objetivo es verificar la capacidad del código para capturar las soluciones del problema de la explosión centrada.

En primer lugar, y con el objetivo de disminuir el tiempo de CPU, se han estudiado explosiones cilíndricas, es decir de geometría plana. Aunque OpenFOAM siempre utiliza mallas tridimensionales, la dimensión normal es considerada muy pequeña y sólo hay un elemento en dicha dirección en todos los casos estudiados.

Además, se ha simulado sólo 1/4 del dominio aprovechando las condiciones de simetría del problema físico en análisis. Se ha considerado una explosión centrada en el origen de coordenadas con una radio inicial de  $R(0) = 2,5$  cm. El dominio es de 50 cm x 50 cm y se han usado dos tipos de mallas. Una es regular, estructurada y no alineada con el choque y la segunda tiene elementos orientados en la dirección de avance de la onda explosiva. Los valores iniciales de la explosión son tales que la energía inicial es igual a 1 y la densidad inicial del campo sin perturbar también es 1. Desde la energía inicial es posible calcular la presión inicial:

$$E = \int_0^{R(0)} \left( \frac{p}{\gamma - 1} \right) \pi r^2 dr = 1 \quad (16)$$

Se han llevado a cabo varias pruebas numéricas para distintas mallas y distintas funciones limitadoras en la reconstrucción. En todos los casos se ha considerado flujo no viscoso. Dentro de las mallas estructuradas se han usado  $200 \times 200$ ,  $500 \times 500$  y  $700 \times 700$  elementos. Se implementaron las siguientes funciones de reconstrucción: minmod, van Albada, super-bee, van Leer y *upwind*.

En algunos tests el software no fue capaz de realizar la simulación como en el caso de usar funciones super-bee que son muy poco difusivas. En otros como en el caso de usar funciones minmod los resultados presentaron inestabilidades en la distribución de velocidad y temperatura entre el choque y el origen de la explosión; aunque los valores de presión detrás de la onda y su distribuciones fueron correctos. La Figura 2 muestra los resultados numéricos junto con la evaluación teórica de la teoría de Sedov. La curva azul indica los resultados teóricos, la roja corresponde a funciones de reconstrucción de 1er orden en una malla de  $200 \times 200$  elementos, la amarilla es para 1er orden con una malla de  $500 \times 500$ , la verde y la marrón han sido calculadas con funciones minmod pero con mallas de  $200 \times 200$  y  $500 \times 500$  respectivamente. Se destaca que en todos los casos los resultados numéricos siguen la tendencia de los valores teóricos, sin embargo cuando se implementó la función minmod para la reconstrucción la presión detrás de la onda fue un poco más precisa que con *upwind*.

Otro parámetro que fue analizado es la posición de la onda de choque en el tiempo, es decir la velocidad del choque. La Figura 3 muestra los resultados numéricos junto con la evaluación teórica de la teoría de Sedov. La curva azul indica los resultados teóricos, la roja usa funciones de reconstrucción de 1er orden con una malla de  $200 \times 200$  elementos, la amarilla corresponde a funciones de 1er orden y una malla de  $500 \times 500$ , la verde y la marrón son con funciones minmod y mallas de  $200 \times 200$  y  $500 \times 500$  respectivamente. Se destaca que en todos los casos los resultados numéricos presentan una muy buena concordancia con los valores teóricos.



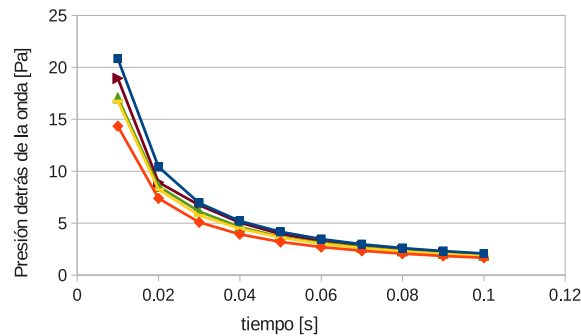


Figura 2: Presión detrás de la onda en función del tiempo. Malla regular. Azul: resultados teóricos. Rojo: 1er orden  $200 \times 200$ . Amarillo: 1er orden  $500 \times 500$ . Verde: minmod  $200 \times 200$ . Marrón: minmod  $500 \times 500$ .

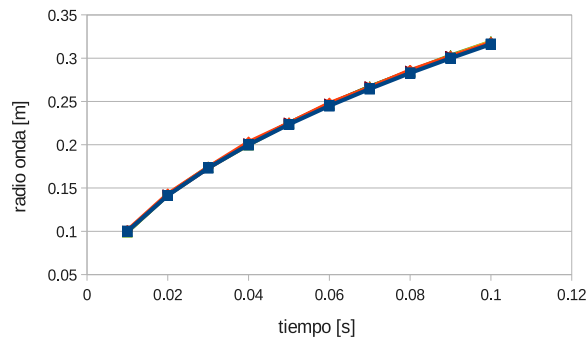


Figura 3: Posición de la onda de choque en función del tiempo. Malla regular. Azul: resultados teóricos. Rojo: 1er orden  $200 \times 200$ . Amarillo: 1er orden  $500 \times 500$ . Verde: minmod  $200 \times 200$ . Marrón: minmod  $500 \times 500$ .

Con la finalidad de estudiar la influencia de la densidad de la malla en la simulación de la onda explosiva, se consideraron tres mallas similares pero con distinta cantidad de elementos:  $200 \times 200$ ,  $500 \times 500$ , y  $700 \times 700$ . Para las tres mallas se usaron funciones de reconstrucción de primer orden y en la Figura 4 se indican los resultados para la presión detrás de la onda por ser éste un parámetro indispensable para poder estudiar el efecto de explosiones sobre tanques de almacenamiento. La curva azul son los resultados teóricos, la roja corresponde a la malla de  $200 \times 200$ , la amarilla a la de  $500 \times 500$  y la verde a la de  $700 \times 700$ . Se destaca que a medida que aumentamos la densidad de elementos de la malla, los valores numéricos se aproximan a los valores teóricos. Una alternativa para mejorar los resultados anteriores es considerar esquemas *upwind* en temperatura y densidad, pero minmod en velocidad. Los resultados están dados en la Figura 5. La curva azul está dada por resultados teóricos, la roja corresponde a usar *upwind* en las tres variables, y la amarilla es el esquema mixto. Se destaca que los resultados mejoraron levemente. Con la finalidad de mejorar los resultados numéricos se utilizó una malla con celdas alineadas con la dirección de propagación de la onda de choque con aproximadamente 500000 celdas, de forma tal de poder comparar con la malla regular de  $700 \times 700$ . Se ha usado para la malla regular funciones de reconstrucción *upwind* para todas las variables y para la malla alineada funciones *upwind* para todas las variables y el esquema mixto con *upwind* en temperatura y densidad y minmod en velocidad. La Figura 6 muestra la comparación de las presiones detrás de la onda a medida que la explosión evoluciona. La curva azul representa los resultados teóricos, la roja los evaluados con la malla regular, la amarilla con la malla alineada y funciones *upwind* y la verde con la malla alineada y esquema mixto para la reconstrucción. Se destaca

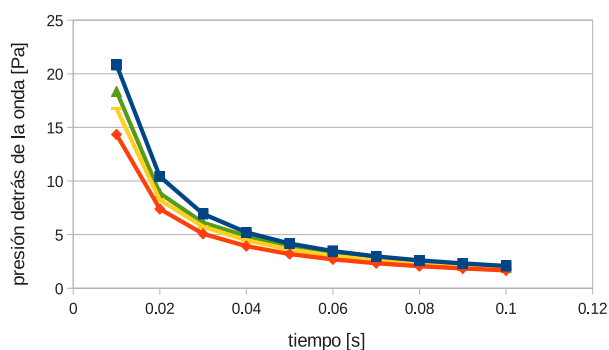


Figura 4: Presión detrás de la onda en función del tiempo. Malla regular. Azul: resultados teóricos. Rojo: 200 x 200. Amarillo: 500 x 500. Verde: 700 x 700.

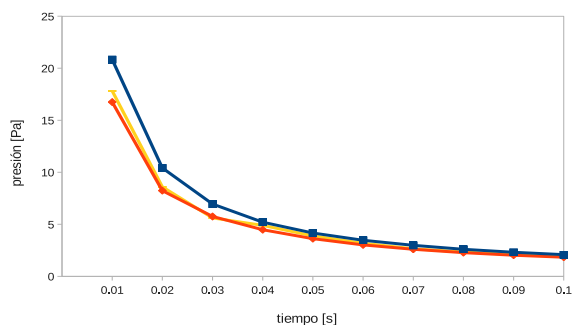


Figura 5: Presión detrás de la onda en función del tiempo. Malla regular. Azul: resultados teóricos. Rojo: *upwind*. Amarillo: esquema mixto.

que la malla alineada no ha mejorado la evaluación de la presión inmediatamente luego de la onda de choque. Al analizar la estabilidad de las soluciones, al usar las funciones limitadoras de van Leer, van Albada y super-bee se observaron excesivas oscilaciones en las distribuciones de las variables ( $p$ ,  $\rho$ ,  $T$ ,  $U$ ). Dichas perturbaciones fueron mitigadas, al usar minmod en todas las reconstrucciones (Fig. 7.b), no obstante, se observaron defectos en la estabilidad de la distribución de velocidad (parte inferior Fig. 7.b). Con la combinación *upwind*( $\rho, T$ )/minmod( $U$ ) (Fig. 7.c) se consigue disminuir las perturbaciones y una leve reducción en la difusión observada en la captura del frente de la onda, en comparación con el caso reconstruido enteramente con el esquema *upwind* (Fig. 7.a). Los máximos de presión y velocidad para la combinación *upwind*-minmod fueron: 1,3 Pa y 0,145 m/s, respectivamente; mientras que en los casos *upwind* y minmod: 1,302 Pa/0,145 m/s y 1,309 Pa/0,148 m/s, por lo tanto, no se observa un deterioro o mejora consistente en lo que respecta la predicción de dichos valores.

## 5. CONCLUSIONES

En este trabajo se estudió el comportamiento de herramientas disponibles en la versión 6 de OpenFOAM para simular explosiones. Se analizó el problema propuesto por Sedov obteniendo aproximaciones razonables y logrando observar el rol fundamental que desempeña el esquema de reconstrucción en la correcta predicción de los parámetros típicos de una onda explosiva (velocidad de propagación y salto de presión). Cabe mencionar que también se implementó el *solver sonicFoam* pero no fue posible realizar una simulación exitosa, al menos para el orden del salto de presión y temperatura definido en el test de flash  $\sim 10^7$ . Al utilizar



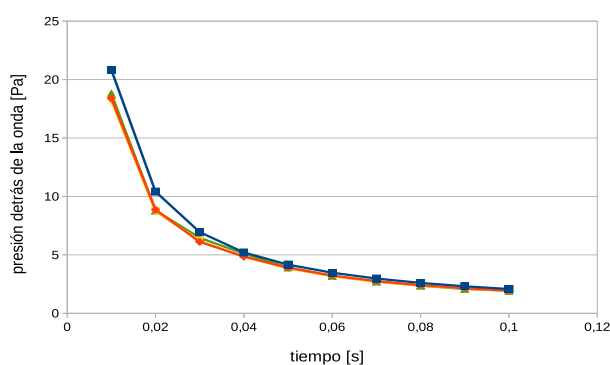


Figura 6: Presión detrás de la onda en función del tiempo. Comparación de malla regular y alineada. Azul: resultados teóricos. Rojo: malla regular con reconstrucción *upwind*. Amarillo: malla alineada con reconstrucción *upwind*. Verde: malla alineada con esquema mixto.

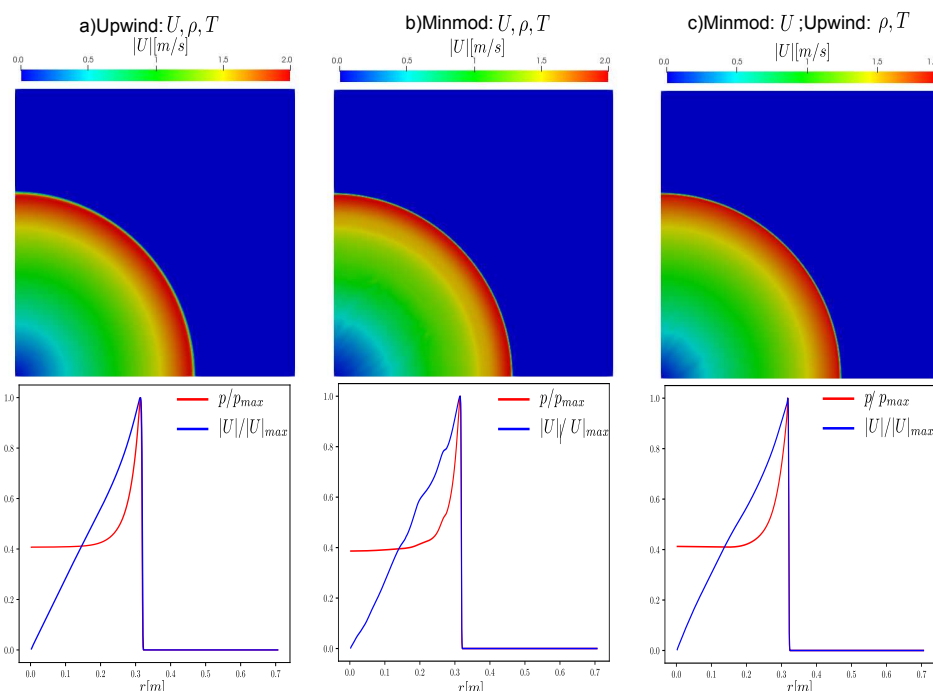


Figura 7: Simulaciones para  $t = 0, 1$  s. Superior: distribuciones de velocidad en todo el dominio obtenidas con cada combinación de funciones limitadoras empleadas en la reconstrucción; Inferior: distribuciones de presión y velocidad radiales.

rhoCentralFoam se verificó el importante rol que juega la reconstrucción y cómo esquemas que tuvieron éxito en simulaciones de problemas típicos del flujo supersónico (perfil doble cuña, cuerpo romo y tubo de choque) al simular el problema de Sedov introdujeron perturbaciones excesivas. Sin embargo, cabe resaltar que se identificó una combinación que alcanza un equilibrio apropiado entre perturbaciones y difusión en la captura del choque (minmod( $U$ ) y *upwind* ( $\rho, T$ )) al menos para simular el problema ideal de Sedov. Finalmente se destaca que las simulaciones numéricas determinaron un salto de presión en la onda de choque algo menor al previsto por la teoría de Sedov. En las simulaciones, la energía inicial está distribuida en un dominio pequeño pero finito, mientras que Sedov utiliza el concepto de la línea explosiva (punto explosivo cuando la simetría es esférica y línea explosiva cuando es axial). Esta diversidad inicial entre un dominio finito y el concepto de Sedov para generar una liberación instantánea

de la energía, podría ser causante de las discrepancias mencionadas.

## AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen a los proyectos MINCyT-ECOSud PA17A07, PUE2016-IDIT, PICT2017-3931 y SECyT-UNC.

## REFERENCIAS

- Espinoza D., Casseau V., Scanlon T., y Brown R. An open-source hybrid cfd-dsmc solver for high speed flows. En *AIP Conference Proceedings*, volumen 1786, página 050007. AIP Publishing, 2016.
- 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., Tamagno J.P., y Elaskar S.A. High speed flow simulation using openfoam. *Mecánica Computacional*, 31:2939–2959, 2012.
- Gutiérrez Marcantoni L.F., Tamagno J.P., y Elaskar S.A. rhocentralrffoam: An openfoam solver for high speed chemically active flows–simulation of planar detonations–. *Computer Physics Communications*, 219:209–222, 2017a.
- Gutiérrez Marcantoni L.F., Tamagno J.P., y Elaskar S.A. Two-dimensional numerical simulations of detonation cellular structures in h2o2ar mixtures with openfoam®. *International Journal of Hydrogen Energy*, 42(41):26102–26113, 2017b.
- Gutiérrez Marcantoni L.F., Tamagno J.P., y Elaskar S.A. A numerical study on the impact of chemical modeling on simulating methane-air detonations. *Fuel*, 240:289–298, 2019.
- Hung C.M. Definition of contravariant velocity components. En *3rd Theoretical Fluid Mechanics Meeting*, página 3202. 2002.
- 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.
- Landau L. y Lifshitz E.M. *Theoretical Physics. Vol. 6. Hydrodynamics*. Nauka, Moscow, 1986.
- Lorenzon D. y Elaskar S.A. Simulación de flujos supersónicos bidimensionales y axialmente simétricos con openfoam. 2015.
- Mangani L., Sanz W., y Darwish M. Comparing the performance and accuracy of a pressure based and a density-based coupled solver. En *16th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*. 2016.
- Sedov L. 1.(1959).-"similarity and dimensional methods in mechanics.". *Translation from 4th Russian edition*, página 228, 1959.
- Taylor G.I. The formation of a blast wave by a very intense explosion i. theoretical discussion. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 201(1065):159–174, 1950.
- Whitham G. *Linear and Nonlinear Waves*. Wiley-Interscience, 1999.
- Zang B., Vevek U., Lim H., Wei X., y New T. An assessment of openfoam solver on rans simulations of round supersonic free jets. *Journal of Computational Science*, 28:18–31, 2018.