

## ESTUDIO SOBRE EXPLOSIONES INTENSAS

### STUDY ON INTENSE EXPLOSIONS

Frias Marcelo<sup>a,b</sup> y Elaskar Sergio<sup>a,b</sup>

<sup>a</sup>*Dpto. Aeronáutica, Facultad de Ciencias Exactas Físicas y Naturales, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina, marcelo.javier.frias@mi.unc.edu.ar, <http://www.dep.aeronautica.efn.uncor.edu>*

<sup>b</sup>*Instituto de Estudios Avanzados en Ingeniería y Tecnología (IDIT), CONICET, Universidad Nacional de Córdoba, Córdoba, Argentina, selaskar@unc.ar, <http://www.inv.idit.efn.uncor.edu/>*

**Palabras clave:** onda explosiva, Sedov, análisis dimensional, energía liberada.

**Resumen.** En este trabajo se estudia la generación y propagación de explosiones intensas. Para tal fin se implementa el modelo de Sedov que fue desarrollado con la finalidad de describir la evolución de explosiones intensas en medios abiertos generadas por una liberación repentina y puntual de energía. El modelo o teoría de Sedov se sustenta en el análisis dimensional y considera que el fenómeno es determinado únicamente por dos variables, la energía liberada por la explosión y la densidad del medio sin perturbar. La teoría supone que la explosión puede ser idealizada como la liberación repentina de una gran cantidad de energía concentrada en un punto, y que la perturbación es tan intensa que la presión y la velocidad del sonido del aire ambiente son despreciables en comparación con las presiones y velocidades detrás de la onda de choque. Se evalúan los campos de velocidad, densidad, presión y temperatura dentro de la zona perturbada por la onda de choque producida por una explosión puntual, cuando ésta se desarrolla en un medio gaseoso donde el campo de densidad del mismo tiene una forma preestablecida. Finalmente se aplica a la primera explosión atómica detonada en el Nuevo México en 1945 conocida como Prueba Nuclear Trinity.

**Keywords:** blast wave, Sedov, dimensional analysis, released energy.

**Abstract.** In this work, we study the generation and propagation of intense explosions using the Sedov model, which describes the evolution of intense explosions in open media generated by a sudden and punctual release of energy. The Sedov model or theory uses dimensional analysis and considers that the phenomenon is determined only by two variables, the energy released by the explosion and the density of the undisturbed medium. The theory assumes that the explosion is generated by the sudden release of a large amount of energy concentrated at one point, and the disturbance is so intense that the pressure and sound velocity of the free air are negligible compared to the pressures and velocities behind the shock wave. Velocity, density, pressure, and temperature fields within the zone affected by the shock wave are evaluated when the explosion is in a gaseous medium with a determined density variation. Finally, the first atomic explosion detonated in New Mexico in 1945, known as the Trinity Nuclear Test, is studied.

## 1. INTRODUCCIÓN

El modelo de Sedov fue desarrollado para describir la evolución de explosiones intensas en medios abiertos. Una metodología conocida 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 representa 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  $E_o$  concentrada en un punto, y que éste es el único parámetro dimensional introducido por la explosión. En segundo lugar se acepta 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  $\rho_1$  delante del choque.

## 2. TEORÍA DE EXPLOSIONES DE SEDOV

### 2.1. Teoría del análisis dimensional aplicada al problema de las explosiones

Para deducir su teoría, Sedov hizo uso de la teoría del análisis dimensional de tal forma que mediante un cambio en las unidades básicas de medida, el problema de la explosiones inicialmente definido en múltiples variables pueda ser reducido a un problema autosimilar (Gutiérrez Marcantoni et al., 2019).

Dado a la naturaleza del fenómeno de las explosiones, son las ecuaciones de Euler las que gobiernan el movimiento del fluido. Ellas están dadas por

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= 0 \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial r} + \frac{(\nu - 1)}{r} \rho v &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) + v \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

donde  $\gamma$  es la relación de calores específicos,  $\nu = 1$  para flujo con simetría plana,  $\nu = 2$  para flujo con simetría cilíndrica y  $\nu = 3$  para flujo con simetría esférica.

Teniendo en cuenta que las dimensiones de  $\rho$  y  $p$  contienen a la masa, al menos una constante  $a$  cuyas dimensiones también contienen a la masa debe ser un parámetro característico. Sin perder generalidad, se asume que sus dimensiones son

$$[a] = M L^k T^s$$

Entonces es factible escribir la velocidad, densidad y presión de la siguiente forma

$$v = \frac{r}{t} V \quad \rho = \frac{a}{r^{k+3} t^s} R \quad p = \frac{a}{r^{k+1} t^{s+2}} P \quad (2)$$

donde  $V$ ,  $R$  y  $P$  son cantidades adimensionales arbitrarias y, por lo tanto, pueden depender solo de combinaciones adimensionales de  $r$ ,  $t$  y otros parámetros del problema. En el caso

general, estas son funciones de dos variables adimensionales (Sedov, 1959). Pero, si puede ser introducido un parámetro característico adicional  $b$  con dimensiones independientes de las de  $a$ , el número de variables independientes que se pueden formar por combinación de  $a$ ,  $r$ ,  $t$  y  $b$  se reduce a uno.

Dado que entre las dimensiones de la nueva constante  $b$  no está masa, se cumple efectivamente la independencia entre las dimensiones de  $a$  y  $b$

$$[b] = LT^{-\delta} \quad \text{con} \quad \delta \neq 0$$

En este caso, la variable espacial y el tiempo solo pueden entrar al problema a través de una única variable independiente adimensional que en este caso es

$$\lambda = \frac{r}{bt^\delta} \quad (3)$$

Como  $V$ ,  $R$  y  $P$  solo pueden ser funciones de  $\lambda$  y de cualquier parámetro adimensional constante, se deduce que el problema exhibe autosimilaridad.

## 2.2. Hipótesis de explosiones intensas

Tres constantes con dimensiones independientes participan de la descripción de las explosiones intensas. La densidad inicial del gas  $\rho_1$ , la presión inicial  $p_1$  y la energía de la explosión  $E_o$ . El sistema de parámetros fundamentales o de gobierno que influyen en el movimiento del gas perturbado luego de la explosión, bajo condiciones adiabáticas, está representado por las siguientes cantidades

$$\rho_1, p_1, E_o, r, t, \gamma$$

Consideraciones generales derivadas del análisis dimensional muestran que toda cantidad dimensional en estudio solo pueden depender de tres parámetros adimensionales

$$\gamma, \quad \lambda = \frac{\rho_1^{1/5} r}{E_o^{1/5} t^{2/5}}, \quad \tau = \frac{p_1^{5/6} t}{E_o^{1/3} \rho_1^{1/2}} \quad (4)$$

de las cuales  $\lambda$  y  $\tau$  son variables. La influencia de la presión inicial  $p_1$  y, por lo tanto, del parámetro  $\tau$  entra solo debido a las condiciones dinámicas en la onda de choque.

Sin embargo, si la explosión es fuerte (en cuyo caso  $E_o$  es muy grande), entonces la presión detrás de la onda de choque producida por la explosión será varias veces más grande que la presión inicial en el gas y el movimiento del gas detrás de la onda de choque, cuando su radio sea pequeño, será prácticamente independiente de la presión inicial  $p_1$ . Por lo tanto, solo serán esenciales dos constantes dimensionales,  $\rho_1$  y  $E_o$ .

## 2.3. Explosiones intensas en medios con densidad inicial variable

Si se asume que para el problema de una explosión intensa, la densidad inicial  $\rho_1$  depende de la coordenada inicial de la partícula  $r_o$  de acuerdo a la relación

$$\rho_1 = \frac{A}{r_o^\omega} \quad (5)$$

donde  $\omega$  es una constante ya sea positiva o negativa y  $A$  es una constante positiva con las siguientes dimensiones

$$[A] = ML^{\omega-3}$$

entonces, el nuevo sistema de parámetros característico a considerar, es para este fenómeno, el siguiente

$$\omega, \gamma, A, E_o, r, t \quad (6)$$

#### 2.4. Sistema de ecuaciones ordinarias

Una vez concluido el análisis dimensional se demuestra que el sistema de ecuaciones de Euler, descrito por la Ec. (1), puede ser reducido. Para tal fin se introduce la expresión  $c^2 = zr^2/t^2$  para la velocidad del sonido de modo que la variable  $P$  sea reemplazada por la variable  $z$  y luego del tratamiento algebraico adecuado se obtienen siguientes expresiones (Sedov, 1959)

$$\frac{dz}{dV} = \frac{z \left\{ [2(V-1) + \nu(\gamma-1)V](V-\delta)^2 - (\gamma-1)V(V-1)(V-\delta) - [2(V-1) + \kappa(\gamma-1)]z \right\}}{(V-\delta)[V(V-1)(V-\delta) + (\kappa - \nu V)z]} \quad (7)$$

$$\frac{d \ln \lambda}{dV} = \frac{z - (V-\delta)^2}{V(V-1)(V-\delta) + (\kappa - \nu V)z} \quad (8)$$

$$(V-\delta) \frac{d \ln R}{d \ln \lambda} = [s + (k - \nu + 3)V] - \frac{V(V-1)(V-\delta) + (\kappa - \nu V)z}{z - (V-\delta)^2} \quad (9)$$

dónde

$$\kappa = \frac{s + 2 + \delta(k+1)}{\gamma}$$

Una vez que se obtiene una solución  $z(V)$  desde la Ec. (7),  $\lambda$  y  $R$  pueden obtenerse a partir de las Ecs. (8) y (9) respectivamente, por cuadratura sobre  $V$ . Estas ecuaciones poseen una serie de singularidades en sus soluciones, que deben ser tenidas en consideración para encontrar la solución general del problema de las explosiones intensas.

Se sabe que el problema de integración de un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias se simplifica considerablemente si se conocen una o varias expresiones integrales del sistema. Estas expresiones integrales pueden deducirse de los principios de conservación básicos (Sedov, 1959).

#### 2.5. Expresiones integrales y solución cerrada al problema de las explosiones intensas

Es factible demostrar que si una de las constantes con dimensiones independiente tiene dimensión de energía ( $[E] = ML^{\nu-1}T^{-2}$ ), entonces la siguiente expresión integral para la energía puede ser formulada

$$\lambda^{\nu-k-1} \left[ zV + \left( V - \frac{2}{2+\nu-\omega} \right) \left( \frac{\gamma V^2}{2} + \frac{z}{\gamma-1} \right) \right] R = C_1 \quad (10)$$

Esta ecuación reemplaza a la Ec. (7). Por lo tanto, es posible determinar  $z$  a partir de la Ec. (10) y sustituir este resultado en la Ec. (8) de tal forma de obtener una ecuación ordinaria que contiene solo a  $\lambda$  y  $V$ . Si  $C_1 = 0$ , entonces la Ec. (10) es una expresión integral de las Ecs. (7) y (8), y puede integrarse por cuadratura. En el caso que  $C_1 \neq 0$ , la Ec. (7) se integra numéricamente para determinar  $z(V)$ , y posteriormente la función  $\lambda$  es calculada usando la Ec. (10) sin la necesidad de integrar la Ec. (8).

Para conocer el valor de la constante  $C_1$ , es necesario evaluar la Ec. (10) en algún punto característico dónde la solución exista. La posición elegida es el punto inmediatamente después

del choque. Las expresiones para  $V$ ,  $z$  y  $R$  inmediatamente detrás del choque se evalúan por medio de las condiciones de Rankine-Hugoniot con la hipótesis de choque fuerte y teniendo en cuenta que la velocidad de la onda puede ser encontrada haciendo uso únicamente del análisis dimensional

$$V_2 = \frac{4}{(\gamma + 1)(\nu + 2 - \omega)} \quad R_2 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad z_2 = \frac{8\gamma(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2(\nu + 2 - \omega)^2} \quad (11)$$

Si se reemplaza la Ec. (11) en Ec. (10), se encuentra que  $C_1 = 0$ , produciendo así la siguiente solución cerrada para el problema de las explosiones intensas

$$z = \frac{(\gamma - 1)V^2 \left( V - \frac{2}{\nu + 2 - \omega} \right)}{2 \left[ \frac{2}{(\nu + 2 - \omega)\gamma} - V \right]} \quad (12)$$

Si se introduce esta ecuación en Ec. (8) y se emplean las condiciones de contorno apropiadas, se puede calcular  $\lambda(V)$  por medio de una simple cuadratura. La función  $R(V)$  se determina fácilmente a partir de la integral adiabática.

Finalmente, la solución de forma cerrada para las variables de interés en función de los parámetros físicos  $\nu$ ,  $\gamma$ ,  $\omega$  y la variable paramétrica  $V$  está dada por las Ecs. (13) y (14).

## 2.6. Rango de variación de los parámetros característicos

A partir de consideraciones físicas, se debe cumplir que  $z \geq 0$ . En consecuencia, los valores admisibles para  $V$  deben encontrarse en el siguiente intervalo (ver Ec. (12))

$$\frac{\delta}{\gamma} = \frac{2}{\gamma(\nu + 2 - \omega)} \leq V \leq \frac{2}{\nu + 2 - \omega} = \delta \quad (15)$$

Desde la Ec. (14) puede observarse que el punto

$$V^* = \frac{2}{(\gamma - 1)\nu + 2} \quad z^* = \frac{2(\gamma - 1)\gamma [(2 - \gamma)\nu - \omega]}{[(\gamma - 1)\nu + 2]^2 [(\omega - 2)\gamma - \nu + 2]}$$

es un punto singular de la solución para el problema de las explosiones intensas, el cual en función de los valores que adquieran  $\gamma$  y  $\omega$ , puede moverse desde el semiplano inferior al superior o viceversa. Este punto coincide con el punto inmediatamente detrás del choque ( $V_2, z_2$ ) cuando

$$\omega = \frac{\nu(3 - \gamma) + 2(\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (16)$$

o alternativamente si se verifica que

$$\gamma = \frac{3\nu - 2 - \omega}{\nu - 2 + \omega}$$

Los intervalos de variación de los parámetros  $\omega$  y  $\gamma$  son respectivamente

$$(2 - \gamma)\nu \leq \omega \leq \frac{2\gamma + \nu - 2}{\gamma}$$

$$\frac{1}{\gamma} < \frac{2}{\gamma + 1} < 1$$

Teniendo en cuenta que siempre  $\gamma > 1$ .

$$\left. \begin{aligned}
\frac{r}{r_2} = \lambda &= \left[ \frac{(\nu + 2 - \omega)(\gamma + 1)}{4} V \right]^{-\frac{2}{\nu+2-\omega}} \left[ \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left( \frac{(\nu + 2 - \omega)\gamma}{2} V - 1 \right) \right]^{-\alpha_2} \\
&\quad \left[ \frac{(\nu + 2 - \omega)(\gamma + 1)}{(\nu + 2 - \omega)(\gamma + 1) - 2[2 + \nu(\gamma - 1)]} \left( 1 - \frac{2 + \nu(\gamma - 1)}{2} V \right) \right]^{-\alpha_1} \\
\frac{r_o}{r_2} &= \left[ \frac{(\nu + 2 - \omega)(\gamma + 1)}{4} V \right]^{-\frac{2}{\nu+2-\omega}} \left[ \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left( \frac{(\nu + 2 - \omega)\gamma}{2} V - 1 \right) \right]^{\alpha_6} \\
&\quad \left[ \frac{(\nu + 2 - \omega)(\gamma + 1)}{(\nu + 2 - \omega)(\gamma + 1) - 2[2 + \nu(\gamma - 1)]} \left( 1 - \frac{2 + \nu(\gamma - 1)}{2} V \right) \right]^{\alpha_7} \\
&\quad \left[ \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left( 1 - \frac{(\nu + 2 - \omega)}{2} V \right) \right]^{-(\alpha_6 + \alpha_7 - \frac{2}{\nu+2-\omega})} \\
\frac{v}{v_2} = f &= \frac{(\nu + 2 - \omega)(\gamma + 1)}{4} V \frac{r}{r_2} \\
\frac{\rho}{\rho_2} = g &= \left[ \frac{(\nu + 2 - \omega)(\gamma + 1)}{4} V \right]^{\frac{2\omega}{\nu+2-\omega}} \left[ \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left( \frac{(\nu + 2 - \omega)\gamma}{2} V - 1 \right) \right]^{\alpha_3 + \alpha_2\omega} \\
&\quad \left[ \frac{(\nu + 2 - \omega)(\gamma + 1)}{(\nu + 2 - \omega)(\gamma + 1) - 2[2 + \nu(\gamma - 1)]} \left( 1 - \frac{2 + \nu(\gamma - 1)}{2} V \right) \right]^{\alpha_4 + \alpha_1\omega} \\
&\quad \left[ \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left( 1 - \frac{(\nu + 2 - \omega)}{2} V \right) \right]^{\alpha_5} \\
\frac{p}{p_2} = h &= \left[ \frac{(\nu + 2 - \omega)(\gamma + 1)}{4} V \right]^{\frac{2\nu}{\nu+2-\omega}} \left[ \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left( 1 - \frac{(\nu + 2 - \omega)}{2} V \right) \right]^{1 + \alpha_5} \\
&\quad \left[ \frac{(\nu + 2 - \omega)(\gamma + 1)}{(\nu + 2 - \omega)(\gamma + 1) - 2[2 + \nu(\gamma - 1)]} \left( 1 - \frac{2 + \nu(\gamma - 1)}{2} V \right) \right]^{\alpha_4 + \alpha_1(\omega - 2)} \\
\frac{T}{T_2} &= \frac{p}{p_2} \frac{\rho_2}{\rho}
\end{aligned} \right. \quad (13)$$

$$\left. \begin{aligned}
 \alpha_1 &= \frac{(\nu + 2 - \omega)\gamma}{2 + \nu(\gamma - 1)} \left\{ \frac{2[\nu(2 - \gamma) - \omega]}{\gamma(\nu + 2 - \omega)^2} - \alpha_2 \right\} \\
 \alpha_2 &= - \frac{\gamma - 1}{2(\gamma - 1) + \nu - \gamma\omega} \\
 \alpha_3 &= \frac{\nu - \omega}{2(\gamma - 1) + \nu - \gamma\omega} \\
 \alpha_4 &= \frac{(\nu + 2 - \omega)(\nu - \omega)}{\nu(2 - \gamma) - \omega} \alpha_1 \\
 \alpha_5 &= \frac{\omega(1 + \gamma) - 2\nu}{\nu(2 - \gamma) - \omega} \\
 \alpha_6 &= \frac{\gamma}{2(\gamma - 1) + \nu - \gamma\omega} \\
 \alpha_7 &= \frac{[2 + \nu(\gamma - 1)]}{\nu(2 - \gamma) - \omega} \alpha_1
 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

## 2.7. Energía liberada por un explosión intensa

Las variables adimensionales del movimiento están representadas por curvas estándares independiente de la energía de la explosión  $E_0$  o de la cantidad proporcional  $E$  (ver Ec. (17)). Sin embargo, para poder obtener parámetros cuantitativos de una explosión, es necesario conocer de antemano la energía liberada por la misma. De aquí viene el hecho que la energía liberada, es el único parámetro dimensional introducido por la explosión.

La energía total para el caso simétrico esférico está dado por

$$E_0 = \int_0^{r_2} \frac{\rho v^2}{2} 4\pi r^2 dr + \int_0^{r_2} \frac{p}{\gamma - 1} 4\pi r^2 dr$$

Dónde el primer término del miembro derecho es la energía cinética y el segundo término es la energía térmica del gas. Si se introducen en esta ecuación las cantidades adimensionales, se encuentra que

$$E_0 = \alpha(\gamma)E \quad (17)$$

donde

$$\alpha = 2\pi \int_0^1 RV^2 \lambda^4 d\lambda + \frac{4\pi}{\gamma - 1} \int_0^1 P \lambda^4 d\lambda$$

## 3. RESULTADOS

En base a la teoría expuesta en la sección anterior, se simuló en primer lugar las variaciones adimensionales estándares de los campos de velocidad  $f$ , densidad  $g$  y presión  $h$  para el caso simétrico esférico  $\nu = 3$ , considerando que el medio donde se lleva a cabo la explosión es aire con una relación de calores específicos igual a  $\gamma = 1,4$  y cuatro valores diferentes del coeficiente de densidad inicial. A saber,  $\omega = 0$  (densidad inicial uniforme),  $\omega = 2,2$ ,  $\omega = \frac{7}{3}$  (valor del coeficiente de densidad que indetermina las soluciones) y  $\omega = 2,4$  (explosión con esfera de vacío). Los resultados están graficados en Fig. 1.

En segundo lugar, se aplica la teoría de Sedov a la explosión de la primera bomba atómica conocida popularmente como prueba Trinity detonada en Nuevo México en 1945. Para ello, se hace uso de la información proporcionada en Sedov (1959); Taylor (1950); Frias y Elaskar

(2021). La simulación en este caso se realiza teniendo en cuenta simetría esférica  $\nu = 3$  y considerando que el medio donde se lleva a cabo la explosión es aire con una relación de calores específicos igual a  $\gamma = 1,4$ . Posteriormente, con la finalidad de analizar la distribución adimensional de velocidad cuando la condición de vacío es superada, se analiza un fluido no real con  $\gamma = 11$ . La Fig. 2 muestra los resultados. Para ambos test se considera que la densidad inicial del campo no perturbado es constante  $\omega = 0$ .

Se observa en los casos simulados que, a medida que el valor de  $\omega$  se aproxima al valor dado por la Ec. (16), el perfil de velocidad adimensional  $f$  tiende a distribuirse linealmente. En el límite, esta distribución es completamente lineal y al superarlo, tal como lo predice la teoría, aparece una zona de vacío. La variación de  $f$  en torno a la onda de choque continúa siendo lineal y a medida que se acerca al límite de vacío la pendiente de la curva disminuye ligeramente (ver Fig.1).

En cuanto a la variación del perfil adimensional de presión  $h$ , se observa que cuando  $\omega$  tiende al valor de la Ec. (16), la presión adimensional  $h$  disminuye hasta que en el límite alcanza el valor nulo acusando la condición de vacío en el centro de simetría de la explosión. Para valores mas grandes que el definido por Ec. (16) la zona de vacío se incrementa proporcionalmente. La variación de la forma perfil en este proceso, se destaca solamente para grandes valores de  $\omega$  como se muestra en la Fig.1.

Al analizar el perfil adimensional de densidad  $g$ , se observa que para el caso de densidad inicial constante  $\omega = 0$ , la explosión produce que toda la masa de la zona perturbada por la misma se concentre en una capa delgada adyacente al frente de onda. El efecto de aumentar el valor de  $\omega$  sobre el perfil de  $h$  fue empezar a distribuir la masa que inicialmente se encontraba en la vecindad del frente de choque hacia el centro. Se observa la formación de un mínimo global cercano al origen en la distribución cuando el valor de  $\omega$  se aproxima al establecido por la Ec. (16). Al alcanzar  $\omega$  dicho valor, la distribución de  $g$  se linealiza y al superar dicho valor, tal como predice la teoría, se desarrolla una zona de vacío. Desde dicha zona hasta la onda de choque la densidad adimensional es cóncava con tendencia a abultarse a medida que el valor de  $\omega$  se incrementa por sobre el límite indicado por la Ec. (16), eventualmente desarrollando un máximo local (ver Fig.1).

En la segunda simulación se observa que al fijar el valor de  $\omega$  al determinado por la condición de densidad inicial constante, la única forma de conseguir una zona de vacío es aumentar sensiblemente el valor de  $\gamma$ . Para  $\gamma = 7$  se consigue indeterminar las soluciones citadas en las Ecs. (13) y (14); para valores superiores a este valor, la zona de vacío se hace presente como se destaca en la Fig. 2. Puede observarse también que el efecto de aumentar el valor de la relación de calores específico  $\gamma > 7$  produce una distribución totalmente diferente a la relatada para la primera simulación; así como una marcada disminución en las velocidades dentro de la zona perturbada por la explosión.

#### 4. CONCLUSIÓN

En este trabajo se ha utilizado la teoría de Sedov para calcular la generación y propagación en un medio con densidad variable. Esta teoría se sustenta en el análisis dimensional para describir explosiones intensas y fue desarrollada con la finalidad de entender y describir los efectos de explosiones nucleares. Se destaca que los resultados obtenidos en la sección anterior, mostrados en las Figuras 1 y 2, coinciden perfectamente con los dados por Book (1994).

Una particularidad importante a destacar, es la forma en la que Sedov dedujo las ecuaciones exactas para describir la física involucrada en la generación y propagación de ondas de choque intensas generadas por explosiones. A diferencia de Taylor, quien resolvió las ecuaciones di-

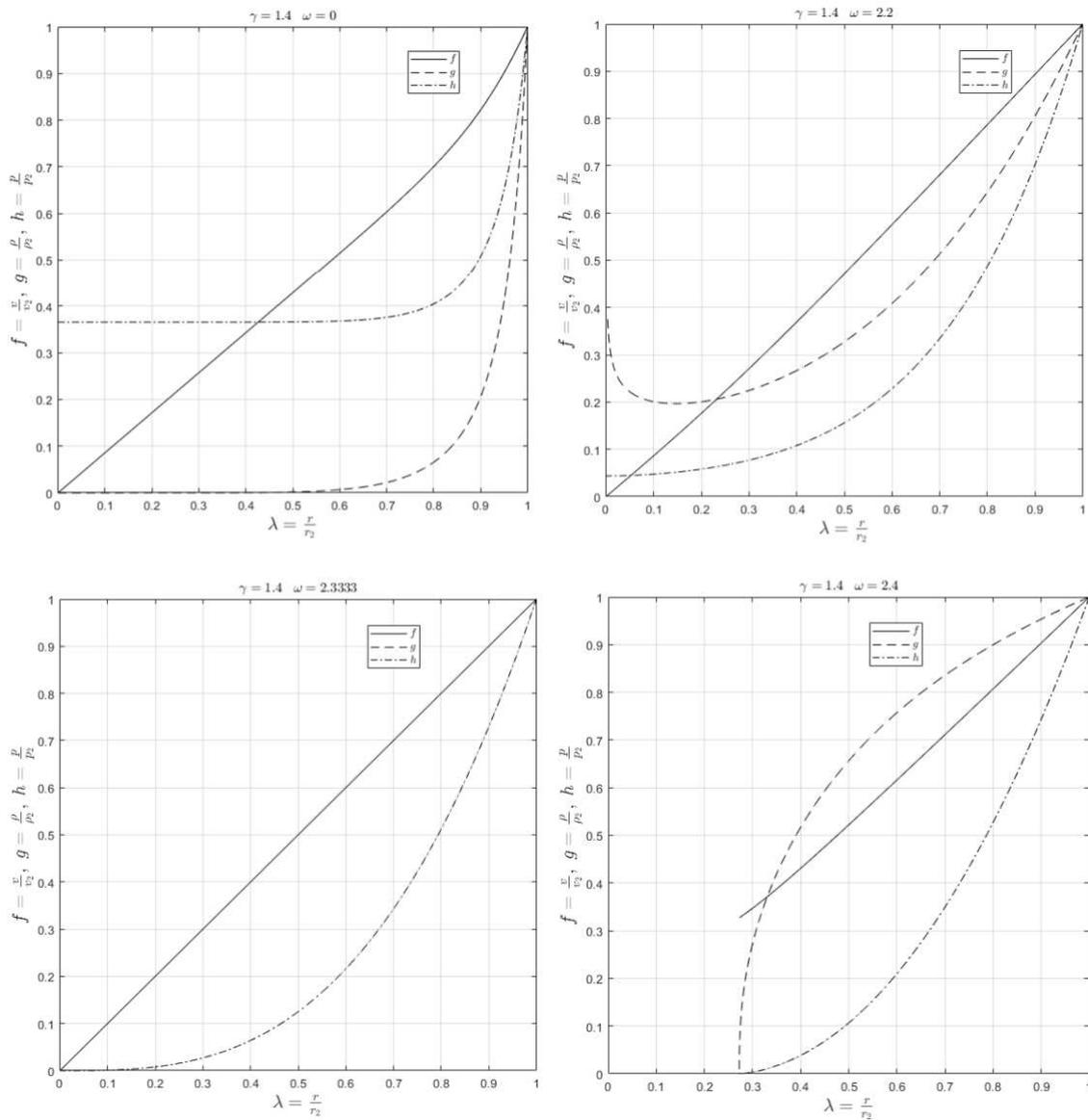


Figura 1: Variación de los parámetros  $f$ ,  $g$  y  $h$  para  $\nu = 3$  y  $\gamma = 1,4$ .

ferenciales ordinarias de gobierno mediante integración numérica, Sedov tuvo la habilidad de encontrar un sistema de ecuaciones algebraicas deducido a partir de la formulación integral de los principios de conservación. La solución de dicho sistema de ecuaciones le permitió arribar a una expresión del tipo  $z = z(V)$  que resultó ser solución de la ecuación diferencial ordinaria dada por la Ec. (7) cuando la constante que caracteriza la ecuación integral de energía es nula, dando de esta forma una solución cerrada al problema de la explosiones intensas que se propagan en medios con densidad inicial variable.

Las soluciones cerradas de Sedov en el plano de las curvas integrales, permitió darle a la teoría de las explosiones violentas un análisis detallado y preciso que con el tratamiento numérico de Taylor resultaría muy difícil o imposible de alcanzar, siendo ésta la principal ventaja del enfoque de Sedov sobre el de Taylor para describir la física detrás de las explosiones fuertes.

Además, el modelo de Sedov permite realizar evaluaciones rápidas de explosiones fuertes. Como muestra la aplicación a la primera explosión atómica detonada en el Nuevo México en

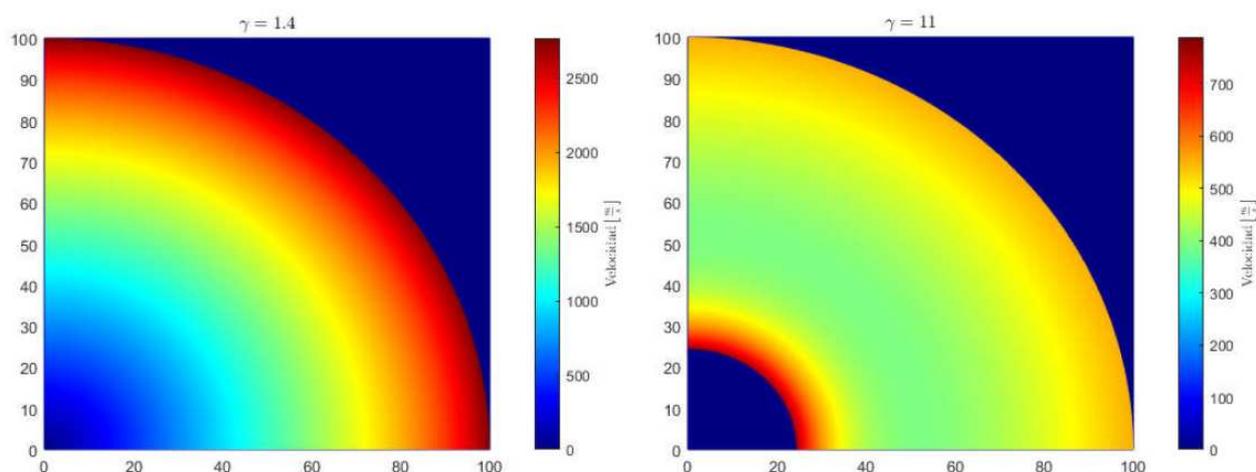


Figura 2: Simulación para  $r_2 = 100[m]$ , para aire  $\gamma = 1,4$  (izquierda) y un fluido con  $\gamma = 11$  (derecha).

1945 conocida como Prueba Nuclear Trinity realizada en este trabajo.

## 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

- Book D.L. The sedov self-similar point blast solutions in nonuniform media. *Shock Waves*, 4:1–10, 1994.
- Frias M. y Elaskar S. Cálculo de la energía liberada por la explosión de la primera bomba atómica haciendo uso de la teoría del análisis dimensional. *VIII MACI*, 8:545–548, 2021.
- Gutiérrez Marcantoni L., Elaskar S., Tamagno J., y P B. Simulación de ondas explosivas usando openfoam. *Mecánica Computacional*, 37:1075–1084, 2019.
- Sedov L.I. *Similarity and dimensional methods in mechanics.*, volumen II. Academic Press, 1959.
- Taylor G. The formation of a blast wave by a very intense explosion. *Royal society of London*, 201:159–174, 1950.