

6. MODELIZACIÓN DE LA TRANSFERENCIA DE MASA ENTRE DOS CÁMARAS SEPARADAS POR UN ORIFICIO

El control de la rigidez neumática, tal y como se ha visto en apartados anteriores, se realizará basándose en la idea propuesta por De las Heras en [1]. Dicho artificio consiste en dos cámaras conectadas por un orificio, véase Fig. 15.

Se hace pues necesaria, la modelización del sistema utilizado para inferir sobre la rigidez de la suspensión neumática en función de: por ejemplo, su geometría y/o las condiciones aguas arriba y/o abajo de la restricción.

Para ello se introducirán unos apartados previos que servirán de complemento para una correcta descripción del modelo desarrollado.

6.1 Flujo isentrópico a través de una tobera convergente. Análisis con gas perfecto

El flujo másico por unidad de tiempo entre dos cámaras separadas por una restricción puede ser determinado de forma aproximada, estableciendo una analogía con el flujo isentrópico a través de una tobera convergente de sección eficaz idéntica al área de paso del orificio.

De este modo, considerando un gas perfecto para un flujo adiabático y sin fricción, las ecuaciones de conservación de la masa, de conservación del momento y de conservación de la energía quedan:

$$\rho_d \vartheta_d = \rho_u \vartheta_u \quad (6.1)$$

$$\rho_d - \rho_u = \rho_u \vartheta_u^2 - \rho_d \vartheta_d^2 \quad (6.2)$$

$$\frac{\vartheta_d^2}{2} + c_p T_d = \frac{\vartheta_u^2}{2} + c_p T_u \quad (6.3)$$

Operando con las ecuaciones anteriores puede expresarse el flujo másico por unidad de tiempo en función de los valores del flujo aguas arriba, mediante:

$$\frac{dm}{dt} = A_{ef} \rho_u \left\{ \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{1}{RT_u} \left(\frac{p_d}{p_u} \right)^{2/\gamma} \left[1 - \left(\frac{p_d}{p_u} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right] \right\}^{1/2} \quad (6.4)$$

En consecuencia, según si la relación entre la presión aguas arriba y aguas abajo, sea menor o igual que la presión crítica, véase ecuación (6.5), el flujo estará en régimen subsónico o sónico.

$$p_{crit} = \left(\frac{p_u}{p_d} \right)_{crit} = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \tag{6.5}$$

Se tienen condiciones sónicas para relaciones p_u/p_d cuando

$$\frac{p_u}{p_d} \geq p_{crit} \quad \text{Régimen sónico} \tag{6.6}$$

La ecuación (6.4) quedará

$$\frac{dm}{dt} = A_{ef} p_u \left\{ \frac{\gamma}{RT_u} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \right\}^{1/2} \tag{6.7}$$

Dicho algoritmo de cálculo puede verse resumido en el siguiente diagrama de bloques:

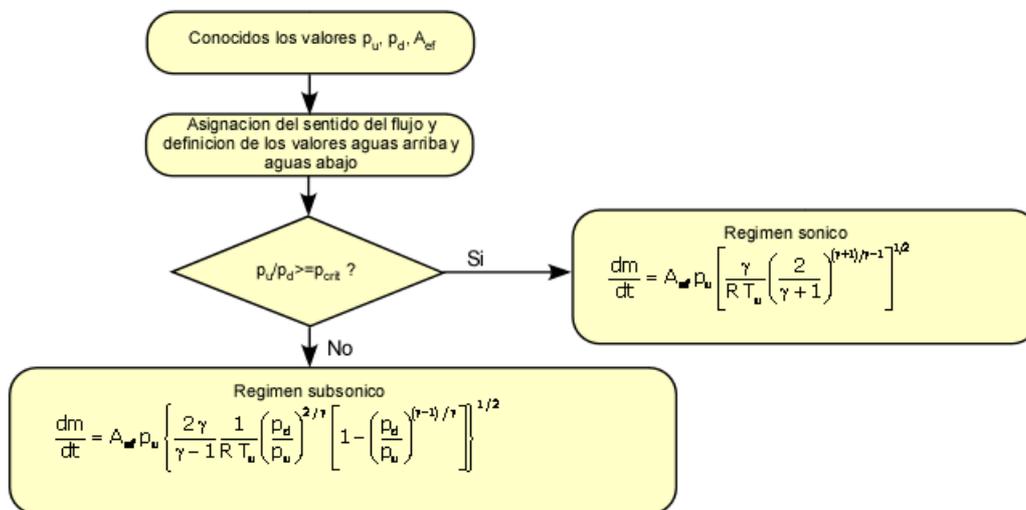


Fig. 27: Algoritmo de cálculo para flujo compresible a través de una tobera convergente para gas perfecto

6.2 Descarga de un depósito

En aras de proporcionar más luz para el entendimiento del proceso de transferencia de masa a través de un orificio, se introducirán los llamados procesos de referencia entre los cuáles debe enmarcarse la respuesta del modelo motivo de estudio.

Considérese para ello un depósito como el de la figura siguiente (Fig. 28), que se encuentra inicialmente a una presión p_{oi} y una temperatura T_{oi} , y que descarga a través de una tobera o de un orificio de sección mínima A sobre una atmósfera a una presión p_d .

El proceso es transitorio habida cuenta que a medida que el proceso transcurre, la presión en el depósito disminuirá en función del tiempo, en la medida que exista una transferencia de masa a través de la tobera que por supuesto también será función del tiempo.

En el supuesto que dicho proceso pueda considerarse como unidimensional y cuasi-permanente, se podrá relacionar la presión del depósito con el tiempo transcurrido. Además si el proceso se restringe al flujo bloqueado (“Choked flow”), se podrán obtener expresiones analíticas que relacionen el tiempo con la presión alcanzada por el depósito en los casos que se conozca la relación entre presión y temperatura.

La hipótesis de régimen cuasi-permanente lleva implícito que el error cometido es mínimo, al suponer que la presión en la tobera es la presión de depósito.

Esta hipótesis es tanto más válida si la presión en el depósito no cambia rápidamente con el tiempo y ello sucederá cuando el flujo másico a través de la tobera es pequeño respecto a la masa contenida en el depósito. Obsérvese que al no cambiar substancialmente la presión en el depósito tampoco lo hará la temperatura y con ello se minimizaran las pérdidas de calor logrando que la descarga en el depósito sea isentrópica.

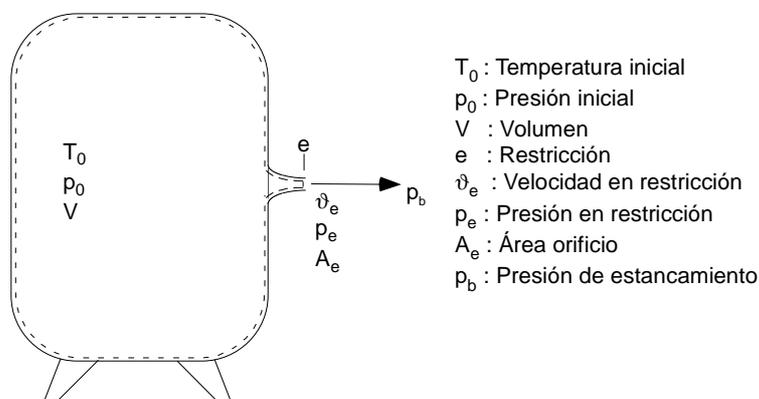


Fig. 28: Descarga de un depósito a través de una tobera.

Planteando la ecuación de conservación de masa a través del volumen de control de la figura:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{vc} \rho \cdot dV + \int_{sc} \rho \cdot \vec{v} \cdot d\vec{A} = 0 \quad (6.8)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{p_o}{RT_o} V \right) + \rho_e A_e \vartheta_e = 0 \quad (6.9)$$

Limitando el análisis, tal y como se comentó anteriormente, a flujo bloqueado con el objeto de obtener relaciones analíticas (aunque numéricamente el problema podría extenderse a régimen subsónico), se podrá expresar el flujo a la salida de la tobera mediante:

$$\rho_e A_e \vartheta_e = \rho^* A^* \vartheta^* = \dot{m} \quad (6.10)$$

En consecuencia el flujo másico para un gas ideal será:

$$\dot{m} = \rho^* A^* \vartheta^* = \frac{p^*}{RT^*} A^* \sqrt{\gamma RT^*} = \sqrt{\gamma / (RT^*)} A^* p^* \quad (6.11)$$

Retomando la condición de flujo bloqueado, si

$$p^* = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\gamma / (\gamma - 1)} p_o \quad (6.12)$$

y

$$T^* = \frac{2}{\gamma + 1} T_o \quad (6.13)$$

El gasto másico, podrá ser expresado como:

$$\dot{m} = \sqrt{\gamma / R} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{(\gamma + 1) / 2(\gamma - 1)} \frac{A^* p_o}{\sqrt{T_o}} \quad (6.14)$$

Si se tiene en cuenta que ni el volumen ni la constante de los gases son funciones del tiempo, podrá ser planteada la siguiente ecuación diferencial de primer orden:

$$\frac{V}{R} \frac{d}{dt} \left(\frac{p_o}{T_o} \right) = - \sqrt{\gamma / R} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{(\gamma + 1) / 2(\gamma - 1)} \frac{A^* p_o}{\sqrt{T_o}} \quad (6.15)$$

En aras de integrar dicha ecuación se necesita una relación entre la presión p_0 y la temperatura en el depósito (T_0).

Existen dos procesos que aportan una gran comprensión sobre la evolución de la descarga, como son el isentrópico y el isotérmico. La descarga real quedará delimitada por estos dos procesos, tal y como se verá a continuación (Fig. 29).

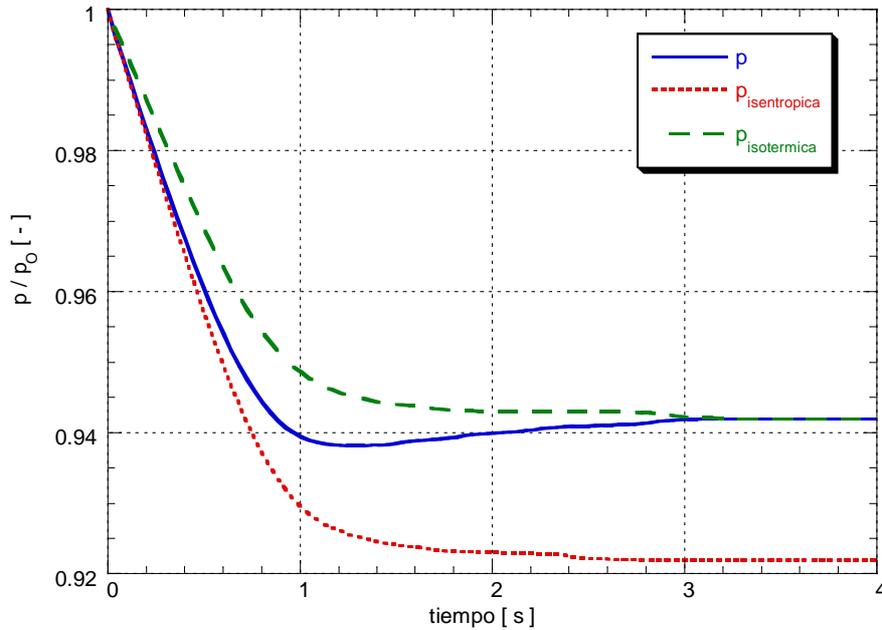


Fig. 29: Evolución de la presión (adimensional) en la descarga de un depósito para un proceso isotérmico, un proceso isentrópico y un proceso en el que existe transferencia de calor.

Evolución isotérmica

Si se considera que el gas en el depósito sigue una evolución isotérmica ($T_0 = T_{0i}$), entonces el tiempo de descarga vendrá expresado por:

$$t = -\frac{V}{A^*} \left[\frac{1}{\gamma R T_0} \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \right]^{1/2} \ln \frac{p_0}{p_{0i}} \quad (6.16)$$

Evolución isentrópica

Si se asume que el proceso tiene un comportamiento isentrópico,

$$\frac{p_0}{p_{0i}} = \left(\frac{T_0}{T_{0i}} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad \text{o lo que es lo mismo,}$$

$$T_o = T_{oi} \left(\frac{p_o}{p_{oi}} \right)^{(\gamma-1)/\gamma}$$

Sustituyendo dichos términos en la ecuación diferencial, véase ecuación (6.15), si la evolución del gas en el depósito sigue una evolución isentrópica, el tiempo de descarga vendrá definido por:

$$t = \frac{2V[(p_o/p_{oi})^{(1-\gamma)/2\gamma} - 1]}{(\gamma-1)A^* \left[\gamma R T_{oi} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \right]^{1/2}} \quad (6.17)$$

Si se quisiera inferir sobre el coeficiente de descarga en flujo bloqueado (“choked flow”), supuestamente conocida el área teórica y la evolución de la presión con el tiempo, las anteriores ecuaciones deducidas para una descarga isotérmica y otra isentrópica permiten expresar respectivamente:

$$C_D = -\frac{V}{A_{teo} t} \left[\frac{1}{\gamma R T_o} \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \right]^{1/2} \ln \frac{p_o}{p_{oi}} \quad (6.18)$$

$$C_D = \frac{2V[(p_o/p_{oi})^{(1-\gamma)/2\gamma} - 1]}{(\gamma-1)A_{teo} t \left[\gamma R T_{oi} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \right]^{1/2}} \quad (6.19)$$

Obsérvese que estas expresiones fueron obtenidas para la descarga de un depósito sobre una atmósfera a una presión p_b , no habiéndose efectuado suposición alguna para que no pueda ir a su vez variando (de forma suave) tal y como sucede durante la descarga de un depósito a otro.

6.3 Flujo de un depósito sobre otro

Idealmente, la evolución seguida por el fluido en una tobera que separa dos depósitos y el contenido en el depósito de aguas arriba, puede ser considerada isentrópica. Sin embargo, no es así en el depósito de aguas abajo, donde la energía cinética del chorro se transforma en energía turbulenta disipándose en forma de calor a través de las paredes del volumen de control.

Por otra parte la descarga sobre otro depósito podría permitir el inferir sobre la transmisión de calor, y a su vez sobre la energía turbulenta originada por la energía cinética del chorro de fluido introducido en éste.

Es posible llevar a cabo el mismo análisis que se ha realizado en el apartado anterior, si se considera ahora que en vez de descargar sobre una atmósfera constante, se hace sobre un depósito del que se conoce la variación de su presión con el tiempo, tal y como se ilustra en la figura siguiente (Fig. 30):

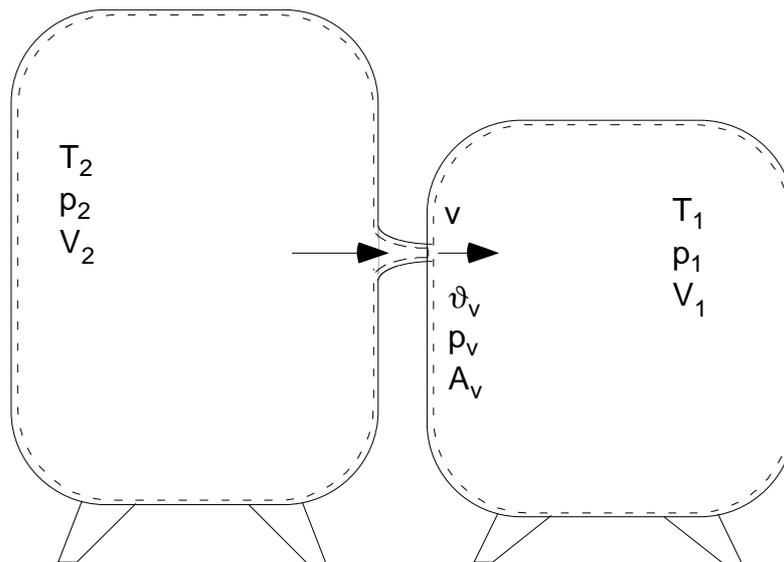


Fig. 30: Descarga de un depósito sobre otro a través de una tobera.

Al objeto de incluir en el análisis los efectos de las distintas variables que actúan en el proceso, resulta conveniente expresar las ecuaciones gobernantes en su forma diferencial e integrarlas en el tiempo.

De esta manera, conocida la evolución de la presión en los recintos y la temperatura del fluido en cada una de ellas, es posible inferir en el comportamiento de la restricción. Cabe indicar, que la temperatura del fluido puede ser previamente establecida a partir de la evolución temporal de la temperatura superficial del interior de las paredes del recinto

junto a un modelo termodinámico, para evaluar la temperatura del gas. El tema será tratado en apartados posteriores.

La ecuación de los gases y la de la energía junto con la de continuidad regirán, como se ha visto anteriormente, el comportamiento del fluido durante el proceso de descarga (Fig. 30). Se describen nuevamente para su comodidad:

$$\frac{dT_2}{dt} = \frac{T_2}{p_2} \frac{dp_2}{dt} + \frac{T_2}{V_2} \frac{dV_2}{dt} - \frac{T_2}{m_2} \frac{dm_2}{dt} \quad (6.20)$$

$$\frac{dm_2}{dt} = \left[\frac{V_2}{(\gamma-1)} \frac{dp_2}{dt} - \frac{dQ_2}{dt} - \frac{\gamma}{(\gamma-1)} p_2 \frac{dV_2}{dt} \right] / (c_p T)_i \quad (6.21)$$

$$\frac{dT_1}{dt} = \frac{T_1}{p_1} \frac{dp_1}{dt} + \frac{T_1}{V_1} \frac{dV_1}{dt} - \frac{T_1}{m_1} \frac{dm_1}{dt} \quad (6.22)$$

$$\frac{dm_1}{dt} = - \frac{dm_2}{dt} \quad (6.23)$$

Efectivamente, conocida la evolución de la presión, volumen y la transferencia de calor en ambos recintos, las anteriores ecuaciones permiten expresar la evolución temporal del gasto másico y de la temperatura en una u otra cámara.

Las anteriores ecuaciones (6.20) y (6.23) al ser integradas en el tiempo, darán a conocer en cada instante m y T . Puesto que las presiones y el área del orificio también son conocidas, se podrá obtener en cada punto el coeficiente de descarga c_D definido mediante:

$$c_D = \frac{\dot{m}_r}{\dot{m}_t} = \frac{m_r}{m_t} \quad (6.24)$$

donde:

m_r : Masa que "realmente" pasa a través del orificio determinado mediante el modelo.

m_t : Masa que "teóricamente" debería pasar a través del orificio de sección A_v en el instante considerado.

6.4 Flujo isentrópico a través de una tobera convergente. Análisis con gas real e ideal

Según lo visto en apartados anteriores, uno de los objetivos de esta tesis doctoral es comparar los modelos en función de los parámetros que lo condicionan. Así en la ecuación de los gases, la evolución puede considerarse ideal o real en función de si depende únicamente de la temperatura o si además también tiene en cuenta la variación de presión.

Por lo tanto, en función de lo comentado en el apartado anterior, los calores específicos eran constantes durante todo el proceso, es decir el gas era considerado como un gas perfecto, no dependía ni de la temperatura ni de la presión.

En consecuencia, retomando las ecuaciones planteadas en el apartado 6.1, se dispondrá el mismo desarrollo pero para un gas real. Así, considerando un proceso sin fricción, adiabático y si además se tienen en cuenta las ecuaciones de conservación de la masa, de la cantidad de movimiento y de la energía se obtiene que:

$$ds = \frac{c_v}{T} dT + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dv \quad (6.25)$$

Luego para un proceso isentrópico, se tendrá:

$$\left(\frac{dT}{dv} \right)_s = - \frac{T}{c_v} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \quad (6.26)$$

Para unas condiciones T y p y a partir de la ecuación anterior de Lee-Kesler, véase ecuación (4.6), se determinarán entre otros, los valores de c_v y $(\partial p / \partial T)_v$, de manera que el valor de $(\partial T / \partial v)_s$ o lo que es lo mismo $(\partial T / \partial p)_s$ queda:

$$\left(\frac{dT}{dv} \right)_s = f(T, v, c_v(T, v)) \quad (6.27)$$

En dicha ecuación todos los términos son conocidos y se proporciona la variación de la temperatura con el volumen específico (o la densidad) a lo largo de un proceso isentrópico. En una tobera convergente, la integración se llevará a término hasta el valor del volumen específico (o de la densidad) tal que mediante la ecuación de estado se obtenga la presión aguas abajo ($p = p_1 = Z \cdot T \cdot \rho$, ver Fig. 30).

No obstante resulta más conveniente integrar la temperatura T a lo largo de la isentrópica en función de la presión en vez de hacerlo en función del volumen

específico (o la densidad). Efectivamente el volumen específico se puede expresar como $v = v(p, T)$ y por consiguiente:

$$dv = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T dp \quad (6.28)$$

Sustituyendo la expresión anterior (6.28), en la ecuación(6.25):

$$ds = \frac{c_v}{T} dT + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left[\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T dp \right] \quad (6.29)$$

y para un proceso isentrópico,

$$\left[\frac{c_p}{T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dT = - \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T dp \quad (6.30)$$

En otras palabras,

$$\left(\frac{dT}{dp} \right)_s = - \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T}{\left[\frac{c_p}{T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right]} \quad (6.31)$$

que puede ser integrada hasta una determinada presión p :

$$\int_{T_0}^T dT = \int_{p_0}^p - \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T}{\left[\frac{c_p}{T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right]} dp \quad (6.32)$$

Una vez conocida la temperatura T en la sección de área mínima de la tobera, puede ser evaluada la entalpía $h = h(T, p)$, a partir de la ecuación de estado, véase ecuación (4.6) De la ecuación de la energía y conociendo la entalpía puede obtenerse la velocidad, resultando:

$$v = \sqrt{2(h_0 - h)} \quad (6.33)$$

Sabiendo que la velocidad del sonido viene dada por:

$$c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = -v^2 \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s \quad (6.34)$$

se puede conocer el número de Mach a partir de:

$$M = \frac{\vartheta}{c} \quad (6.35)$$

Integrando hasta que la velocidad corresponda a la velocidad del sonido, donde se alcanzan las condiciones críticas.

No obstante el camino más fácil es evitar el camino de la integración en favor del método iterativo, por ejemplo el de Newton-Rhapson. Esta idea aparece también en una discusión realizada por M. Vinokur en [12]. Así, para un proceso isentrópico se plantea la siguiente función:

$$f = s(T_2, p_2) - s(T, p_1) \cong 0 \quad (6.36)$$

en donde $s(T_2, p_2)$ es una constante, al ser conocidas T_2 y p_2 para las condiciones del depósito. V_2 puede calcularse mediante la ecuación de estado, así como las demás propiedades. Por otra parte, p_1 es conocido, al ser la presión de descarga. Por consiguiente se puede resolver la ecuación anterior a favor de T mediante un proceso iterativo, por ejemplo el método de Newton-Rhapson.

Conocida la presión T y la presión p_2 mediante la ecuación de estado se puede también calcular de forma iterativa el volumen específico y las demás propiedades, además es posible determinar para estas condiciones la velocidad del sonido, la velocidad y el número de Mach, mediante las ecuaciones anteriores.

Si el número de Mach es mayor que la unidad, imposible en la sección mínima de una tobera convergente, se deberá calcular la presión crítica a la salida de la tobera para la cuál su número de Mach sea la unidad, condición de estrangulamiento. En estas condiciones el gasto másico viene condicionado por la velocidad local del sonido a la salida de la tobera según:

$$\frac{dm}{dt} = \rho * A * \vartheta^* = \rho_E A_{\min} c \quad (6.37)$$

Independientemente de si el flujo a la salida de la tobera es o no es estrangulado (choked flow), el algoritmo de cálculo elaborado, evaluará la presión crítica del depósito de descarga mediante el método iterativo del intervalo medio, para que a la salida de la tobera el número de Mach sea la unidad.

A continuación se muestra un diagrama de bloques que resume el algoritmo de cálculo para el flujo de masa teórico a través del orificio entre ambas cámaras:

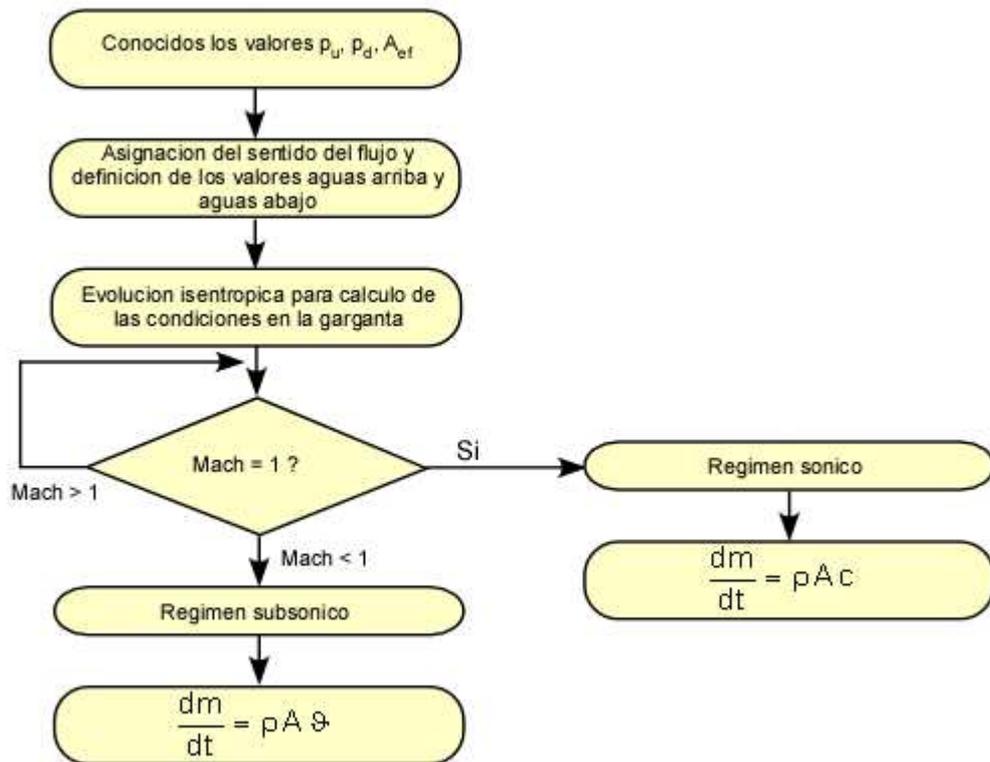


Fig. 31: Esquema algoritmo de cálculo flujo isentrópico a través de un orificio para gas ideal/real

Por supuesto, durante el desarrollo de este trabajo se van a plantear las ecuaciones que gobiernan el proceso de descarga para un gas real. Así las ecuaciones (6.20) a (6.23) se expresarán de la siguiente manera:

$$\frac{dm_2}{dt} = \frac{m_2 c_{v,2} \frac{dT_2}{dt} + T_2 \left(\frac{\partial p_2}{\partial T_2} \right)_{v_2} \frac{dV_2}{dt} - \frac{dQ_2}{dt}}{-h_2 - u + R T_2^2 \left(\frac{\partial Z_2}{\partial T_2} \right)_{v_2}} \quad (6.38)$$

$$\frac{dT_2}{dt} = \frac{T_2}{p_2} \frac{dp_2}{dt} + \frac{T_2}{V_2} \frac{dV_2}{dt} - \frac{T_2}{m_2} \frac{dm_2}{dt} - \frac{T_2}{Z_2} \frac{dZ_2}{dt} \quad (6.39)$$

$$\frac{dT_1}{dt} = \frac{T_1}{p_1} \frac{dp_1}{dt} + \frac{T_1}{V_1} \frac{dV_1}{dt} - \frac{T_1}{m_1} \frac{dm_1}{dt} - \frac{T_1}{Z_1} \frac{dZ_1}{dt} \quad (6.40)$$

$$\frac{dm_1}{dt} = - \frac{dm_2}{dt} \quad (6.41)$$

Finalmente, indicar únicamente que el planteamiento para gas ideal será idéntico al desarrollado en este apartado, recordando que para un gas ideal el factor de compresibilidad Z es la unidad y por tanto sus derivadas se anulan.

6.5 Conclusiones

Una vez expuestas las ecuaciones que gobiernan la transferencia de masa entre dos cámaras, se está en disposición de construir un modelo.

Siguiendo las explicaciones del apartado anterior, será necesario construir un equipo experimental, el cuál ha de ser capaz de darnos valores como por ejemplo el de la presión, supuestos conocidos en el modelo desarrollado.

A continuación se expondrá el estudio realizado para encontrar el método que más se adapte a las necesidades de este trabajo, incluyendo los experimentos normalizados que se encuentran a disposición del ingeniero, como es el caso de la norma ISO 6358 [13].

Norma ISO 6358 y actualizaciones propuestas

La International Standard puso en 1989 una norma [13] a disposición del ingeniero para el cálculo y determinación del flujo másico para componentes que utilicen fluidos compresibles.

Aunque la norma especifique claramente en su enfoque que no es aplicable a componentes que intercambian energía con el fluido, como por ejemplo los cilindros o acumuladores. No es la razón por la que se descarta la utilización de los equipos experimentales aconsejados por la norma para el cálculo del flujo másico.

La principal razón por la que se ha descartado su uso es la utilización de la hipótesis de gas perfecto en su desarrollo para la determinación final del flujo másico.

Sin embargo, muchos autores y fabricantes han empezado a proponer revisiones de la norma actual como es el caso de Kawaga et al. [14] y Oneyama et al. [15]. En dichos trabajos quieren poner de manifiesto la necesidad de una evolución en el método experimental para abarcar un abanico más amplio de componentes e incluso en la extensión de la ecuación. Además destacan algunos defectos del método propuesto en la norma como son la duración excesiva de la experimentación y el gran consumo de aire comprimido.

Es importante destacar en estos trabajos la propuesta de un método experimental basado en la descarga de un tanque isotérmico en el cuál se obtiene el área efectiva a partir del tiempo de caída de la presión, sin tener que medir el caudal másico. Kagawa et al. [14]

reconocen el problema de la susceptibilidad que presenta la respuesta en presión a las variaciones de la temperatura, que representa un depósito o cámara en condiciones normales y para ello utilizan una cámara isotérmica.

Finalmente hay que mencionar que en la actualidad se sigue trabajando en la modelización del proceso de descarga tal y como se refleja en [].

Diseño del equipo experimental

Rechazada la opción que propone la norma internacional, se crea la necesidad de diseñar un método práctico de evaluación de las variables necesarias para contrastar el modelo planteado para la determinación del flujo a través de un orificio.

En las revisiones propuestas anteriormente se muestra el camino a seguir; no obstante, recuperando el planteamiento expuesto en el capítulo anterior, se irán describiendo las dificultades que presentan la resolución del modelo desarrollado y las soluciones propuestas en cada caso.

Retomando las ecuaciones (6.38) a (6.40), el objetivo será reconstruir la evolución de la temperatura a partir del registro de presión. Supuestas despreciables las derivadas de volumen en ambas cámaras, se sigue desconociendo la variación con respecto al tiempo del calor evacuado y absorbido en ambos casos.

La disquisición realizada muestra la necesidad de evaluar estas pérdidas de calor de alguna manera. Kagawa et al [14], proponen un tanque isotérmico de manera que la variación de temperatura en el volumen de aguas arriba sea nula. Esto sería una posible solución al problema planteado, ya que elimina incógnitas y hace posible la integración de la temperatura aguas abajo así como del flujo de calor y de la masa que realmente pasa de una cámara a otra.

La dificultad estriba en conseguir una nula variación de la temperatura en el depósito aguas arriba. Kagawa et al. [14] aconsejan rellenar la cámara de lana fina de acero o hilos de cobre a modo de malla. No obstante, sería conveniente asegurar de forma experimental que el depósito es realmente isotérmico mediante la utilización de sensores de temperatura apropiados, y aumentar así, la fiabilidad del experimento

Por lo tanto para ir sacando conclusiones acerca del diseño más óptimo del equipo para determinar el coeficiente de descarga en régimen cuasi permanente se propondrán las opciones que siguen a continuación.

Como es sabido, durante la descarga de gas de un depósito a otro cabe esperar que la evolución de la temperatura del gas contenido en el depósito de mayor presión sea muy próxima a la de una evolución isentrópica y que a medida que transcurra el tiempo vaya discrepando cada vez mas acercándose a una evolución isotérmica (cuya temperatura

viene dada por la temperatura final de descarga eso es cuando $\Delta p_{21} = 0$). Este hecho queda constatado por la experimentación (ver Fig. 29).

Si la evolución de la temperatura quedase completamente determinada bien por una evolución adiabática o bien por una isotérmica resulta conveniente diseñar el equipo para que se aproxime a una u otra evolución. Así será posible discernir entre dos diseños de características térmicas opuestas para el diseño del depósito aguas arriba:

1. Depósito adiabático
2. Depósito isotérmico

Depósito adiabático. El objeto es perseguir que la evolución del gas contenido en el depósito aguas arriba sea lo más aproximadamente adiabática posible, a fin de incurrir en el menor error posible en la estimación del calor intercambiado entre ambiente/pared depósito y el gas. Para ello se deberán tener en cuenta las siguientes consideraciones

- Cuanto mayor sea el volumen de dicho depósito para una determinada descarga de masa de gas, menor será la variación de la presión y con ello también menor la variación de la temperatura. En consecuencia disminuirán las pérdidas por transferencia de calor, $\Delta q = \alpha (T_{pg} - T_g)$ será menor puesto que $(T_{pg} - T_g)$ disminuirá.
- La conductividad de la pared interna del depósito deberá ser lo más pequeña posible, al objeto que el flujo calorífico sea despreciable.
- Tal y cómo se ha visto anteriormente (Fig. 29), al inicio de la descarga el proceso es más adiabático y por tanto si se calcula el flujo de masa en ese instante el error cometido es ínfimo.

Finalmente con las adecuadas sondas de temperatura superficial de baja inercia térmica puede ser determinado el flujo calorífico, que al ser de escasa cuantía no repercutirá sensiblemente en los cálculos si inherentemente conlleva un error en su determinación y se puede recalcular para todavía minimizar el error.

Depósito isotérmico. En este diseño, al contrario del expuesto anteriormente, persigue mantener una evolución aproximadamente constante del gas contenido en el depósito aguas arriba, e igual a la temperatura de pared.

El gas deberá estar expuesto a una malla de gran conducción térmica, para que en todo instante la temperatura del gas esté en equilibrio con la temperatura de la malla unida térmicamente a las paredes del depósito. Dicha malla deberá ser refrigerada. Deberá estratificarse el gas con la malla para que el gas más frío baje y se caliente a través de la

masa mientras que el gas atemperado sea el que esté en las proximidades “aguas arriba” de la tobera a ensayar.

El hecho de que el volumen de aguas arriba sea más grande, de acuerdo con lo explicado anteriormente para el depósito adiabático, también es válido para este caso.

La solución adoptada en este trabajo está basada en la idea de depósito adiabático, que como se explicó anteriormente no es la única vía de estudio para el problema.

Con esta solución, en cuanto al flujo de calor aguas arriba puede constatarse que las pérdidas serán despreciables y sobretodo al inicio del experimento. De esta manera, se eliminarían las incógnitas necesarias para poder resolver el sistema de ecuaciones diferenciales planteado anteriormente.

En apartados posteriores se demostrará la fiabilidad del equipo experimental junto con el modelo propuesto.

Antes de afrontar el estudio experimental, es importante detallar qué es lo que cabe esperar, tal y cómo se ha desarrollado en el capítulo 5 anteriormente.

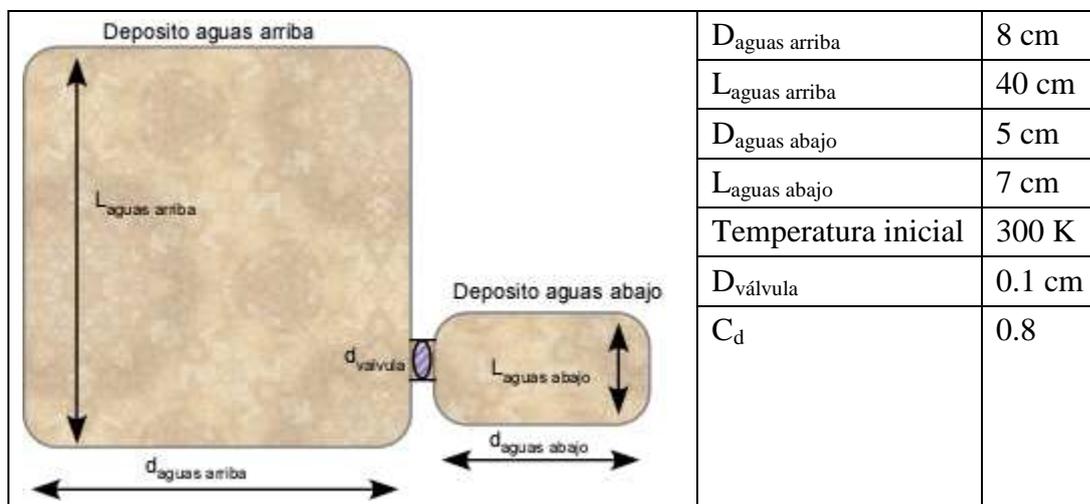


Fig. 32: Esquema de los dos depósitos simulados en el programa.

Para ello, se ha desarrollado un programa capaz de predecir la evolución de las variables de estado del fluido en la descarga de un depósito sobre el otro, según el esquema de la Fig. 31 y los datos de la Fig. 32.

La idea es mostrar que para diferentes orificios ($D_{\text{válvula}}$) la evolución de la presión aguas arriba para una misma descarga es diferente a las mismas condiciones. En segundo lugar se ha mantenido el mismo orificio y se ha ido variando el volumen del

depósito aguas arriba, estudiando nuevamente la evolución de la presión en dicho volumen.

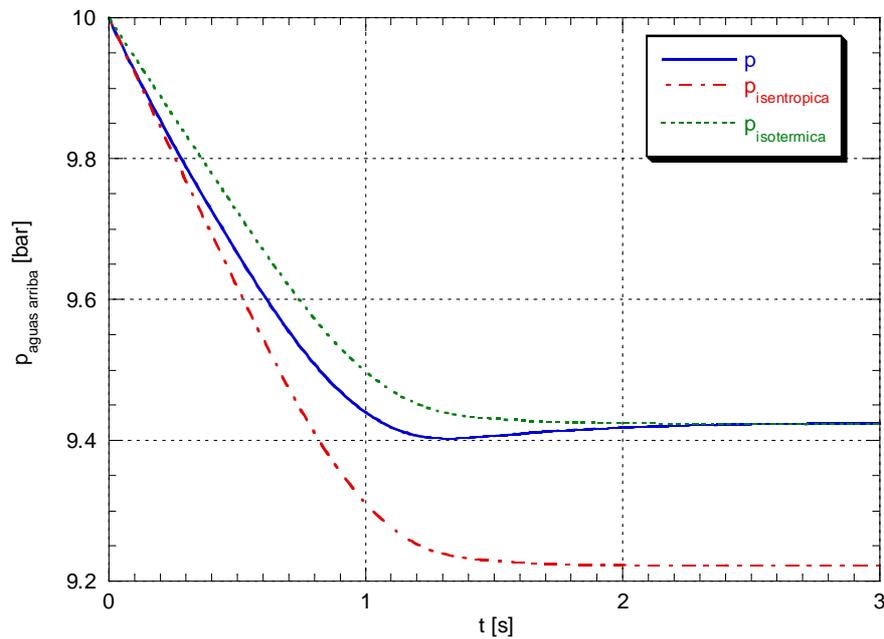


Fig. 33: Evolución de la presión aguas arriba para una descarga de 10 a 1 bar de N_2 . Datos de partida (ver Fig. 32). Nota: $D_{\text{válvula}} = 0.1$ cm.

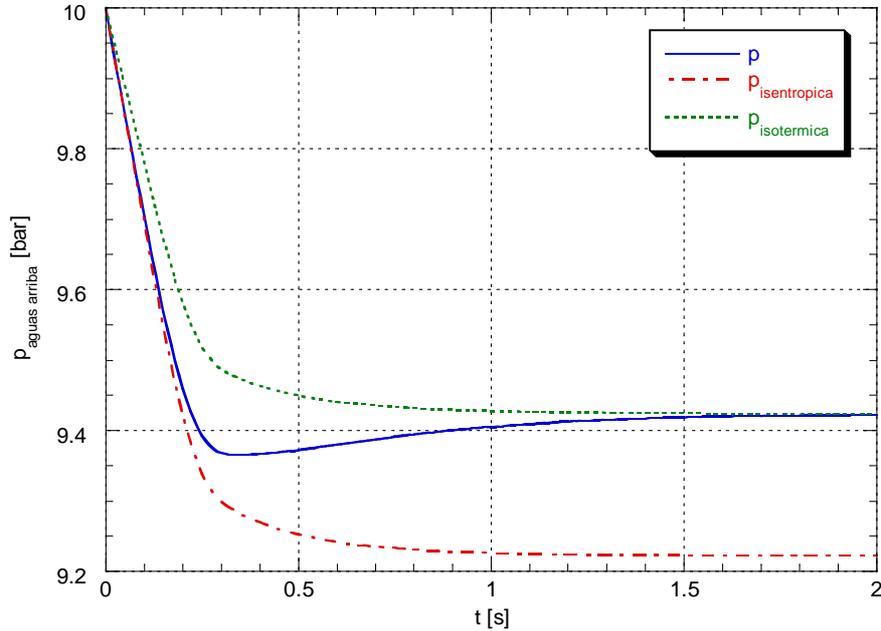


Fig. 34: Evolución de la presión aguas arriba para una descarga de 10 a 1 bar de N_2 . Datos de partida (ver Fig. 32). Nota: $D_{\text{válvula}} = 0.2$ cm.

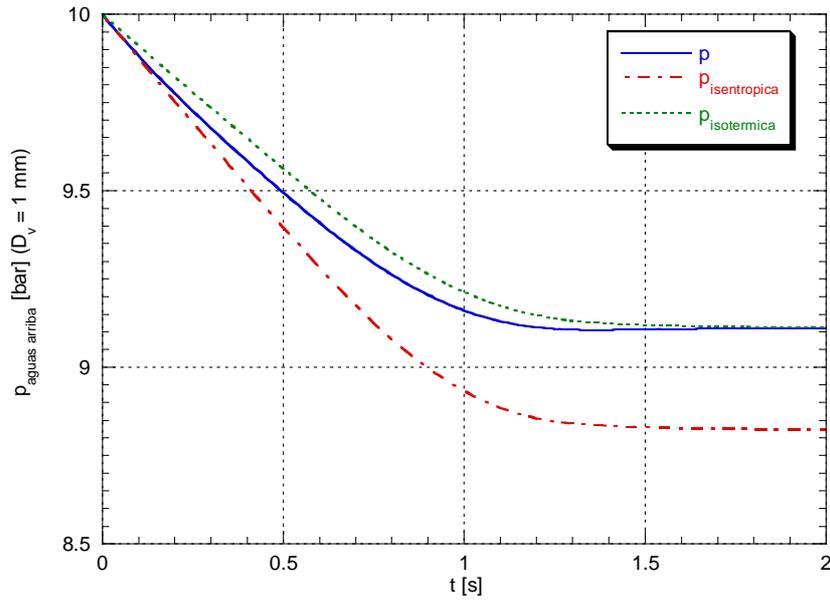


Fig. 35: Evolución de la presión aguas arriba para una descarga de 10 a 1 bar de N_2 . Datos de partida (ver Fig. 32). Nota: $L_{\text{aguas arriba}} = 25$ cm.

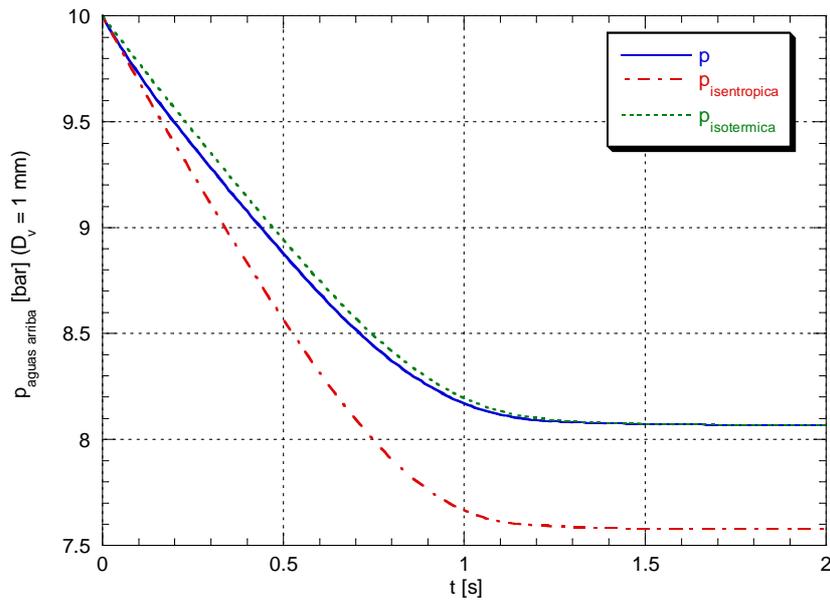


Fig. 36: Evolución de la presión aguas arriba para una descarga de 10 a 1 bar de N_2 . Datos de partida (ver Fig. 32). Nota: $L_{\text{aguas arriba}} = 10$ cm.

Según lo observado en las gráficas anteriores (Fig. 33 a Fig. 36), puede afirmarse que:

1. Cuánto mayor se hace el diámetro de la válvula más isentrópico es el proceso de descarga.
2. Cuánto mayor se hace el volumen aguas arriba más isentrópico es el proceso de descarga.

A continuación y en relación a lo estudiado en el capítulo 5, se ha realizado un estudio comparativo entre las evoluciones que cabe esperar para las hipótesis de gas real e ideal

Se muestran las evoluciones de la presión y de la temperatura aguas arriba en el caso de considerar un gas ideal y en el caso de un gas real, para tres casos diferentes: una descarga isotérmica, una isentrópica y otra donde hay transferencia de calor. Evidentemente se estudiarán los casos para baja y alta presión.

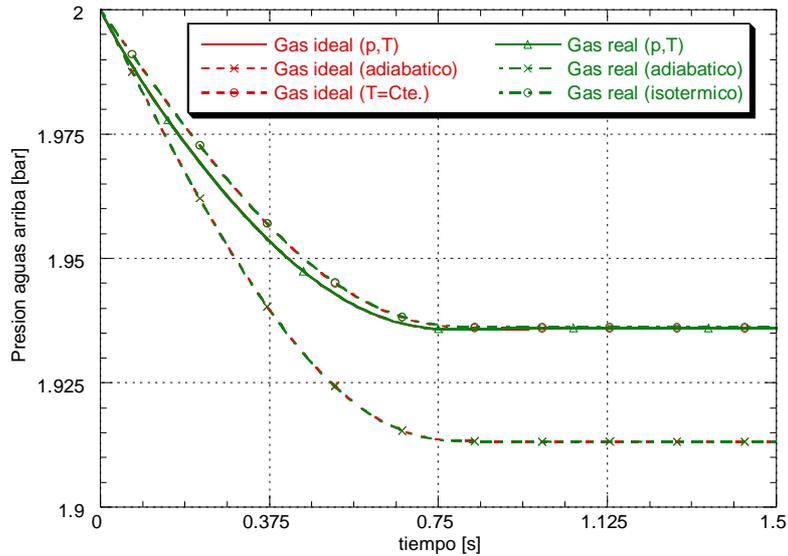


Fig. 37: Evolución de la presión aguas arriba para una descarga de 2 a 1 bar de N_2 . Datos de partida (ver Fig. 32).

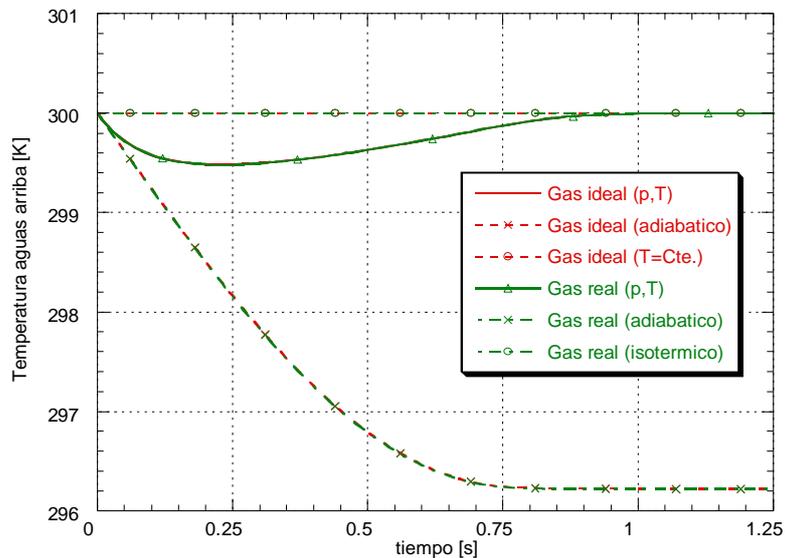


Fig. 38: Evolución de la temperatura aguas arriba para una descarga de 2 a 1 bar de N_2 . Datos de partida (ver Fig. 32).

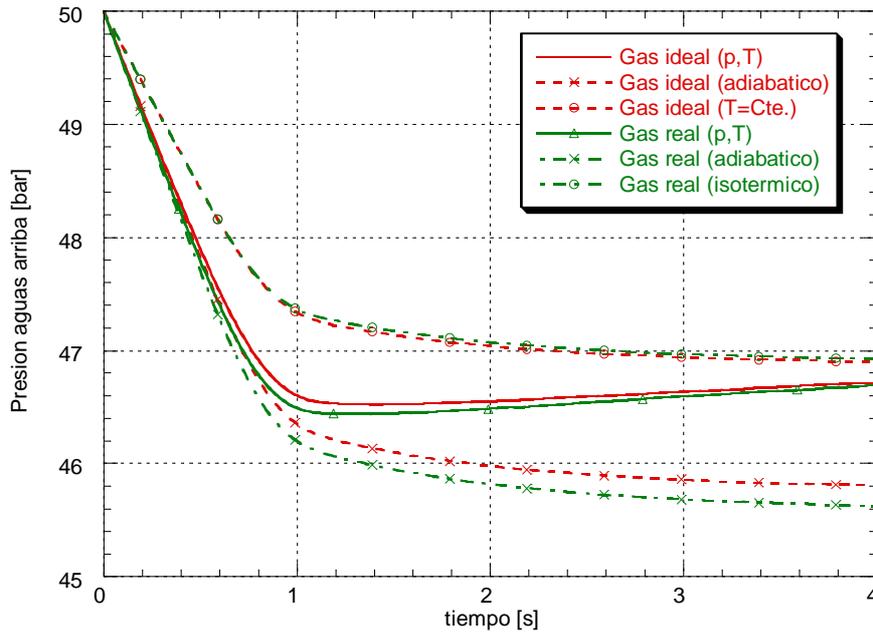


Fig. 39: Evolución de la presión aguas arriba para una descarga de 50 a 1 bar de N_2 . Datos de partida (ver Fig. 32).

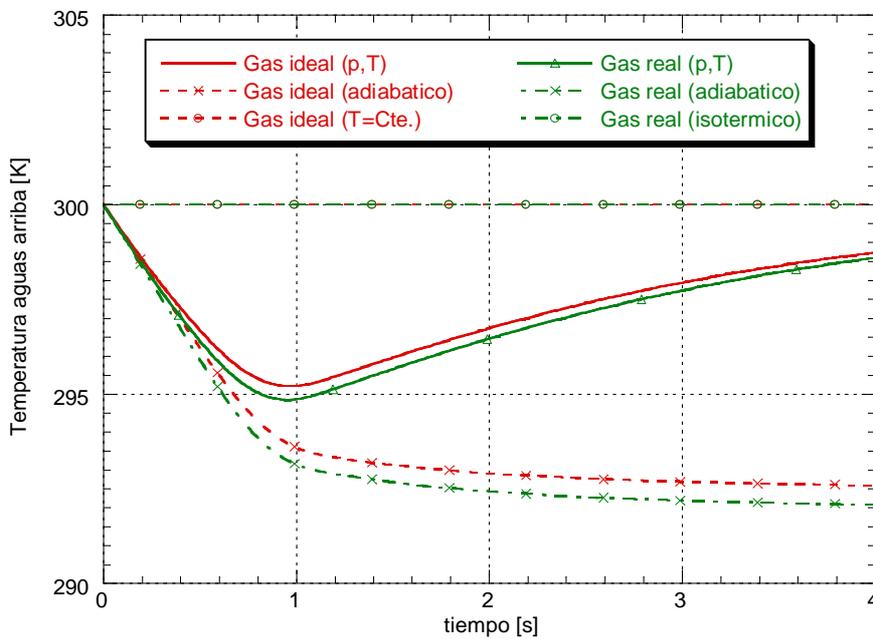


Fig. 40: Evolución de la temperatura aguas arriba para una descarga de 50 a 1 bar de N_2 . Datos de partida (ver Fig. 32).

Viendo las figuras mostradas anteriormente (Fig. 37 y Fig. 38), uno puede deducir a golpe de vista que no hay variación apreciable ni en temperatura ni en presión para un gas real o ideal en una descarga a baja presión.

Sin embargo, en una descarga a alta presión (véanse Fig. 39 y Fig. 40), las diferencias son significativas tanto en presión como en temperatura. Exceptuando el caso isotérmico, los valores de presión y temperatura en el caso del gas real siempre están por debajo de los valores que se dan en un gas ideal. Este hecho significa que el volumen específico del gas real también estará por debajo, y en consecuencia la masa aguas arriba será mayor puesto que es más denso. Esta última afirmación puede observarse en la figura siguiente:

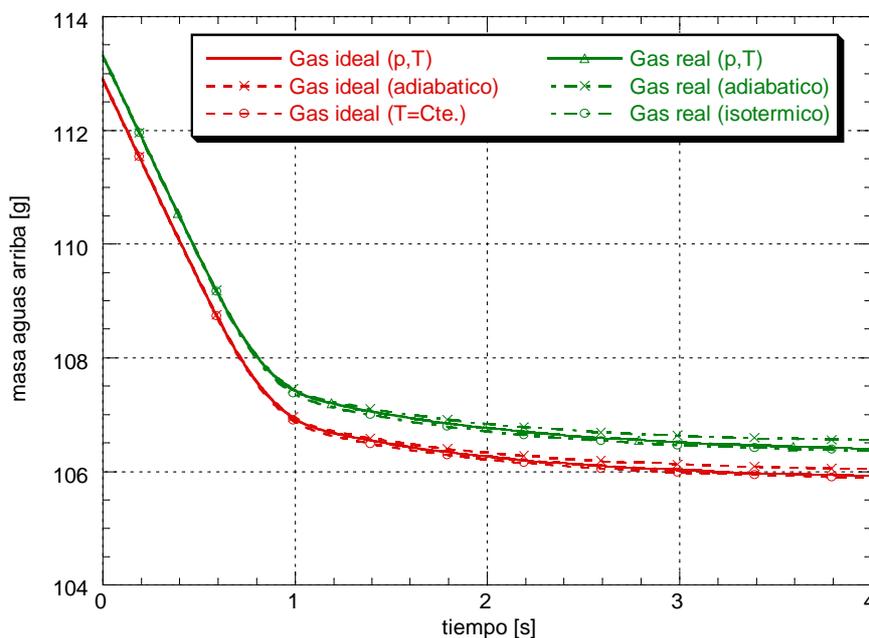


Fig. 41: Evolución de la masa aguas arriba para una descarga de 50 a 1 bar de N_2 . Datos de partida (ver Fig. 32).

En el caso de una descarga a temperatura constante, en el caso de gas real, el valor de la presión aguas arriba está por encima del de gas ideal. Este efecto puede explicarse mediante el estudio realizado anteriormente sobre el factor de compresibilidad (ver capítulo 5). Como ya se ha demostrado con anterioridad, Z estará por encima de la unidad y por lo tanto la presión debe corregir ese efecto para mantener la temperatura constante.

Según lo visto en este apartado, bajo la hipótesis de gas ideal las temperaturas y las presiones obtenidas son superiores que en el caso de asumir un comportamiento no ideal del gas, y como puede observarse en la gráfica siguiente (Fig. 42) la viscosidad también será más elevada para un gas ideal que para un gas real.

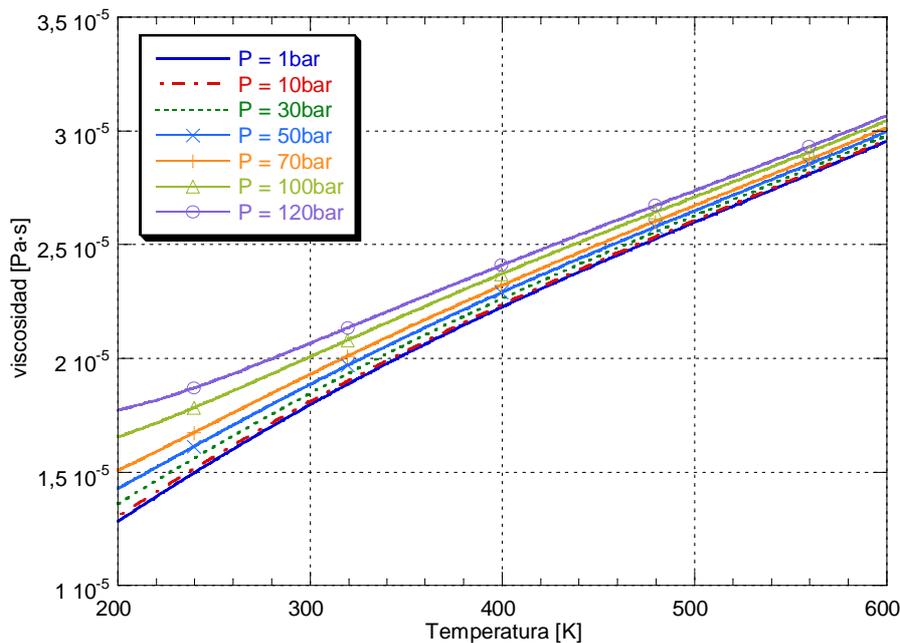


Fig. 42: Variación de la viscosidad con la temperatura a diferentes presiones estáticas para el N_2 , véase ecuación (4.14).

También se ha visto que la densidad de un gas real es superior a la de un gas ideal.

El objetivo será deducir lo que cabe esperar en relación al coeficiente de descarga (C_d). Para alcanzar este hito será necesaria la experimentación, puesto que habrá que conocer el flujo que realmente pasa a través del orificio.

6.6 Modelo de diagnóstico

En el apartado 1.4, se definieron los modelos de diagnóstico como aquellos en los cuales su principal propósito es la interpretación de la información obtenida a partir de medidas experimentales y de hipótesis relativas a los fenómenos que tienen lugar. Este tipo de modelo ha sido utilizado en este trabajo para caracterizar el flujo a través del orificio que comunica ambas cámaras.

Recordando la teoría expuesta en los apartados anteriores, conocida la evolución de la presión en los recintos y la temperatura del fluido en cada una de ellas, es posible inferir en el comportamiento de la restricción, y por tanto obtener el C_D .

La determinación experimental del coeficiente de descarga de una restricción se obtendrá mediante un banco experimental como el esquematizado en la Fig. 43.

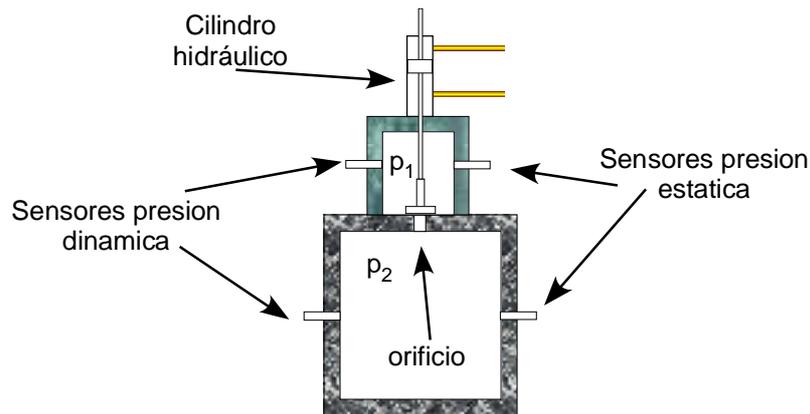


Fig. 43: Esquema de la unidad experimental para la determinación del coeficiente de descarga del orificio.

En la figura anterior (**Fig. 43**) puede apreciarse que unos sensores de presión estática y dinámica serán los encargados de monitorizar las presiones en ambos recintos.

Mediante una válvula se llenarán los depósitos a presión p_2 , posteriormente y mediante la acción de un cilindro hidráulico se separarán ambos recintos, de manera que pueda variarse la presión aguas abajo, a voluntad del usuario (p_1). Cuando el cilindro se aparte a una gran velocidad (para obtener el mayor número de puntos posibles en la descarga), se establecerá una transferencia de masa de un depósito a otro, en la que se habrán monitorizado tanto la presión como la temperatura de la pared. Es interesante destacar que el recorrido del pistón también habrá sido registrado mediante un sensor de desplazamiento con lo que podrá computarse perfectamente la pequeña variación de volumen experimentada.

En apartados posteriores se explicará con más detenimiento tanto la configuración de la unidad experimental, como el banco de ensayos. También en el apéndice A.2 se incluye la descripción del método utilizado en el acondicionamiento de las señales experimentales registradas para su posterior computación en el programa desarrollado para el modelo en cuestión.

Sustituyendo los valores monitorizados durante el proceso en las ecuaciones (6.20) a (6.23), para gas ideal, y (6.38) a (6.41), para gas real; e integrando posteriormente respecto al tiempo es posible obtener el flujo que pasa “realmente” a través del orificio para unas determinadas condiciones.

Según lo explicado en el apartado 6.3, el coeficiente de descarga se definía según la ecuación (6.24) como:

$$c_D = \frac{\dot{m}_r}{\dot{m}_t} \quad (6.42)$$

Llegados a este punto, es posible representar el coeficiente de descarga del orificio ensayado durante el tiempo que ha durado el experimento (evidentemente hasta que las presiones de ambos depósitos se han igualado).

Según lo comentado al principio de este capítulo, el objetivo perseguido es la caracterización del flujo a través del orificio que comunica ambas cámaras.

Para ello, es necesario obtener una expresión generalizada que defina el coeficiente de descarga en función de los parámetros de la suspensión. Por lo tanto, la primera tarea a llevar a cabo, será determinar cuáles son esos parámetros de los cuáles depende el coeficiente de descarga.

El principio de homogeneidad dimensional es aplicable en situaciones en que las variables que intervienen en un fenómeno físico, son conocidas, pero se desconoce la relación que las liga. Mediante un análisis dimensional se puede formular un fenómeno como una relación entre un conjunto de grupos adimensionales de las variables, siendo el número de grupos menor que el de las variables. Una de las ventajas inmediatas de este procedimiento es el requerir una experimentación considerablemente menor, para establecer una relación entre las variables, para cierto intervalo de variación. Además, frecuentemente se simplificará de manera considerable la naturaleza de la experimentación.

La cuestión es saber el número de grupos adimensionales que hay que formar a partir del conjunto de variables conocidas, que intervienen en un fenómeno físico.

En el caso que ocupa, conviene discernir que variables pueden tener influencia en el coeficiente de descarga. Muchos autores han establecido a partir del teorema Pi de Buckingham (ver apéndice A.3), una expresión que defina la dependencia del flujo a través de un orificio mediante unas variables determinadas [16]. Por lo tanto será conveniente establecer dicha relación:

$$\dot{m} = f(l, D, \varepsilon, \mu, \rho, \vartheta, \gamma, R, \beta, T_u / T_d, p_u / p_d) \quad (6.43)$$

Una vez realizado el estudio correspondiente y aplicado el principio de homogeneidad dimensional (ver apéndice A.3), se obtendrá:

$$C_D = K \left(\frac{l}{D} \right)^a (M)^b (T_u / T_c)^c (p_u / p_d)^d (Re)^e \quad (6.44)$$

Donde la determinación de los parámetros K, a, b, c, d y e se realizará mediante una regresión multivariable aplicada según se ha expuesto en el apéndice A.4.

A continuación se expone un diagrama de bloques a modo de resumen de la experimentación llevada a cabo y el método aplicado para caracterizar el orificio de la suspensión neumática objeto de estudio:

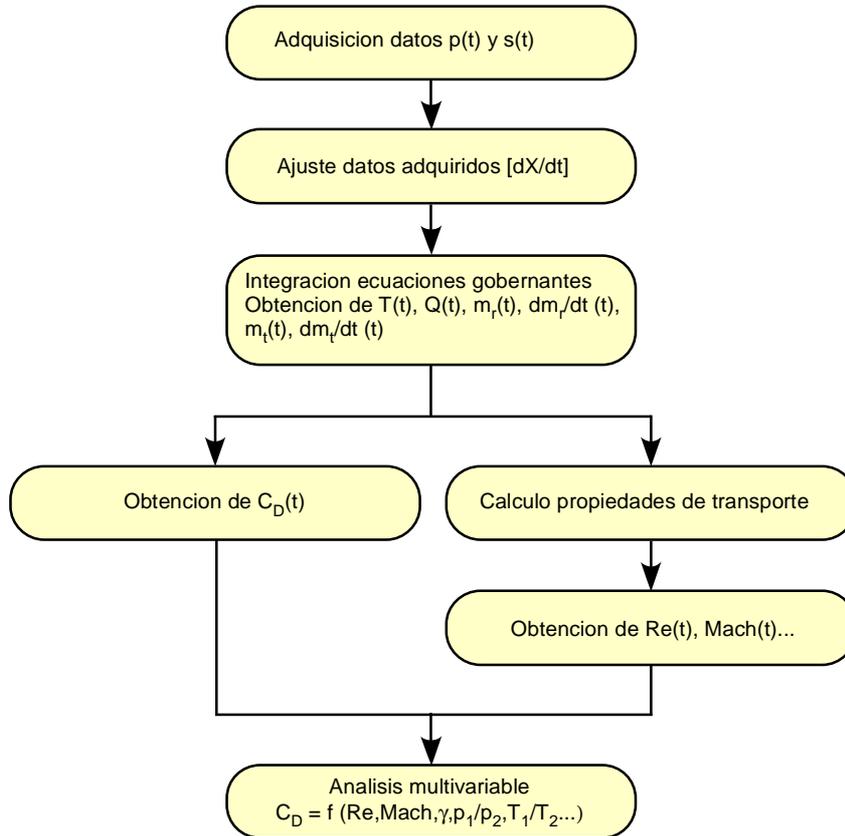


Fig. 44: Esquema del modelo de diagnóstico desarrollado para la obtención del coeficiente de descarga

6.7 Unidad experimental

Durante el desarrollo de la fase experimental se ha creído oportuno el diseño y posterior construcción de una única unidad experimental que se adapte a todos los bancos de ensayos y pruebas a las que va a ser sometida.

Por este motivo, la unidad experimental debe poder funcionar al mismo tiempo como una suspensión de una cámara y una de doble cámara, o dicho de otro modo, su adaptación a cualquiera de los dos tipos de suspensión debe ser inmediata.

Como puede observarse en la siguiente figura (Fig. 45), se parte de un cilindro separado por dos recintos en su interior a través de un orificio roscado. En dicho orificio se roscarán las diferentes restricciones a ensayar y un tapón que convertirá la suspensión de dos recintos en una simple.

Es interesante reconocer la diferencia entre ambos extremos de la pieza. Por un lado deberá adaptarse a un cilindro de alta presión que hará las funciones de émbolo de la suspensión neumática. Mientras que por el otro extremo la pieza deberá adaptarse a dos tipos de montaje diferentes: En un primer ensayo se roscará el cilindro oleohidráulico utilizado en la prueba del coeficiente de descarga, ver Fig. 47 (a). Sin embargo en el otro caso se le roscará una pieza que hará las veces de tapa, véase Fig. 47 (b), tanto en las pruebas del coeficiente de transferencia de calor, como en las del banco de ensayos de suspensiones como se verá en futuros apartados.

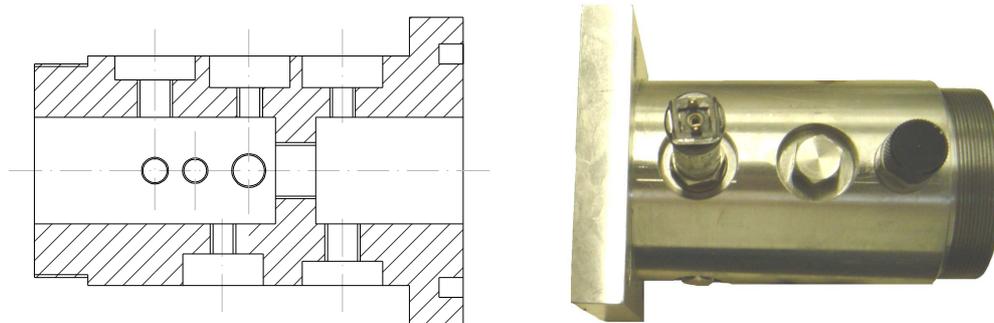


Fig. 45: Plano y fotografía de la unidad experimental

Las diferentes cajas y taladros que se observan en la figura, marcan los lugares donde se roscarán los diferentes sensores y válvulas de carga de la suspensión.

Observando el plano anterior (Fig. 45) resulta sencillo computar los volúmenes de ambas cámaras, teniendo en cuenta que la cámara que conecta con el cilindro de la suspensión será de volumen variable, siempre en función de la carrera del émbolo.

A continuación se adjunta una fotografía del cilindro de la suspensión neumática utilizado para completar la unidad experimental:



Fig. 46: Cilindro de la suspensión neumática.



Fig. 47: (a) Pistón oleohidráulico utilizado en la prueba de determinación del coeficiente de descarga. (b) Tapa superior de la unidad experimental.

Evidentemente, esta no es la única solución constructiva posible. Por ejemplo, se podría haber diseñado una suspensión de tipo modular, donde todas las piezas encajaran a modo de “sandwich” y fueran unidas mediante espárragos de acero. Daría más dinamismo a la hora del montaje y del desmontaje, pero aumentaría el número de juntas y el de posibles problemas de estanqueidad. Resumiendo, cualquiera de las dos opciones sería igual de correcta.

6.8 Banco de ensayos para el cálculo del coeficiente de descarga

Para el estudio del comportamiento del flujo a través del orificio que comunica ambas cámaras de la suspensión neumática, se utilizará un pistón oleohidráulico que se acoplará a la unidad experimental, véase Fig. 47 (a). Dicho cilindro irá provisto de un sensor de posición, el cuál medirá su recorrido. En la Fig. 48 (a) puede observarse una fotografía del conjunto ensamblado con la unidad experimental y un detalle del conjunto sensor de posición-pistón obturador, véase Fig. 48 (b).



Fig. 48: (a) Unidad experimental para el cálculo del coeficiente de descarga. (b) Detalle del pistón obturador y del sensor de desplazamiento

En la Fig. 49 puede observarse un esquema del circuito oleohidráulico construido para desplazar el pistón de aceite, el cuál ha sido diseñado para obturar el orificio que separa ambos recintos de la unidad experimental. El desplazamiento del pistón se conseguirá mediante la descarga de uno o dos acumuladores en función de la velocidad deseada. Estos acumuladores serán cargados previamente mediante una bomba de aceite a la presión marcada por la válvula limitadora de presión. La válvula de control direccional será la encargada de discernir el sentido del desplazamiento del cilindro, o dicho de otro modo, se ocupará de destapar o bloquear el orificio.

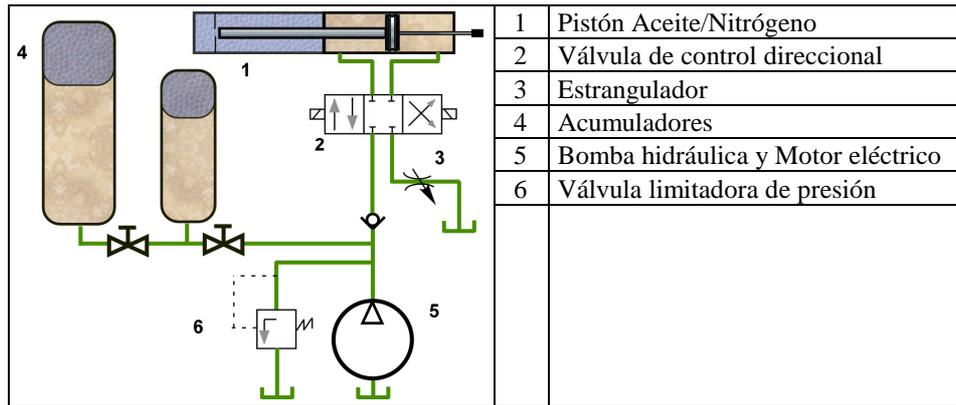


Fig. 49: Esquema del banco ensayos para el cálculo del coeficiente de descarga

Una vez explicado el funcionamiento del banco experimental (ver Fig. 49 y Fig. 50), será necesario ampliar mediante los cálculos pertinentes la información que hace referencia a los datos técnicos del equipo.

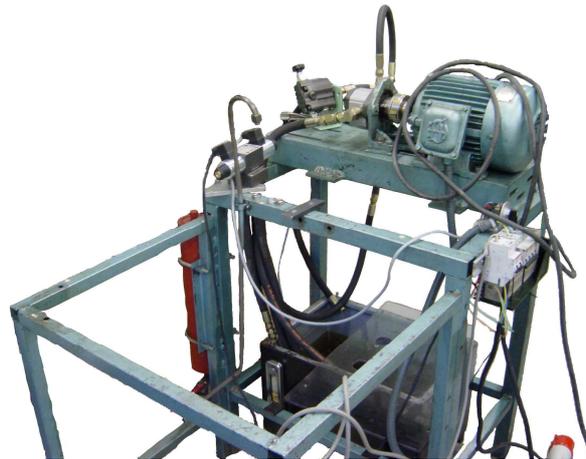


Fig. 50: Banco experimental para el cálculo del coeficiente de descarga.

Según los datos de partida de la bomba y del motor eléctrico:

Tabla 6: Datos técnicos iniciales del banco experimental de determinación del coeficiente de descarga.

Motor trifásico 2.2 kW y 1420 rpm
Bomba Roquet (1L9DH09R) 9 l/min a 1500 rpm y 0 bar ($C_v = 6 \text{ cm}^3/\text{vuelta}$)

En primer lugar sería interesante conocer a que presión puede funcionar el circuito como máximo según las características del motor y de la bomba, suponiendo un rendimiento del 95%.

$$P = \frac{p \cdot Q}{\eta}$$

$$p = \frac{P \cdot \eta}{Q} = \frac{P_M \cdot \eta}{C_v \cdot \text{rpm}_M} = 147 \text{ [bar]}$$

Esta presión no debe superarse en ningún caso. Por este motivo la válvula limitadora de presión se tarará por debajo de este valor. En el caso que ocupa se tarará a 120 bar.

En segundo lugar, es importante saber el volumen que aportarán los acumuladores.

Tabla 7: Datos de los acumuladores utilizados.

Acumulador	Presión de carga	Volumen
1	30 [bar]	1.5 [l]
2	70 [bar]	5 [l]

Si se supone que el vaciado del depósito sigue un proceso adiabático en ambos casos a la presión del circuito y que el gas comprimido es nitrógeno, el volumen de aceite aportado será respectivamente:

Acumulador 1

$$V_3 - V_2 = V_1 \cdot \left[\left(\frac{p_1}{p_3} \right)^{1/\gamma} - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{1/\gamma} \right] = 1.12 \text{ [l]}$$

Acumulador 2

$$V_3 - V_2 = V_1 \cdot \left[\left(\frac{p_1}{p_3} \right)^{1/\gamma} - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{1/\gamma} \right] = 2.34 \text{ [l]}$$

En las pruebas realizadas y debido al tamaño del pistón de aceite, las pruebas se han realizado de forma perfectamente correcta con el acumulador de menor volumen.

6.9 Síntesis de resultados

El objetivo de este apartado es mostrar los resultados obtenidos mediante los diferentes experimentos que se han llevado a cabo y demostrar la bondad del modelo de diagnosis expuesto anteriormente.

Así, en primera instancia se mostrarán los resultados obtenidos para dos descargas, una de aire a baja presión (descarga de 2 a 1 bar) y otra de nitrógeno a alta presión (de 45 a 1 bar), para observar los efectos sobre las hipótesis de gas ideal y gas real.

Tabla 8: Datos para las Fig. 52 a Fig. 78.

Volumen aguas arriba (VM_2)	2074.416 [cm ³]
Volumen aguas abajo (VM_1)	108.1046 [cm ³]
Temperatura inicial ($T_1 = T_2$)	292.1 [K]
Diámetro orificio (d_v)	0.095 [cm]

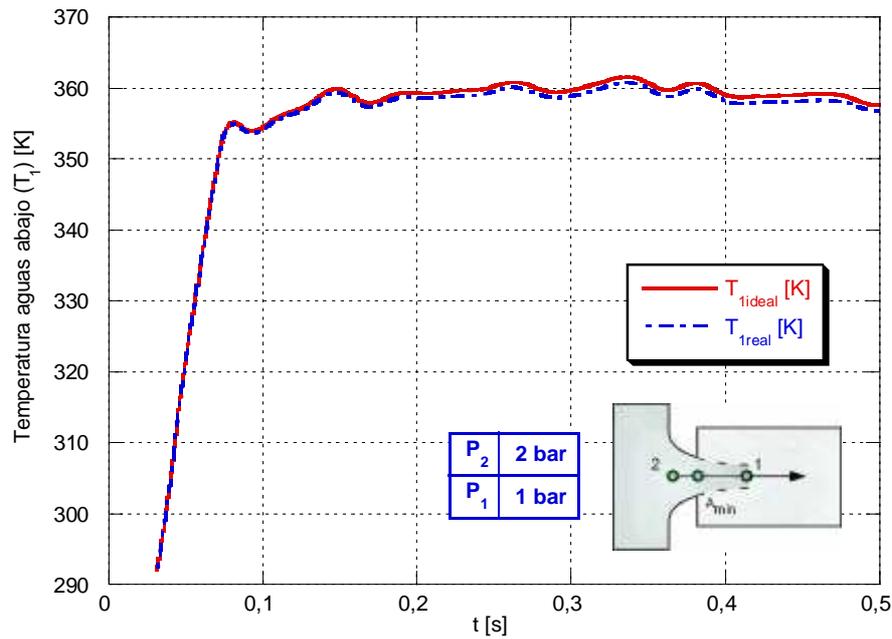


Fig. 51: Evolución de la temperatura aguas abajo de un gas ideal y de un gas real.

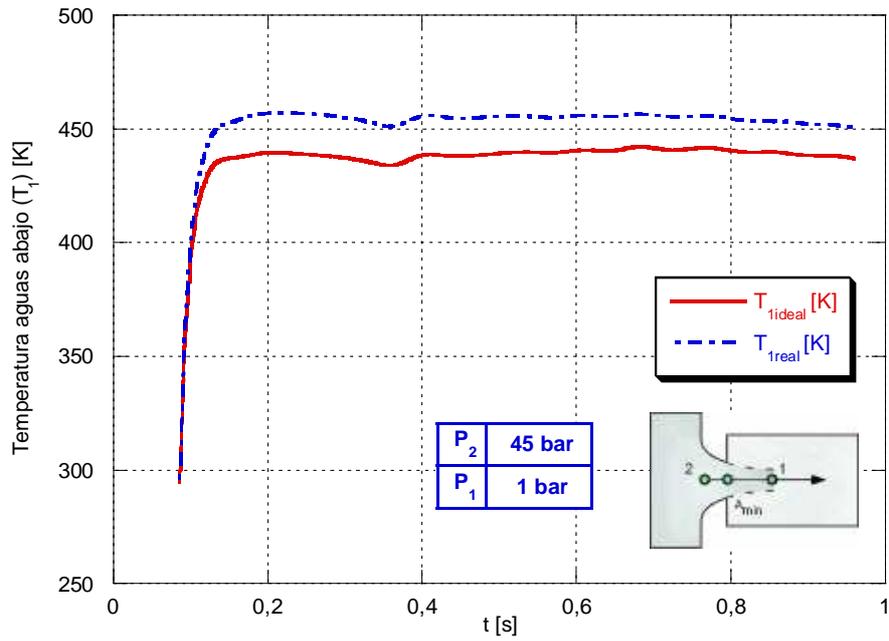


Fig. 52: Evolución de la temperatura aguas abajo de un gas ideal y de un gas real.

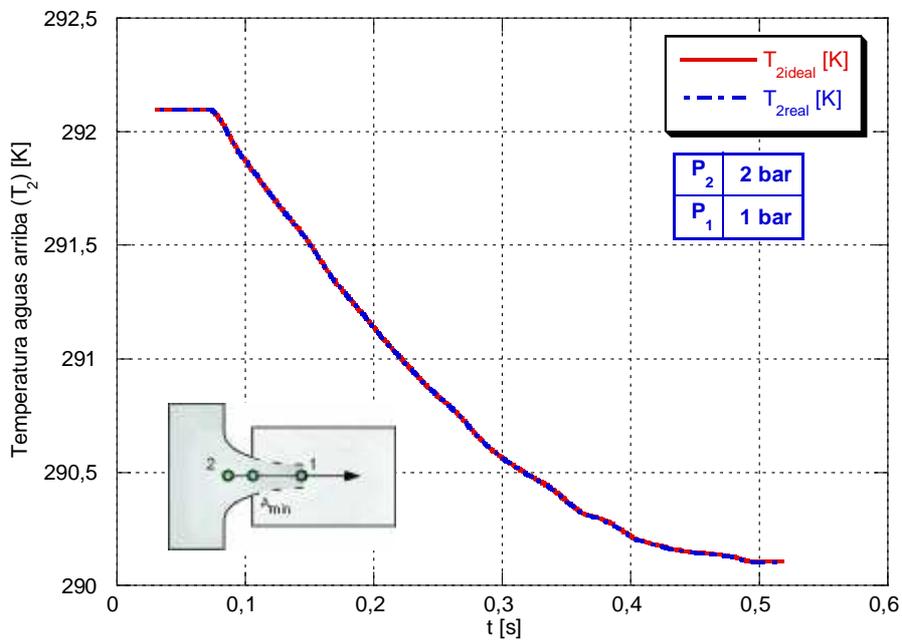


Fig. 53: Evolución de la temperatura aguas arriba de un gas ideal y de un gas real.

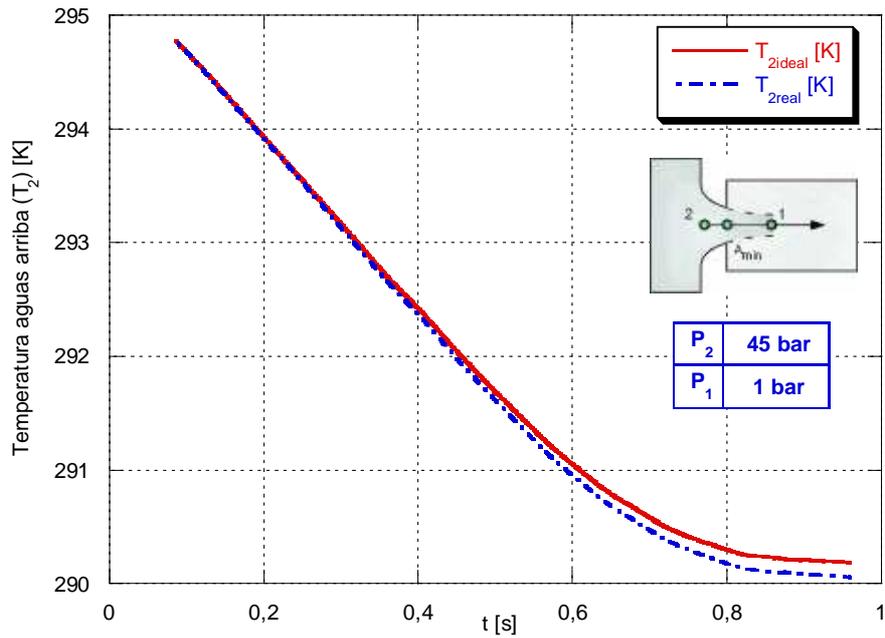


Fig. 54: Evolución de la temperatura aguas arriba de un gas ideal y de un gas real.

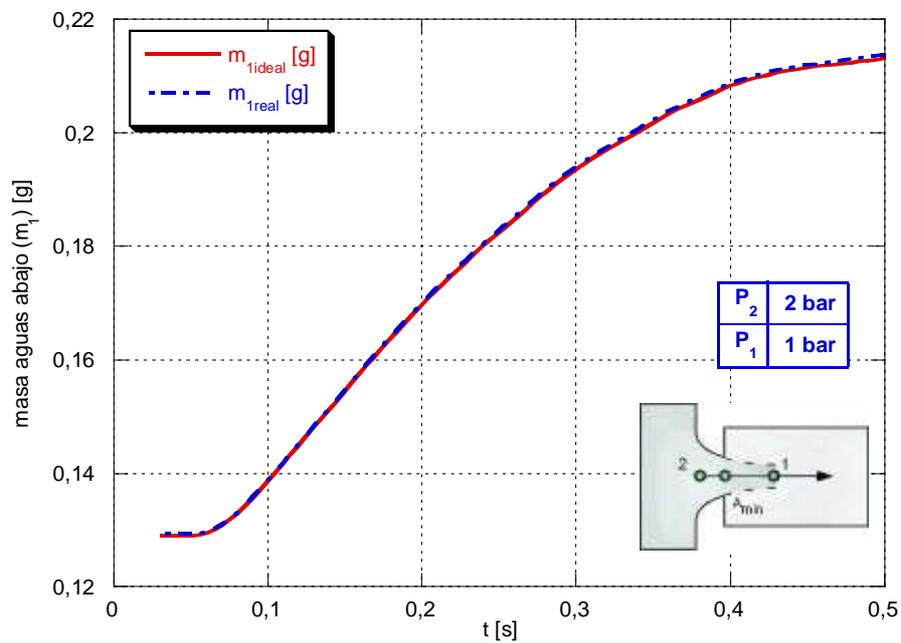


Fig. 55: Evolución de la masa aguas abajo de un gas ideal y de un gas real.

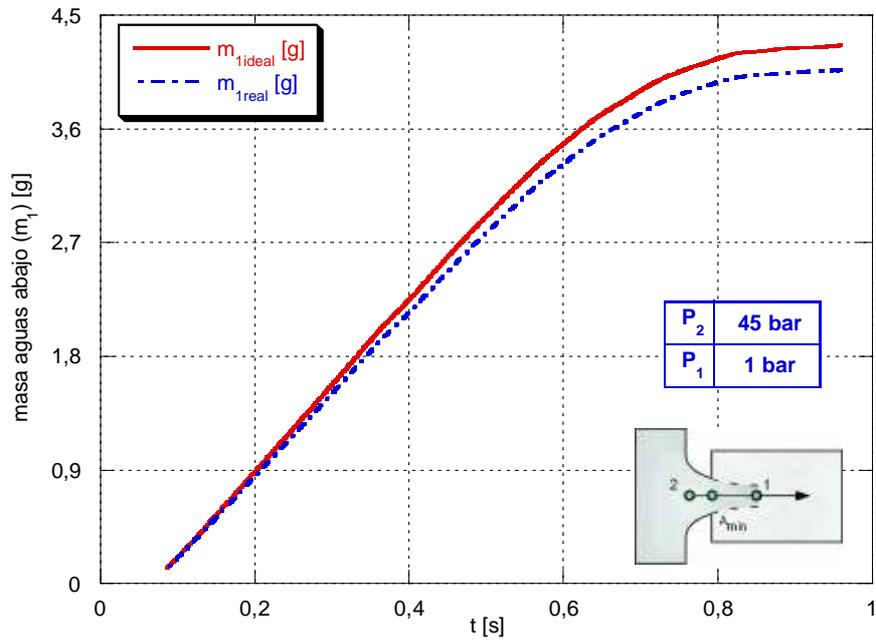


Fig. 56: Evolución de la masa aguas abajo de un gas ideal y de un gas real.

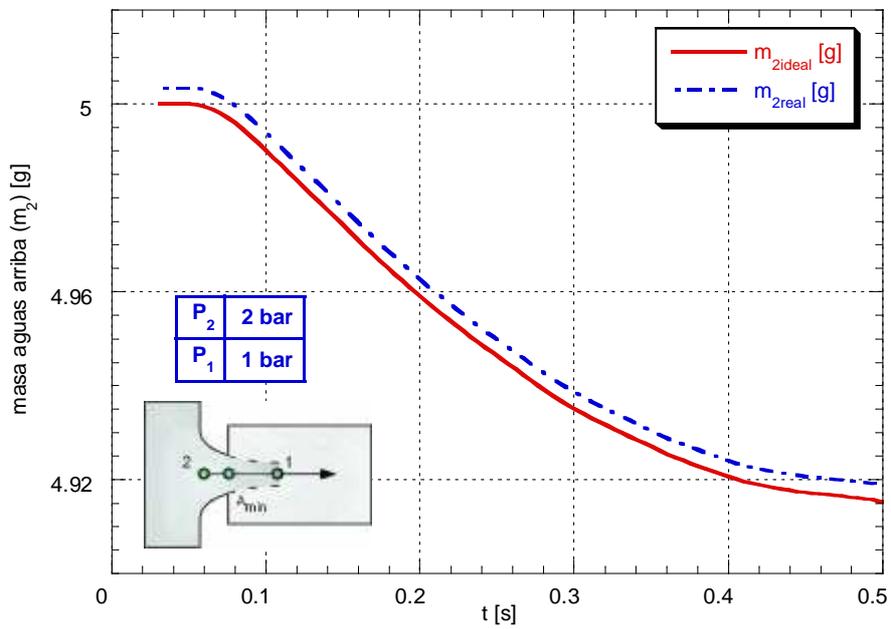


Fig. 57: Evolución de la masa aguas arriba de un gas ideal y de un gas real.

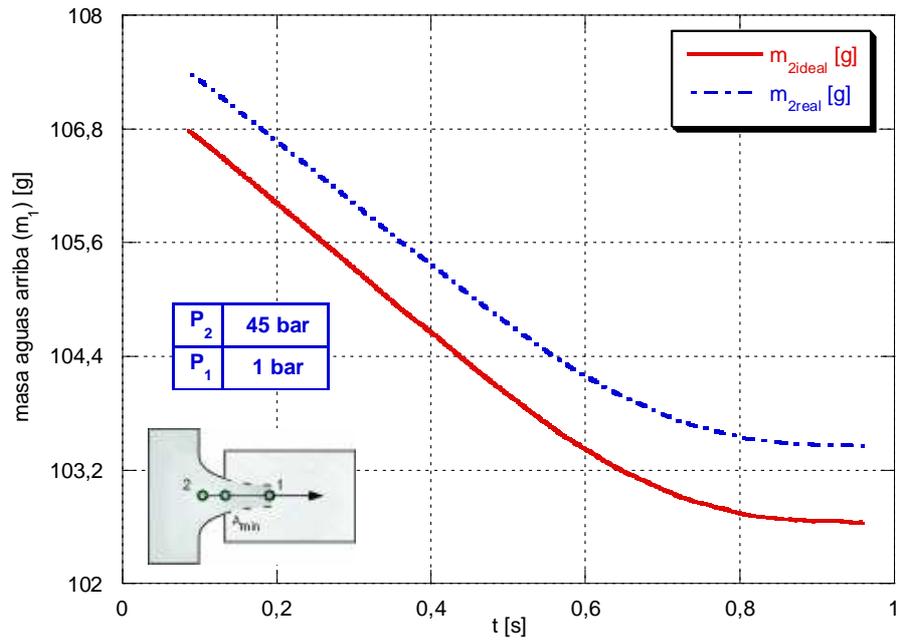


Fig. 58: Evolución de la masa aguas arriba de un gas ideal y de un gas real.

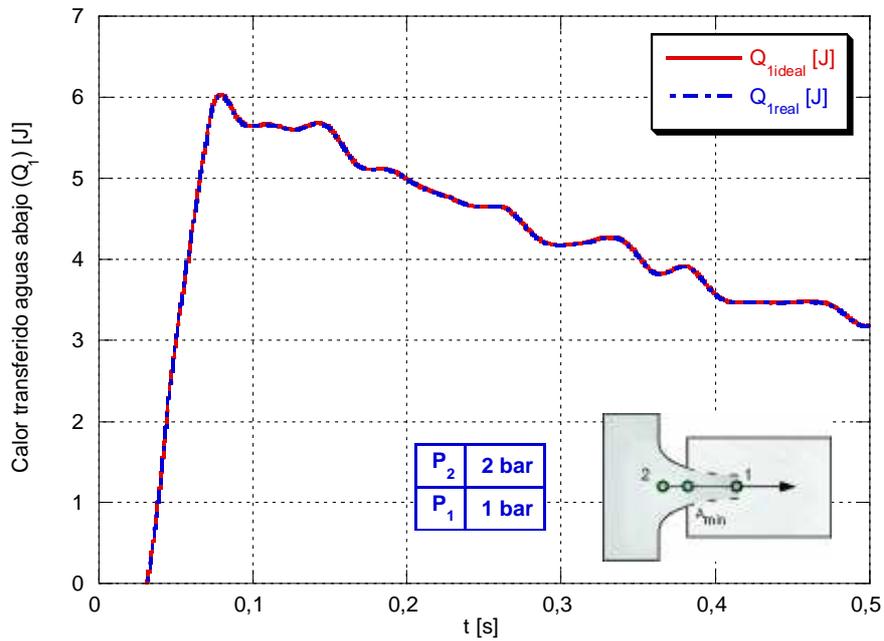


Fig. 59: Evolución del calor aguas abajo de un gas ideal y de un gas real.

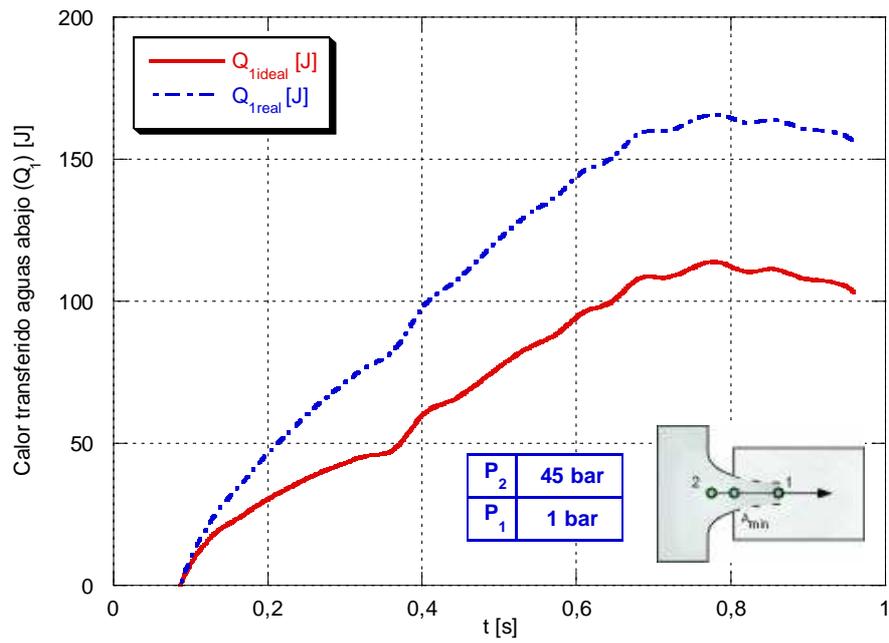


Fig. 60: Evolución del calor aguas abajo de un gas ideal y de un gas real.

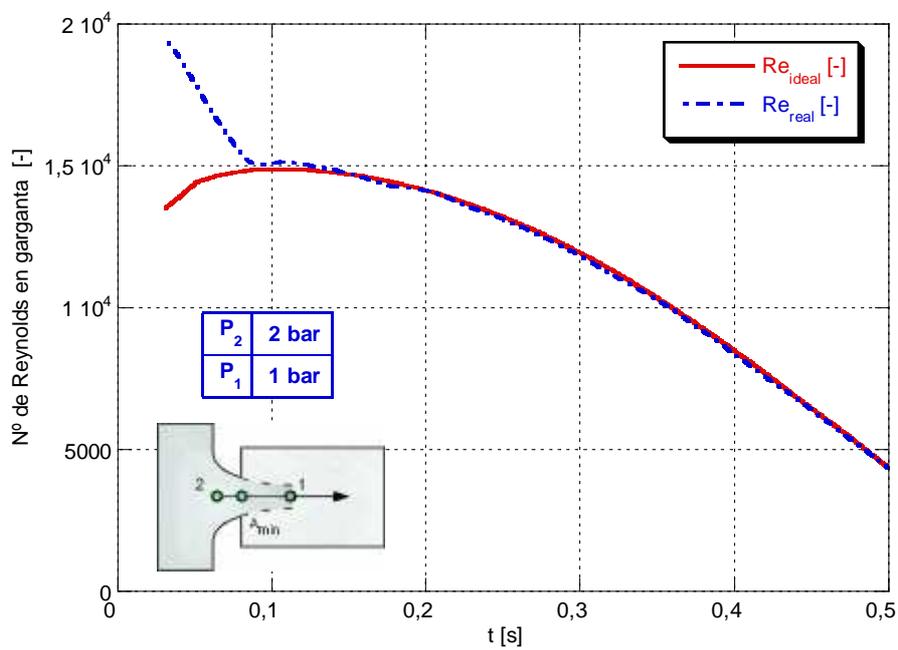


Fig. 61: Evolución del número de Reynolds de un gas ideal y de un gas real.

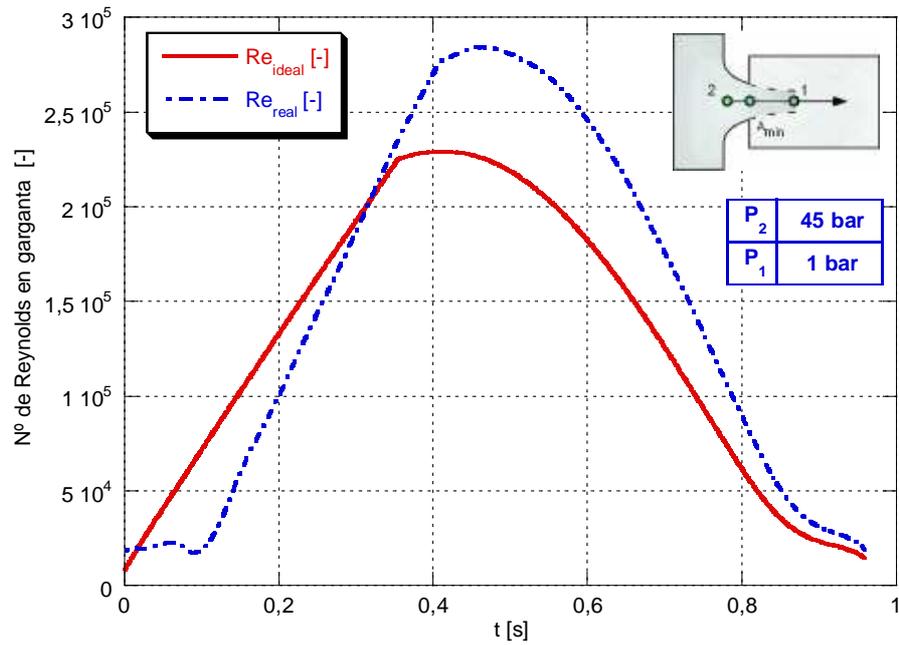


Fig. 62: Evolución del número de Reynolds de un gas ideal y de un gas real.

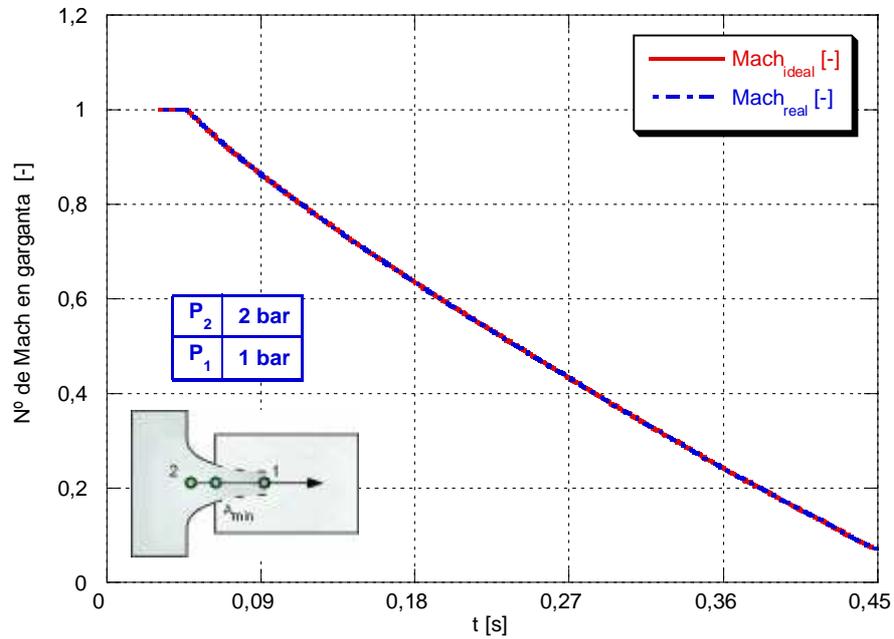


Fig. 63: Evolución del número de Mach de un gas ideal y de un gas real en la garganta.

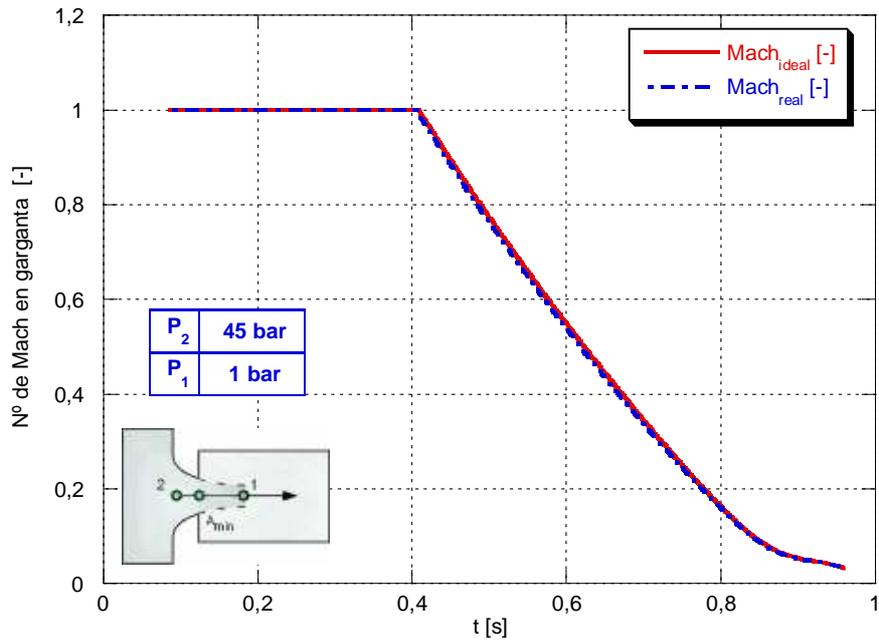


Fig. 64: Evolución del número de Mach de un gas ideal y de un gas real en la garganta.

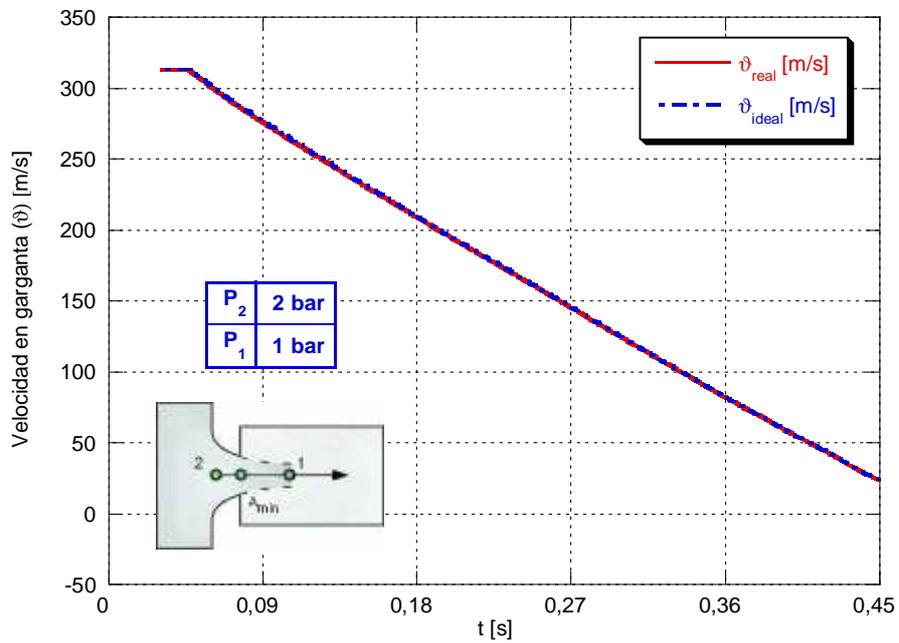


Fig. 65: Evolución de la velocidad de un gas ideal y de un gas real en la garganta.

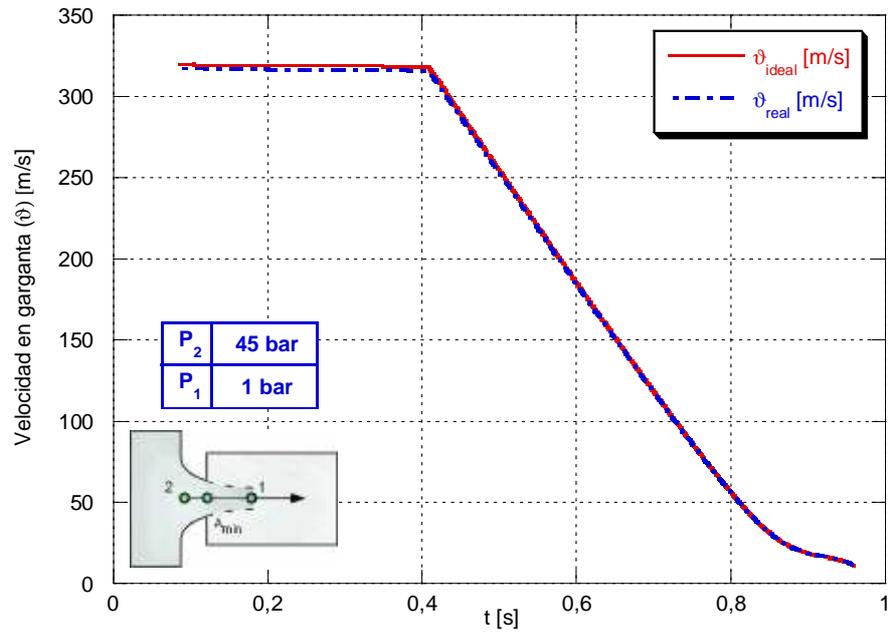


Fig. 66: Evolución de la velocidad de un gas ideal y de un gas real en la garganta.

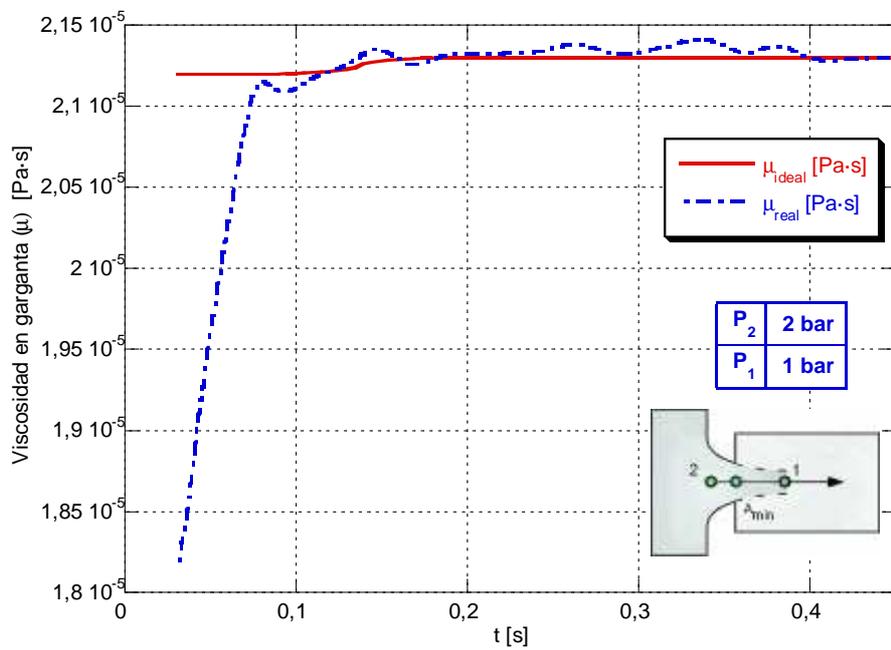


Fig. 67: Evolución de la viscosidad de un gas ideal y de un gas real en la garganta.

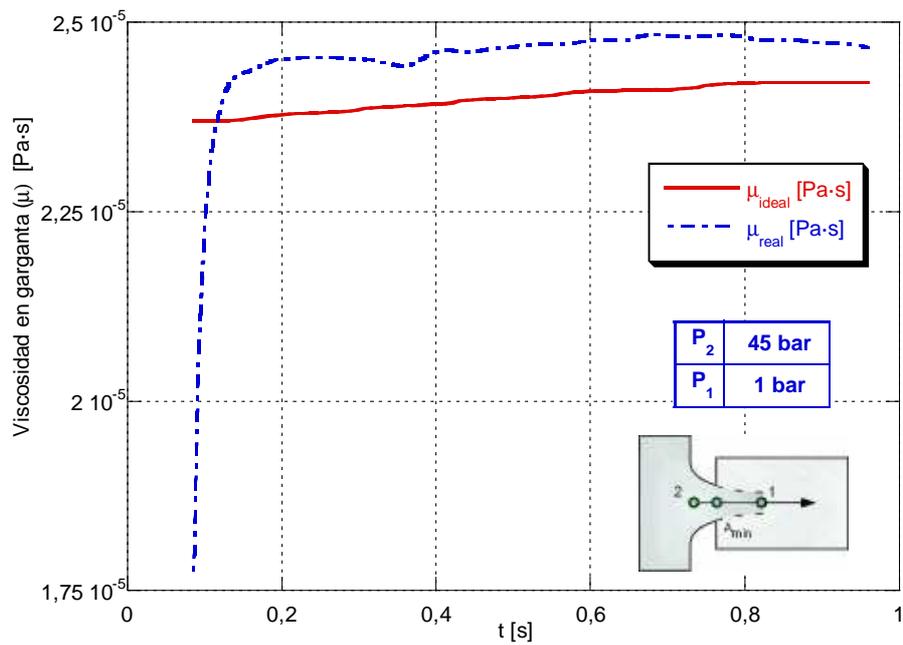


Fig. 68: Evolución de la viscosidad de un gas ideal y de un gas real en la garganta.

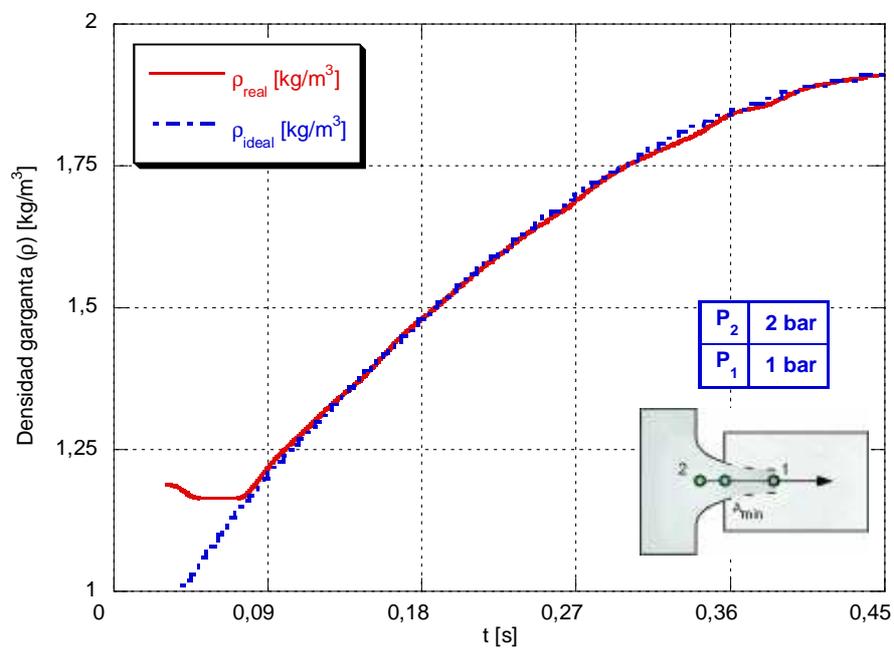


Fig. 69: Evolución de la densidad de un gas ideal y de un gas real en la garganta.

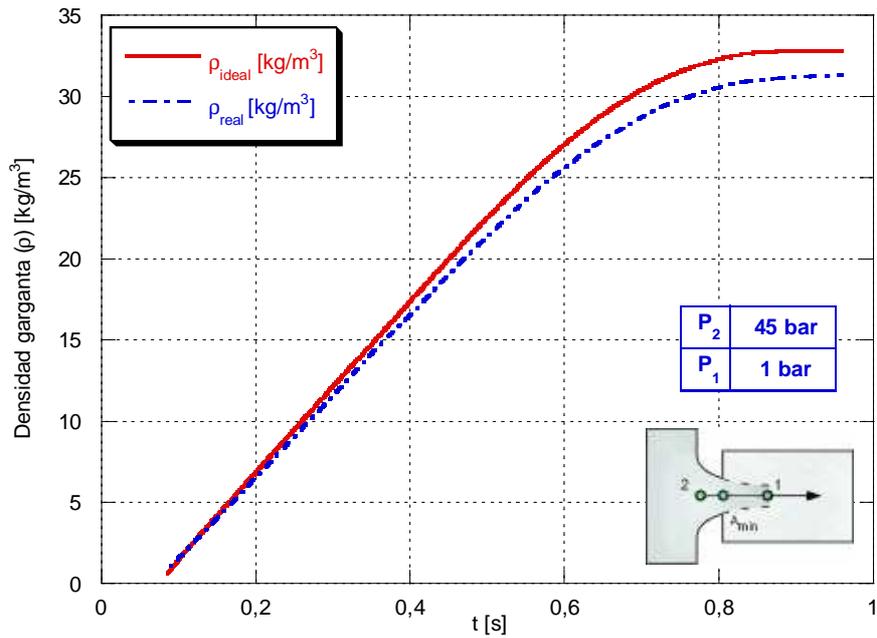


Fig. 70: Evolución de la densidad de un gas ideal y de un gas real en la garganta.

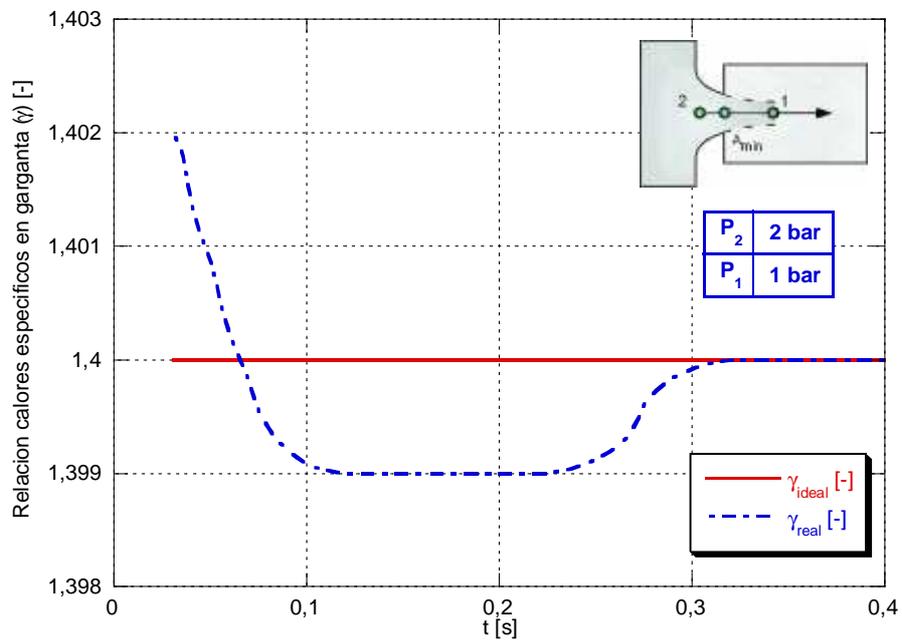


Fig. 71: Evolución de la relación de calores específicos de un gas ideal y de un gas real en la garganta.

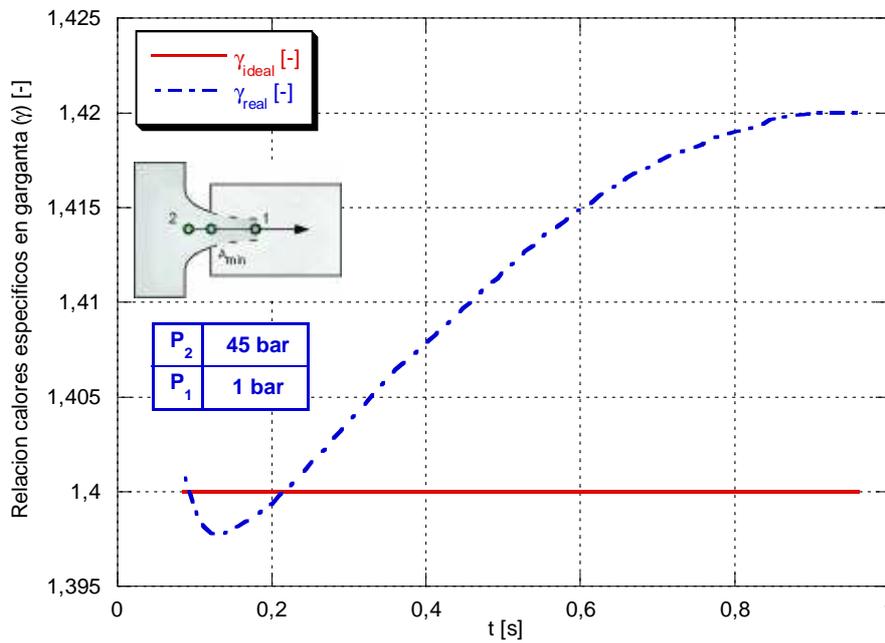


Fig. 72: Evolución de la relación de calores específicos de un gas ideal y de un gas real en la garganta.

Puede afirmarse con los resultados vistos hasta el momento que se cumple lo estimado en el apartado 6.5, en lo que se refiere a temperatura, masa y densidad. Pueden observarse discrepancias en la evolución del número de Reynolds, mientras que para el número de Mach no se reflejan diferencias sustanciales.

A continuación y para terminar la disquisición comenzada en el apartado 6.5, se muestra el coeficiente de descarga para ambos experimentos (ver Fig. 73 y Fig. 74):

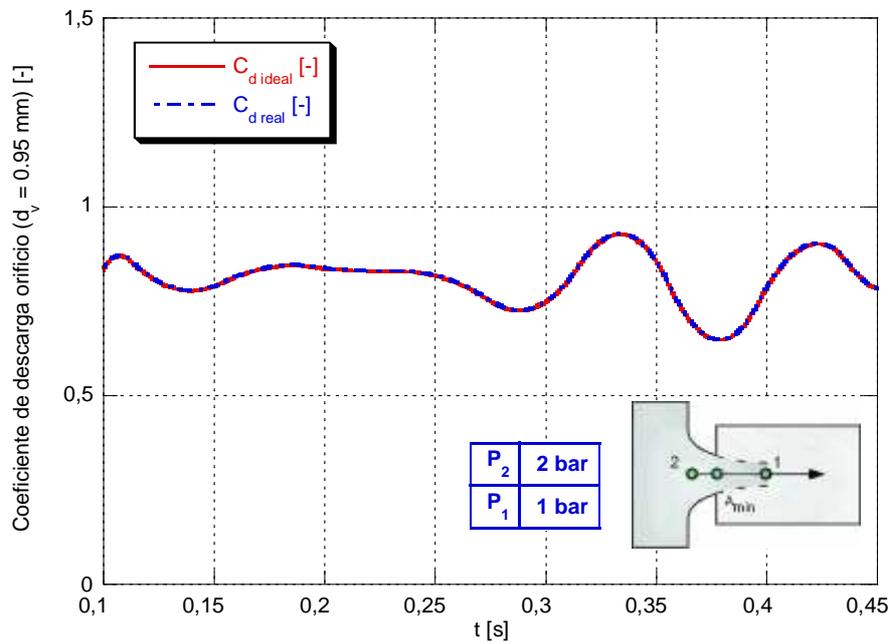


Fig. 73: Evolución del coeficiente de descarga (C_d) de un gas ideal y de un gas real.

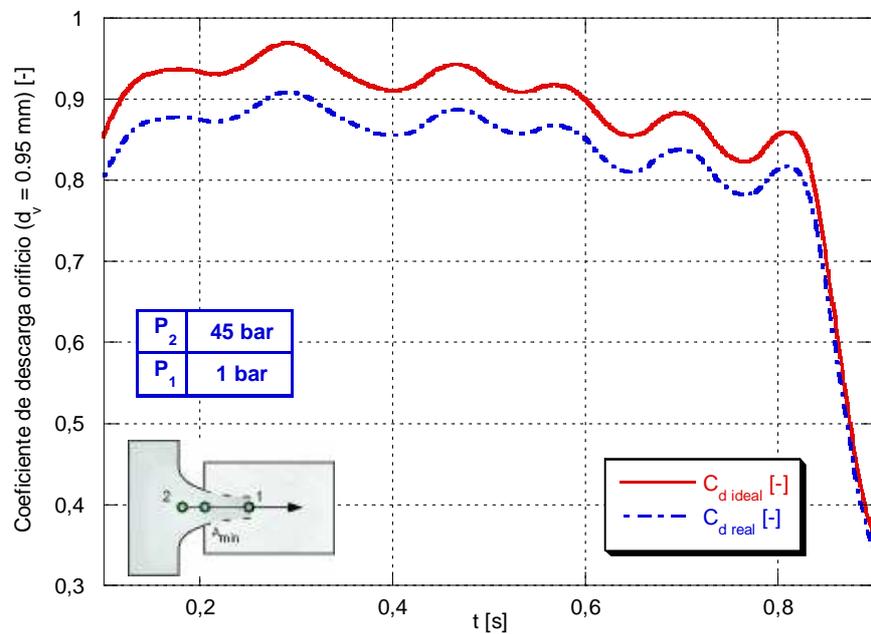


Fig. 74: Evolución del coeficiente de descarga (C_d) de un gas ideal y de un gas real.

Viendo los resultados experimentales llama poderosamente la atención el hecho que el coeficiente de descarga para un gas ideal sea mayor que el de un gas real, véase Fig. 74. A continuación se muestran dos gráficos. En primer lugar el correspondiente al flujo de

masa teórico según las hipótesis de gas ideal y de gas real. En segundo lugar, se muestra la misma comparación para el flujo que realmente pasa a través del orificio.

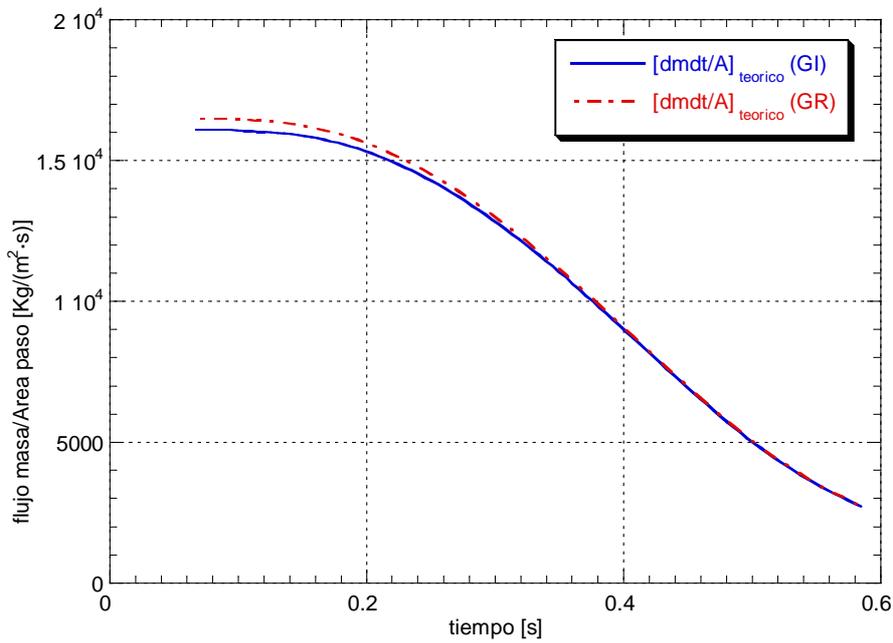


Fig. 75: Evolución del producto $\rho \cdot \vartheta$ o lo que es lo mismo $\dot{m}_{teorica}/A_{paso}$ de un gas ideal y de un gas real en la garganta para una descarga de 45 a 1 bar de N_2 . Nota: Temperatura inicial ($T_1 = T_2$) = 294.7 K.

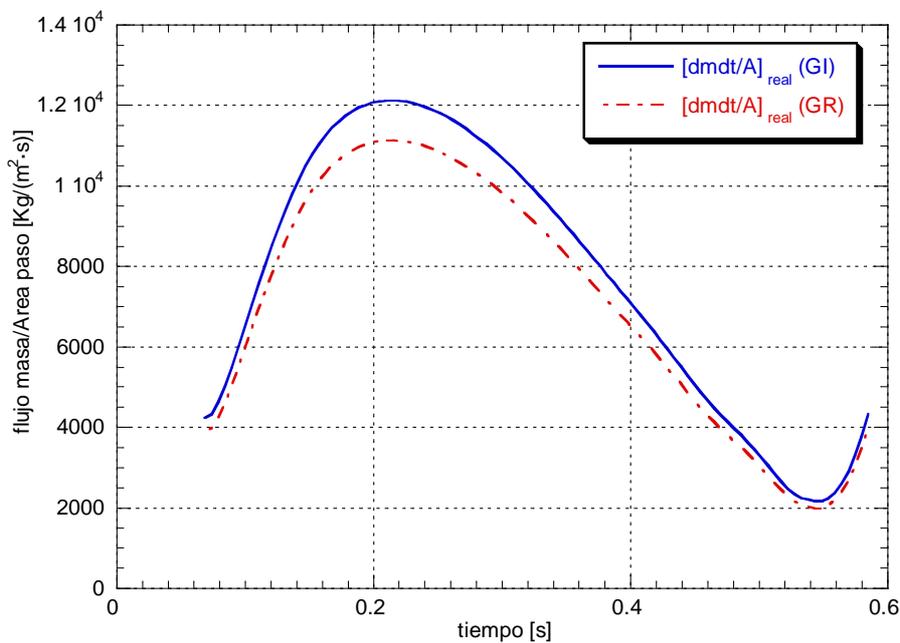


Fig. 76: Evolución del cociente \dot{m}_{real}/A_{paso} de un gas ideal y de un gas real en la garganta para una descarga de 45 a 1 bar de N_2 . Nota: Temperatura inicial ($T_1 = T_2$) = 294.7 K.

Puede observarse en las dos gráficas anteriores, véanse Fig. 75 y Fig. 76, que considerando la misma área de paso para el flujo de masa teórico y el que realmente debería pasar a través del orificio, afecta de forma desigual para las hipótesis de gas real e ideal.

Para el caso de la masa que teóricamente debería pasar a través del orificio, en el caso de gas real el flujo es mayor que en el caso de gas ideal.

Mientras que para la masa que realmente pasa a través del orificio, en el caso de gas real el flujo es menor que en el caso de gas ideal.

De esta manera y recordando que,

$$C_d = \frac{\dot{m}_{\text{realmente pasa}}}{\dot{m}_{\text{teórico}}}$$

se puede deducir que

$$\frac{[\dot{m}_{\text{realmente pasa}}]_{\text{ideal}} > [\dot{m}_{\text{realmente pasa}}]_{\text{real}}}{[\dot{m}_{\text{teórico}}]_{\text{ideal}} < [\dot{m}_{\text{teórico}}]_{\text{real}}} \Rightarrow [C_d]_{\text{ideal}} > [C_d]_{\text{real}}$$

Un conclusión que se cumple según los datos ensayados y que pueden observarse en la Fig. 73.

Siguiendo el diagrama de bloques del apartado 6.6 (ver Fig. 44), una vez realizados los pertinentes experimentos para cinco orificios distintos, con una muestra aproximada de 50000 valores se ha realizado una regresión multivariable según el método expuesto en el apéndice A.4, obteniendo una expresión para el coeficiente de descarga como la que se muestra a continuación, véase ecuación (6.45):

$$C_d = 0.972 \left(\frac{l}{D}\right)^{0.0933} (M)^{0.0108} \left(\frac{T_u}{T_c}\right)^{-0.4518} \left(\frac{p_u}{p_d}\right)^{0.0195} (Re)^{-0.0114} \quad (6.45)$$

De la expresión anterior puede deducirse que la temperatura aguas arriba será la magnitud de mayor peso en la definición del coeficiente de descarga, manteniéndose las demás en un mismo rango de influencia sobre dicho coeficiente.

Una vez conseguido uno de los objetivos de esta Tesis Doctoral, es conveniente comprobar su bondad con la ayuda de la experimentación realizada.

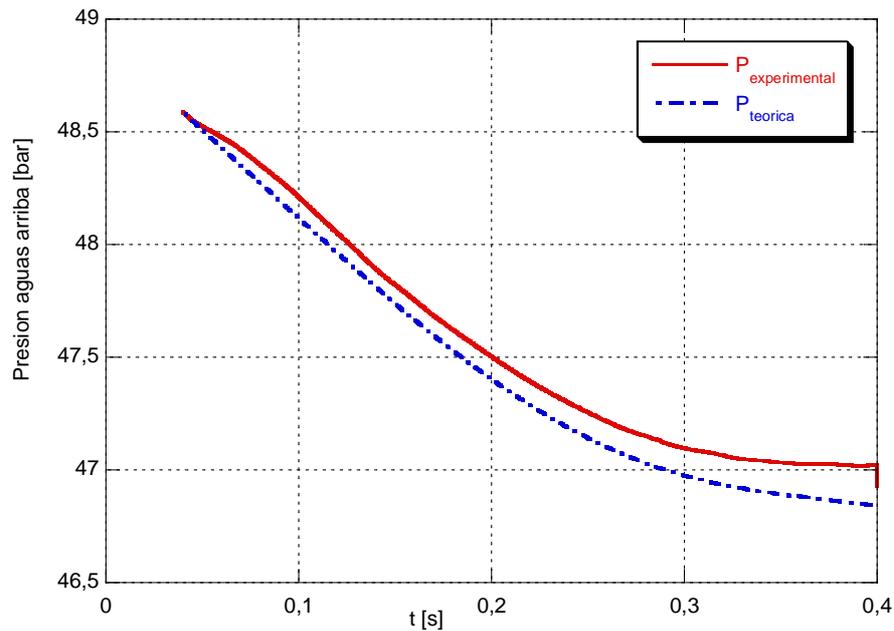


Fig. 77: Evolución de la presión aguas arriba para una descarga de 49 a 14 bar de N₂. Nota: Temperatura inicial ($T_1 = T_2$) = 297.1 K, Diámetro válvula (d_v) = 1.3 mm.

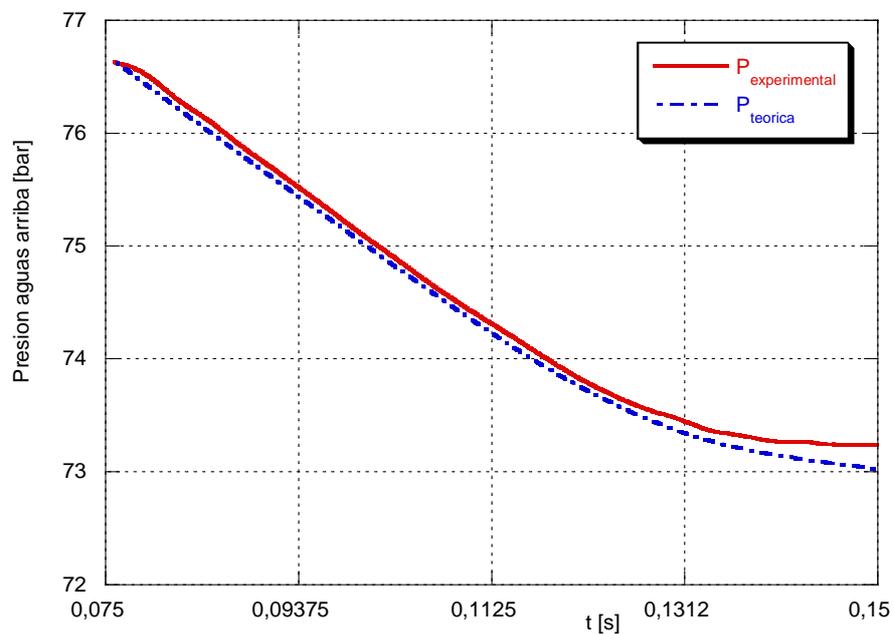


Fig. 78: Evolución de la presión aguas arriba para una descarga de 77 a 1 bar de N₂. Nota: Temperatura inicial ($T_1 = T_2$) = 295.6 K, Diámetro válvula (d_v) = 3.05 mm.

Observando las gráficas anteriores (Fig. 77 y Fig. 78) puede afirmarse que los resultados concuerdan con una precisión muy buena.