

INTERACCIÓN DE ONDAS EXPLOSIVAS CON SUPERFICIES SÓLIDAS

INTERACTION OF EXPLOSIVE WAVES WITH SOLID SURFACES

Luis F. Gutiérrez Marcantoni^{a,c}, Sergio Elaskar^{a,b}, Denis Lorenzón^{a,b} y Juan Saldía^a

^a*Dpto. Aeronáutica, Facultad de Ciencias Exactas Físicas y Naturales, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina.*

^b*Inst. de Estudios Avanzados en Ingeniería y Tecnología, UNC-CONICET, Av. Vélez Sarsfield 1611, Córdoba, Argentina.*

^b*Universidad Católica de Córdoba, Facultad de Ingeniería, Av. Armada Argentina 3555, Córdoba, Argentina*

Palabras clave: Explosiones, doble reflexión de Mach, OpenFOAM, Mecánica de los fluidos computacional

Resumen. La rápida liberación de energía asociada a procesos explosivos produce ondas de choque intensas (*blast waves*) que al interactuar con obstáculos pueden dar origen a daños considerables sobre los mismos. En este trabajo, se presenta un estudio numérico sobre la evolución e interacción de ondas de choque producidas por explosiones con paredes y en ambientes cerrados. Para este fin, el *solver rhoCentralFoam*, componente del paquete de libre distribución OpenFOAM, es empleado para el cómputo numérico de la propagación de ondas de choque y su interacción con superficies sólidas para explosiones 2D con simetría cilíndrica. Se presenta una verificación de los resultados numéricos obtenidos, comparando parámetros típicos como la magnitud del salto de presiones a través de la onda y el tiempo de arribo de la misma al obstáculo, con aquellos provistos empleando metodologías de tipo analítico propios de la Dinámica de Gases. Finalmente, se presentan resultados sobre la interacción con el obstáculo analizando el proceso de transición desde una reflexión simple a una reflexión doble de Mach.

Keywords: Explosions, double Mach reflection, OpenFOAM, Computational Fluid Mechanics.

Abstract. The high energy liberation associated with explosive phenomena produces intense blast waves that can interact with obstacles. These types of interactions can generate considerable damages. This work presents a numerical study about the generation of that intense waves and their interaction with walls in closed spaces. This work presents a numerical study about the generation of that intense waves and their interaction with walls in closed spaces. The numerical results are validated by comparing several typical parameters, like the pressure difference across the wave and its arrival time to the obstacle, with those obtained from the gas-dynamic theory. Finally, results about the wave-obstacle interactions are presented. It is analyzed the transition process from a regular reflection to a double Mach reflection.

1. INTRODUCCIÓN

Las explosiones se caracterizan por una liberación rápida de energía junto con la generación y propagación de ondas de choque intensas. Sedov desarrolló un modelo que permite describir la generación y propagación de ondas de choque producidas por una liberación repentina de energía. En este modelo la onda explosiva se origina en una fuente puntual y se modela por medio de soluciones similares Sedov (1959). Sedov asume que la explosión libera de forma repentina una cantidad de energía E concentrada en un punto, siendo éste el único parámetro dimensional introducido por el fenómeno explosivo. También considera que la onda de choque es muy intensa, por lo que la presión y la velocidad del sonido en el aire sin perturbar son despreciables en comparación con sus valores detrás del choque. Por lo tanto, la densidad ρ_0 es el único parámetro dimensional relacionado con el medio sin perturbar.

En este trabajo se implementa el código de acceso libre OpenFOAM para simular por medio de volúmenes finitos la generación, propagación y rebote en paredes de ondas explosivas de Sedov mediante el uso del *solver* rhoCentralFoam. Una metodología de cálculo analítica y aproximada para evaluar la presión máxima que sufre la pared luego que el choque haya rebotado sobre la misma es también presentada. Además, se evalúa la transición desde la reflexión regular (RR) a la reflexión de Mach doble (RMB). Los resultados numéricos son comparados con la teoría de Sedov, con el esquema teórico propuesto y con datos publicados en la literatura especializada.

2. EL MODELO DE SEDOV

Una breve descripción del modelo de Sedov es dada en esta sección (Sedov, 1959; Taylor, 1950; Whitham, 1999). Como se ha mencionado, la presión y la velocidad del sonido del ambiente sin perturbar son despreciables cuando se las compara con la presión y la velocidad del sonido detrás de la onda de choque, por lo tanto se pueden usar las relaciones de choque fuerte para evaluar los efectos de la explosión en el medio sin perturbar:

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

siendo U la velocidad del choque, u , ρ and p son la velocidad, densidad y presión inmediatamente detrás de la onda de choque. La densidad del flujo sin perturbar y el coeficiente isoentrópico son ρ_0 y γ respectivamente. En el análisis dimensional desarrollado por Sedov la energía liberada en la explosión E y la densidad del medio sin perturbar ρ_0 son las únicas variables de importancia, por lo tanto se establece como parámetro al cociente E/ρ_0 que solamente depende de las dimensiones longitud y tiempo, es decir L^5/T^2 (para explosiones esféricas). De forma tal que la posición del choque está dada por

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

donde k es un número adimensional. Relacionando las Ecs. (1) y (2), se obtiene

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

Para describir la evolución de la presión, velocidad y densidad entre la onda de choque y el origen de la explosión se usa la variable adimensional $x = r/R(t)$, y se definen tres funciones

adimensionales:

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

En $x = 1$ (posición del choque), las funciones $f(x)$, $\varphi(x)$, y $\psi(x)$ verifican

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

Si se introducen las Ecs. (4) en las ecuaciones de movimiento se obtienen tres ecuaciones diferenciales ordinarias de primer orden que deben ser integradas desde el origen de la explosión ($x = 0$) hasta la onda de choque ($x = 1$) usando como condiciones iniciales a las Ecs. (5). El parámetro k no está dado explícitamente en el sistema de ecuaciones resultante. Sin embargo se calcula desde la energía liberada en la explosión (Gutiérrez Marcantoni et al., 2021)

$$k = \left[\left(\frac{4}{5}\right)^2 \pi \int_0^1 \left(\frac{f}{(\gamma-1)\gamma} + 0,5\psi\varphi^2 \right) x^2 dx \right]^{-1/5} \quad (6)$$

3. ECUACIONES QUE GOBIERNAN EL FLUJO

Debido a la rápida liberación de energía y la subsecuente elevada velocidad del choque producido por la explosión, los efectos difusivos pueden ser despreciados en un primer análisis. Por lo tanto, las ecuaciones de Euler representan el fenómeno en estudio (Gutiérrez Marcantoni et al., 2017a,b, 2019a,b)

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_c}{\partial x_i} = \mathbf{0} \quad (7)$$

el vector \mathbf{u} posee las variables conservativas

$$\mathbf{u} = [\rho, \rho U_1, \rho U_2, \rho U_3, \rho E]^T \quad (8)$$

y \mathbf{F}_c los respectivos flujos:

$$\mathbf{F}_c = [\rho V_c, \rho U_1 V_c + n_1 p, \rho U_2 V_c + n_2 p, \rho U_3 V_c + n_3 p, (\rho E + p) V_c]^T \quad (9)$$

$\mathbf{U} = [U_1, U_2, U_3]^T$ es el vector velocidad, ρ la densidad, p la presión, E la energía total no química y $V_c = \mathbf{U} \cdot \hat{\mathbf{n}}$, la velocidad contravariante, siendo $\hat{\mathbf{n}} = (n_1, n_2, n_3)^T$ (Hung, 2002).

La energía total no química (E) para un gas perfecto se relaciona con la temperatura por medio de la siguiente ecuación

$$E = \int_{T_0}^T c_v dT - RT_0 + \frac{1}{2} \|\mathbf{U}\|^2 \quad (10)$$

siendo R la constante particular del gas y c_v su calor específico a volumen constante. Además se acepta como es válida a la ecuación de estado de gases perfectos $p = \rho R T$.

4. ESQUEMA DE KURGANOV, NOELLE Y PETROVA (KNP)

Para la simulación de ondas explosivas se requiere de esquemas de cálculo que sean capaces de capturar con apropiada precisión a las discontinuidades que aparecen en el campo de flujo. En este trabajo se utiliza el *solver* de OpenFOAM rhoCentralFoam (Gutiérrez Marcantoni

et al., 2012, 2017b, 2019a,b; Mangani et al., 2016), este utiliza como método de solución la técnicas de volúmenes finitos y para el cómputo de los flujos convectivos una 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 (Greenshields et al., 2010; Lorenzon y Elaskar, 2015; Gutiérrez Marcantoni et al., 2017a, 2021). Al aplicar este esquema los flujos convectivos resultan:

$$\sum_f \phi_f \mathbf{u}_f = \sum_f [\alpha_+ \phi_{f+} \mathbf{u}_{f+} + (\alpha_-) \phi_{f-} \mathbf{u}_{f-} + \omega_f (\mathbf{u}_{f-} - \mathbf{u}_{f+})] \quad (11)$$

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 α_{\pm} dan el grado de *upwinding* al esquema tomando en consideración las velocidades locales de propagación de las discontinuidades (Greenshields et al., 2010). El flujo volumétrico difusivo que aparece en el tercer término, sólo es necesario cuando se discretiza un término convectivo que forma parte de una derivada substancial.

Los factores de ponderación α_{\pm} y el flujo volumétrico difusivo ω_f para el esquema KNP están dados por (Greenshields et al., 2010):

$$\alpha_{\pm} = \zeta_{f\pm} (\zeta_{f+} + \zeta_{f-})^{-1} \quad \text{y} \quad \omega_f = \zeta_{f+} \zeta_{f-} (\zeta_{f+} + \zeta_{f-})^{-1} \quad (12)$$

donde $\zeta_{f\pm}$ son flujos volumétricos que dependen de las velocidades de propagación de las discontinuidades que pueden aparecer en la interfaz de dos volúmenes, estos flujos en las direcciones + y -, resultan:

$$\zeta_{f+} = \max(c_{f+} S_f + \phi_{f+}, c_{f-} S_f + \phi_{f-}, 0), \quad \zeta_{f-} = \max(c_{f+} S_f - \phi_{f+}, c_{f-} S_f - \phi_{f-}, 0) \quad (13)$$

siendo $c_{f\pm} = \sqrt{\gamma R T_{f\pm}}$ las velocidades de propagación del sonido en la interfaz, en las direcciones entrante y saliente de la cara. Como se observa el esquema está definido por las velocidades de propagación locales y por la reconstrucción hacia las caras de los valores medios de las variables de interés (T, \mathbf{U}, ρ , etc). La reconstrucción en el entorno no estructurado utilizado en el paquete de libre distribución OpenFOAM en la dirección + está dado por:

$$\mathbf{u}_{f+} = (1 - g_{f+}) \mathbf{u}_P + g_{f+} \mathbf{u}_N \quad (14)$$

donde los subíndices P y N hacen referencia a los centroides de las celdas propietaria y vecina, respectivamente La función $g_{f+} = \beta (1 - w_f)$ con $w_f = |\mathbf{S}_f \cdot \mathbf{d}_{fN}| / |\mathbf{S}_f \cdot \mathbf{d}_f|$ es la encargada de definir al esquema de reconstrucción dependiendo del valor que adopte β , lo que permite abarcar una amplia gama de esquemas de manera compacta. En este trabajo la forma de β corresponde a la dada por la función de van Leer, es decir $\beta(r) = (r + |r|) / (1 + |r|)$.

Para la evaluación de los gradientes, con el objetivo de mantener la consistencia, se utilizan 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. Finalmente, se ha empleando el esquema de Euler explícito para el avance temporal de la simulaciones. Para una descripción más detallada de la evaluación de los flujos convectivos se sugiere al lector consultar las siguientes referencias: Greenshields et al. (2010); Gutiérrez Marcantoni et al. (2012, 2017a).

5. MÉTODO APROXIMADO PARA EVALUAR LA PRESIÓN REFLEJADA

Se presenta un método aproximado para calcular la presión reflejada sobre una pared en el momento que impacta sobre ella una onda de choque. Este esquema se podrá acoplar con el de Sedov para obtener la presión máxima que se produce al rebotar una onda de choque con una pared. Es decir, el método utiliza las soluciones similares de Sedov y la teoría unidimensional de onda de choque inestacionaria (Tamagno et al., 2013).

Sedov estableció que el radio del choque generado por la explosión en función del tiempo es

$$R(t) = \left(\frac{Et^2}{\rho_0} \right)^w \quad (15)$$

siendo $w = 1/4$ para explosiones cilíndricas y $w = 1/5$ para explosiones esféricas (ver Ec. (2)). Además, el trabajo de Sedov permite calcular la presión inmediatamente detrás del choque. Para explosiones esféricas está dada por la Ec. (3), y en explosiones cilíndricas es

$$p(t) = \frac{0,5 E}{(\gamma + 1) R(t)^2} \quad (16)$$

La onda de choque explosiva al impactar con una pared rebota como una onda de choque reflejada, generando una presión sobre la pared muy superior a la dada por las Ecs. (3 y 16).

Una forma aproximada, pero que permite hallar soluciones analíticas, de evaluar la presión reflejada es considerar el rebote en la pared de un choque 1D inestacionario. Por la teoría de Sedov, derivando la Ec. (15), es posible conocer la velocidad de la onda de choque en función del tiempo

$$U(t) = 2w \left(\frac{E}{\rho_0} \right)^w t^{2w-1} \quad (17)$$

El tiempo de arribo del choque hasta la pared, también, se obtiene desde la Ec. (15)

$$t_p = R_p^{1/2w} \left(\frac{\rho_0}{E} \right)^{0,5} \quad (18)$$

siendo R_p la distancia entre el origen de la explosión y la pared.

Luego se calcula el Mach del choque incidente en el momento de impactar la pared

$$M(t_p) = M_p = \frac{U(t_p)}{a_0} \quad (19)$$

siendo a_0 la velocidad del sonido del medio sin perturbar.

Por medio de soluciones similares es factible calcular la velocidad del flujo inmediatamente detrás del choque cilíndrico y esférico en el momento en que la onda impacta con la pared

$$u(t_p) = u_p = \frac{1}{\gamma + 1} \sqrt{\frac{E}{\rho_0 R_p^2}}, \quad u(t_p) = u_p = \frac{4}{5(\gamma + 1)} \sqrt{\frac{E}{\rho_0 R_p^3}} \quad (20)$$

Usando la teoría de ondas de choque unidimensionales inestacionarias se calcula la velocidad del sonido inmediatamente detrás del choque incidente al arribar a la pared (Tamagno et al., 2013)

$$a_p = a_0 \sqrt{1 + \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} (\gamma M_p^2 - 1/M_p^2 + 1 - \gamma)} \quad (21)$$

De estas últimas ecuaciones es posible obtener el número de Mach de la onda plana que refleja (M_{cr})

$$M_{cr} = 0,5 \left(\frac{2 u_p}{(\gamma + 1) a_p} + \sqrt{\left(\frac{2 u_p}{(\gamma + 1) a_p} \right)^2 + 4} \right) \quad (22)$$

Este Mach corresponde a la velocidad de la onda reflejada con respecto a la velocidad del sonido detrás de la onda incidente. Con M_{cr} es posible calcular la presión reflejada aparente

$$p_r = p(t_p) \left(1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_{cr}^2 - 1) \right) \quad (23)$$

Es importante resaltar, que es un procedimiento de cálculo aproximado y que para su desarrollo se ha considerado, sin pérdida de generalidad, que la onda incidente viaja hacia la derecha y la reflejada hacia la izquierda.

6. RESULTADOS NUMÉRICOS

En primer lugar se explica la calibración del modelo numérico mediante el estudio de explosiones libres. Posteriormente se presentan resultados de la interacción de las explosiones cilíndricas y esféricas con paredes.

6.1. Calibración del modelo numérico

En un artículo publicado recientemente ([Gutiérrez Marcantoni et al., 2021](#)) se presentó una metodología de trabajo con el código OpenFOAM para simular explosiones. Para tal fin se consideraron diferentes condiciones iniciales, funciones limitadoras, mallas y densidades de malla. En base a los resultados publicados, se considera que una malla regular de 700 x 700 elementos para explosiones cilíndricas y funciones de reconstrucción *upwind* para todas las variables es una alternativa robusta, precisa y razonablemente económica, desde el punto de vista del tiempo necesario de ejecución, para encontrar adecuadas soluciones numéricas.

6.2. Explosiones cilíndricas

Para disminuir el tiempo de CPU, se estudian 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. Se emplea sólo 1/4 del dominio aprovechando las condiciones de simetría del fenómeno. Se considera una explosión centrada en el origen de coordenadas con una radio inicial de $R(0) = 25$ cm. El dominio es de 7 m x 7 m. La energía inicialmente almacenada es de 385 kg de trinitrotolueno o TNT (1kg de TNT equivale a 4,184 MJ). Las condiciones del aire sin perturbar son $p = 101000$ Pa, $\rho_0 = 1,21$ kg/m³ y sin velocidad (en reposo). La malla usada es regular de 700 x 700. Bajo las condiciones indicadas se genera una onda de choque muy intensa que viaja a elevada velocidad hacia la pared. Al llegar esta a la pared rebota produciendo un incremento de presión sobre la misma (supuesta totalmente rígida). Uno de los parámetros más importantes es el tiempo de arribo de la explosión a la pared ([Karlos y Solomos, 2013](#)). En la simulación numérica el choque alcanza la estructura en $t = 1331$ μ s. Si se usa la Ec. (18), considerando una distancia de 7 m, se obtiene $t = 1341$ μ s. El error entre la teoría y la simulación es menor al 1%. Otro parámetro que se emplea para validar la simulación numérica es la presión inmediatamente detrás del choque en el instante de golpear la pared. En la teoría de Sedov, ésta se obtiene por medio de la Ec. (16), resultando $p = 6,8586 \times 10^6$ Pa para $t = 1341$ μ s. En la

simulación numérica la presión inmediatamente detrás de la onda es $p_n = 6,7265$ MPa, calculada en $t = 1331 \mu s$. El error en este caso es menor al 2 %. Quizás la variable más importante sea la presión luego que la onda de choque se haya reflejado, la cual en las simulaciones es de 55,3 MPa. Para obtener una aproximación teórica se implementa el procedimiento de cálculo de la Sección 5 y se encuentra que $p_r = 51,7$ MPa. Por otra parte, la presión reflejada, para reflexiones con ángulo cero, se puede expresar según Baker (1973)

$$p_r = 2p \frac{4p + 7p_a}{p + 7p_a} \quad (24)$$

p_r es la presión reflejada, p es presión inmediatamente detrás de la onda de choque incidente al arribar a la pared y p_a la presión ambiente sin perturbar. Por lo tanto, según la Ec. (24), la presión reflejada es $p_r = 51$ MPa. La diferencia entre las aproximaciones analíticas y el valor numérico es de 6,5 % y 7,78 %.

6.3. Explosiones esféricas

Al igual que en las simulaciones 2D, se utiliza solamente 1/4 del dominio debido a la simetría del fenómeno físico. La explosión ocurre centrada en el origen de coordenadas con una radio inicial de $R(0) = 25$ cm. El dominio es de 3m x 3m x 3m. La energía liberada por la explosión es la equivalente a la producida por 385 kg de TNT. El aire ambiente sin perturbar posee las siguientes propiedades: $p = 101000$ Pa, $\rho_0 = 1,21$ kg/m³ y está en reposo. La malla usada es regular de $250 \times 250 \times 250$. El tiempo de arribo a la pared del choque en la simulación numérica es $t = 0,42867$ ms, mientras que la Ec. (18) determina $t = 0,43864$ ms, lo que indica que el error entre la teoría y la simulación es menor al 2,3 %. La presión inmediatamente detrás del choque al momento de golpear la pared según teoría de Sedov se obtiene mediante la Ec. (3), resultando $p = 7,954765$ MPa para $R = 3$ m. En la simulación numérica la presión inmediatamente detrás de la onda al arribar a la pared es $p_n = 7,41$ MPa. El error en este caso es de 6,8 %. La presión reflejada numérica es de 51,13 MPa y la teórica resulta $p_r = 60,37$ MPa, lo que da un error aproximado del 15 %. Otra alternativa para obtener la presión reflejada es la Ec. (24) que da $p_r = 55,391654$ MPa (se ha usado como presión detrás de la onda a la presión obtenida por la teoría de Sedov $p = 79,5477$ MPa). La discrepancia entre la presión reflejada numérica máxima y la calculada por la Ec. (24) es de 7,7 %.

6.4. Transición de reflexión regular a reflexión de Mach doble

Las transiciones entre distintos tipos de reflexiones es todo un campo de estudio en Dinámica de Gases y no se abordará en detalle en este trabajo. Los interesados en el tema pueden ver el libro de Ben Dor (2007). Aquí solamente se verificará si la metodología de cálculo propuesta con OpeaFOAM para simular explosiones puede capturar adecuadamente la transición desde una reflexión regular a una reflexión de Mach doble. Se estudia una explosión inicial cilíndrica con un radio de 12,5 cm y una presión inicial de $p_i = 53,3$ MPa, siendo la presión ambiente de $p_a = 101000$ Pa. El dominio es de 80×120 cm y se han implementado dos mallas. Una regular que posee 1200×1200 volúmenes y otra con tetraedros con ~ 1900000 volúmenes. Los resultados obtenidos con ambas mallas han sido similares, sin embargo se ha encontrado una resolución levemente mejor con la malla de triángulos (tetraedros), por la motivo los resultados que se presentan han sido obtenidos con dicha malla. El schlieren numérico en términos del campo de presión para diferentes tiempos se muestra en la Figura 1. De la misma se observa que en las simulaciones numéricas la transición no es instantánea, ésta comienza en $630 \mu s$ y abarca un pequeño intervalo de tiempo. La Tabla 1 muestra que la transición de RR a RMD se

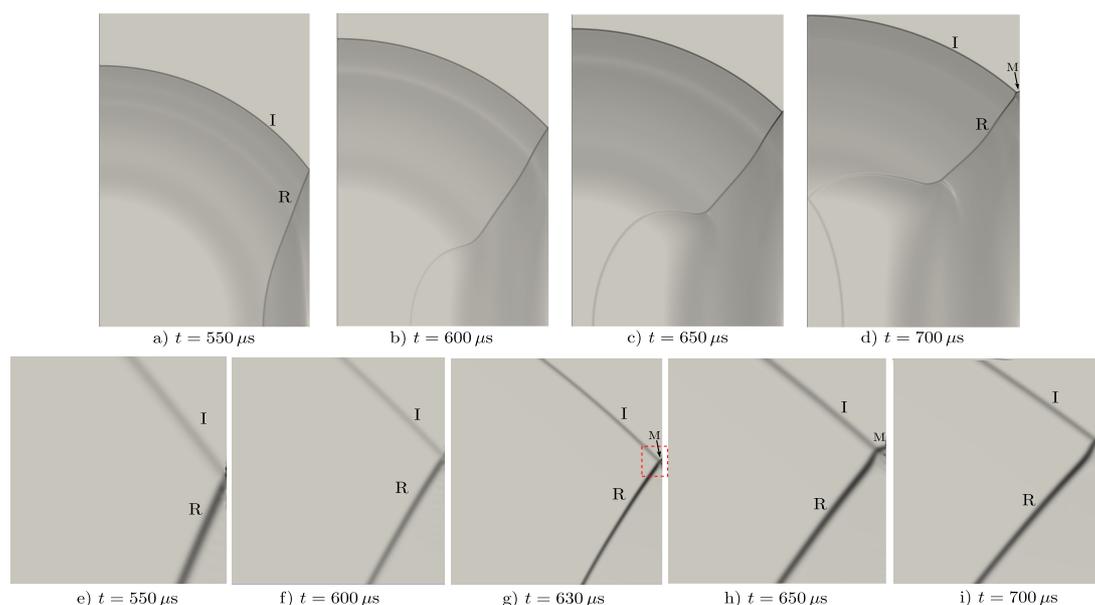


Figura 1: Transición desde la reflexión regular a una reflexión de Mach doble en términos del schlieren numérico de la presión

Tiempo	630 μs	650 μs	700 μs
Ángulo	45.02°	45.81°	48.18°

Tabla 1: Ángulo de transición hacia la reflexión de Mach doble

produce entre los 45° y 46° lo cual concuerda razonablemente bien con los 50° dados en la Fig. 4.37 de Ben Dor (2007) para explosiones esféricas. La parte superior de la Figura 2 indica la distribución de presión para $t = 700 \mu s$. Se observa claramente la RMD, así como el esquema de interacción de ondas. La parte inferior de la Figura 2 es la distribución de presión a lo largo de la pared, se destaca que la reflexión de Mach doble produce un incremento de presión con respecto a la reflexión regular.

7. CONCLUSIONES

Se ha analizado el comportamiento del *solver* rhoCentralFoam disponible en la versión 6.0 de OpenFOAM para simular la generación, propagación e interacción de ondas de choque explosivas con paredes. Para validar los resultados numéricos se han usado las soluciones analíticas de Sedov y un método aproximado de cálculo que evalúa el rebote de ondas de choque planas (Tamagno et al., 2008). De esta forma, se han podido calcular la presión reflejada y el Mach de la onda reflejada de forma simple y analíticamente. Además, para simular el problema propuesto por Sedov se ha implementado la metodología de trabajo desarrollada en Gutiérrez Marcantoni et al. (2019b, 2021). También se ha simulado la transición entre una reflexión regular del choque con la pared hacia una reflexión de Mach doble para explosiones cilíndricas. Los resultados numéricos han sido comparados con datos en la literatura especializada.

Para ondas cilíndricas, el tiempo de arribo de la onda de choque explosiva a la pared mostró muy buena precisión, la diferencia entre las predicciones de la teoría de Sedov con los valores numéricos fue menor al 1%. Por otra parte, la presión inmediatamente detrás del choque al arribar a la pared indicó muy buena concordancia entre la predicción numérica y el valor teórico. La diferencia fue menor al 2%. La presión reflejada máxima se comparó con dos aproximacio-

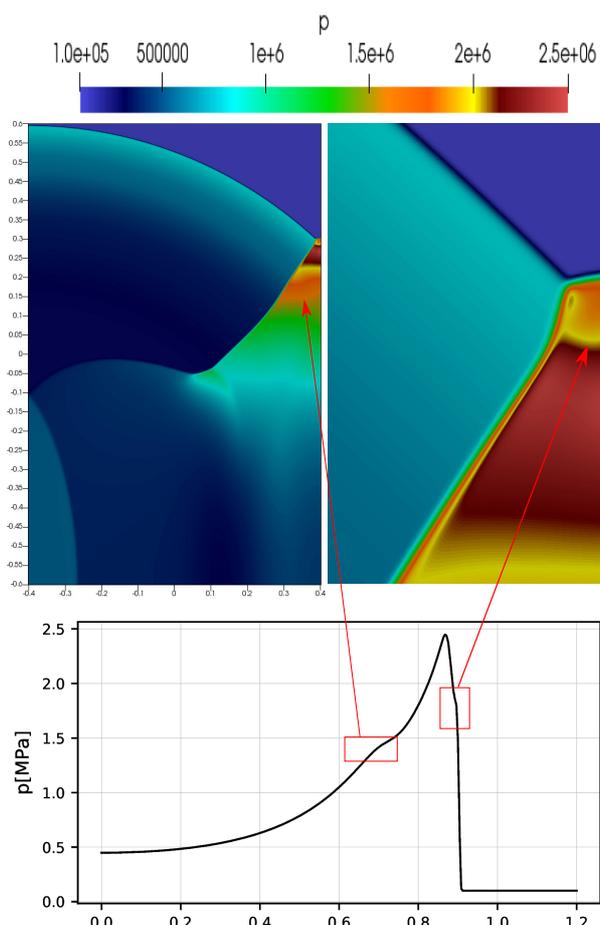


Figura 2: Detalle del proceso de reflexión de Mach doble en $t = 700\mu s$

nes, con la descrita en este trabajo la diferencia fue de 6,5 % y con la Ec. (24) la diferencia fue de 7,78 %. En ambos casos la presión reflejada numérica es mayor. Los resultados para ondas esféricas no fueron tan exactos comparados con los teóricos. Para el tiempo de arribo del choque a la pared la diferencia entre la predicción de Sedov y el valor numérico fue de 2,3 %. Para la presión inmediatamente detrás del choque en el instante de arribo a la pared la discrepancia es algo menor al 7 %. En el caso de la presión reflejada la distancia entre los valores numéricos y teóricos se incrementa entre 7,7 % y 15 %. Se destaca que ambas evaluaciones teóricas son aproximadas y es razonable hallar mayores discrepancias que en el caso de explosiones cilíndricas.

En las simulaciones de la transición entre reflexión regular y reflexión de Mach doble se ha encontrado que para una explosión cilíndrica el ángulo de reflexión es aproximadamente $45^\circ - 46^\circ$ que es una aproximación razonable a los 50° para explosiones esféricas. Además, se ha podido simular el incremento de presión que siente la estructura producido por la acción de dos ondas de choque cuando tiene lugar una reflexión de Mach doble.

Finalmente, se destaca que el código y la metodología numérica implementada ha mostrado ser una herramienta adecuada para calcular las cargas producidas por explosiones sobre paredes.

AGRADECIMIENTOS

Esta investigación ha sido financiada por los proyectos MINCyT-ECOSud PA17A07, PUE2016-IDIT, PICT2017-3931 y SECyT-UNC. Los autores agradecen al Dr. José Tamagno.

REFERENCIAS

- Baker W. *Explosions in Air*. Univ. of Texas Press, 1973.
- Ben Dor G. *Shock Wave Reflection Phenomena*. Springer, 2007.
- 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., Tamagno J., y Elaskar S. High speed flow simulation using openfoam. *Mecánica Computacional*, 31:2939–2959, 2012.
- Gutiérrez Marcantoni L., Tamagno J., y Elaskar S. rhocentralrffoam: An openfoam solver for high speed chemically active flows—simulation of planar detonations—. *Computer Physics Communications*, 219:209–222, 2017a.
- Gutiérrez Marcantoni L., Tamagno J., y Elaskar S. 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., Tamagno J., y Elaskar S. A numerical study on the impact of chemical modeling on simulating methane-air detonations. *Fuel*, 240:289–298, 2019a.
- Gutiérrez Marcantoni L., Tamagno J., Elaskar S., y Bruel P. Simulación de ondas explosivas usando openfoam. *Mecánica Computacional*, 37(26):1075–1084, 2019b.
- Gutiérrez Marcantoni L., Tamagno J., Elaskar S., 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.
- Hung C.M. Definition of contravariant velocity components. En *3rd Theoretical Fluid Mechanics Meeting*, página 3202. 2002.
- Karlos V. y Solomos G. Calculation of blast loads for application to structural components. *Luxembourg: Publications Office of the European Union*, 2013.
- 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.
- 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. I.(1959).-"similarity and dimensional methods in mechanics.". *Translation from 4th Russian edition*, página 228, 1959.
- Tamagno J., Cid G., Elaskar S., y Schulz W. *Aplicaciones de la Dinámica de los Gases a Flujos Inestacionarios y Supersónicos*. Ed. Universitas, 2013.
- Tamagno J., Schulz W., y Elaskar S. *Dinámica de los Gases. Flujo Unidimensional Estacionario*. Asociación Argentina de Mecánica Computacional (AMCA). Ed. Universitas, 2008.
- 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.