



**ESCOLA SUPERIOR DE TECNOLOGIA I CIÈNCIES EXPERIMENTALS  
GRADO EN INGENIERÍA EN TECNOLOGÍAS INDUSTRIALES**

**Análisis y comparación de ensayos experimentales  
sobre la transpiración térmica con el modelo  
numérico de Sharipov para el desarrollo de una  
bomba de Knudsen**

**TRABAJO FIN DE GRADO  
AUTOR/A**

Carles Jovaní Pérez

**DIRECTOR/A**

Rodrigo Llopis Doménech

Castellón, Julio de 2018

A mi familia, mi novia y mis amigos por el apoyo incondicional que me han dado a lo largo de este proyecto.

A Georges Chabouh, Giorgios Tatsios y Dominique Fratantonio por implicarse tanto y en ayudarme en lo que fuera necesario.

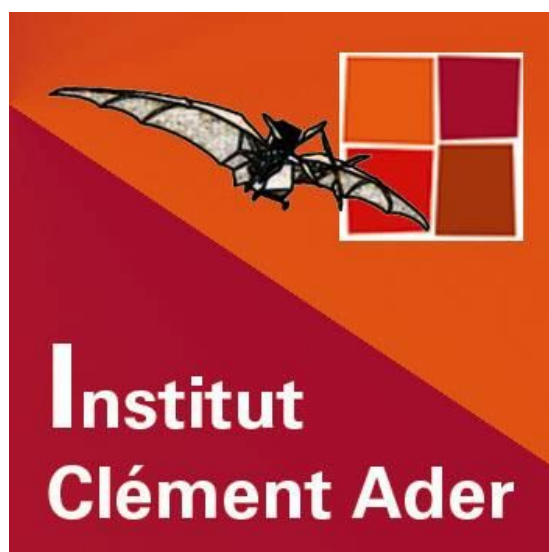
En especial, a Marcos Rojas-Cárdenas, por aceptarme en primer lugar en el equipo y por darme la oportunidad de ser parte de un proyecto tan interesante como éste.

Al Instituto Clément Ader por permitir que este trabajo saliera adelante.

A mi tutor Rodrigo por ayudarme a dar forma al documento y a perfeccionarlo al máximo.

A Francisco Colomer, sin cuya sugerencia este trabajo no se habría realizado nunca.

En general, gracias a todos por haberlo hecho posible.



# Índice general

<b>1. Memoria</b>	<b>6</b>
<b>2. Anexos a la memoria</b>	<b>96</b>
<b>3. Planos</b>	<b>108</b>
<b>4. Pliego de condiciones</b>	<b>118</b>
<b>5. Mediciones y presupuesto</b>	<b>129</b>

**MEMORIA**

# Índice

<b>1.Introducción</b>	<b>6</b>
1.1. Antecedentes	6
1.2. Justificación	10
1.3. Objetivo	11
1.4. Alcance	12
1.5. Emplazamiento	13
<b>2. Teoría molecular</b>	<b>15</b>
2.1. Teoría cinética molecular	15
2.2. Ecuación de Boltzmann, modelo BGK y modelo S	17
2.3. Hipótesis del medio continuo	19
2.4. Capa de Knudsen	22
2.5. Condiciones límite	23
<b>3. Transpiración térmica</b>	<b>29</b>
3.1. Introducción	29
3.2. Metodología experimental	33
3.3. Modelo numérico	35
3.4. Ensayos isotérmicos	37
<b>4. Aparato experimental</b>	<b>40</b>
4.1. Descripción general	40
4.1.1. Zona de ensayo	42
4.1.2. Zona anular de medida	44
4.1.3. Sistema de control de temperatura	47
4.1.4. Zona de los accesorios	49
4.2. Calibración de los equipos de medida	51
4.2.1. Calibración de los termopares	51
4.2.2. Calibración de los calibradores de presión	55
<b>5. Procedimiento experimental y tratamiento de errores</b>	<b>56</b>
5.1. Desarrollo del ensayo no isotérmico	56
5.2. Protocolo experimental	57
5.3. Desarrollo del ensayo isotérmico	58
5.4. Tratamiento de errores	59
5.4.1. Pico de presión durante el cierre de la válvula VC	59
5.4.2. Fugas de aire hacia el interior del sistema	60
<b>6. Resultados</b>	<b>62</b>
6.1. Gráfica TPD vs $\delta$ para el argón	62

6.2. Ensayos isotérmicos: cálculo de los volúmenes	68
6.3. Modificación del ensayo para mejorar la curva experimental	74
6.4. Comparación con la literatura y con el modelo numérico modificado	77
<b>7. Análisis de un material plástico con nanopartículas de silicio como candidato para fabricar los canales del prototipo</b>	<b>85</b>
7.1. Introducción	85
7.2. Montaje experimental, desarrollo y resultados	86
7.3. Conclusiones	88
<b>8. Situación actual y fase siguiente del proyecto</b>	<b>89</b>
<b>9. Referencias</b>	<b>91</b>

# 1.Introducción

## 1.1. Antecedentes

La bomba de Knudsen es una bomba de gas que no contiene partes móviles sino que, aplicando un gradiente de temperatura a escala microscópica, se produce una diferencia de presión con un flujo de partículas que se desplazan hacia la zona calentada, fenómeno conocido como “transpiración térmica”. Su descubridor fue Osborne Reynolds pero fue el físico danés Martin Knudsen en 1909 quien explicó el procedimiento mediante el cual se conseguía dicha variación de presión. Sin embargo, a lo largo del siglo XX no se le ha dado gran importancia a este fenómeno hasta que la tecnología ha permitido reducir el tamaño de los componentes industriales, momento en el que las ventajas de aplicar este tipo de funcionamiento respecto a otros más mecánicos ha propiciado su investigación y desarrollo.

El interés por desarrollar y mejorar micro bombas que funcionen mediante la transpiración térmica ha estado vigente en la literatura desde hace más de dos décadas (Vargo y Muntz 2001). Concretamente, la Administración Nacional de la Aeronáutica y el Espacio del gobierno estadounidense (NASA) se implicó desde el inicio en la investigación de este tipo de dispositivos, pues el éxito de misiones futuras depende en gran medida de la miniaturización de componentes mediante el uso de sistemas microelectromecánicos (MEMS). Una de las razones de peso para apoyar estas investigaciones es disminuir el presupuesto de los equipos al reducir su masa, volumen y consumo de potencia. La aplicación principal para esta agencia son los programas espaciales que utilizan robots para la toma de muestras y su análisis correspondiente. El hecho de que los instrumentos analíticos existentes en su Laboratorio de Propulsión a Reacción (JPL) no puedan satisfacer las condiciones de vacío requeridas ha propiciado el desarrollo de microsistemas eficientes e innovadores como el estudiado en este proyecto.

La disponibilidad de nanomateriales con baja conductividad térmica y técnicas de fabricación a escala micrométrica ha impulsado el uso de la transpiración térmica como mecanismo de bombeo (Vargo y Muntz 2001). Su desarrollo ha dado lugar a prototipos que trabajen bajo condiciones de régimen molecular libre en un rango amplio de presión. En conclusión, una selección adecuada de los materiales y el diseño de bombeo son claves para maximizar la eficiencia de estos dispositivos para que cumplan con los objetivos establecidos.

Siguiendo un orden cronológico, los primeros en estudiar los compresores de Knudsen fueron los investigadores Vargo y Muntz en 2001, los cuales mediante el uso de un aerogel poroso obtuvieron una diferencia de presión de 1.5 kPa empleando helio cerca de las condiciones atmosféricas. Un año más tarde, M.

Young, E. P. Muntz y G. Shiflett, en colaboración con Amanda Green del JPL, realizaron un estudio de optimización del diseño anterior para aplicaciones que trabajan a bajas presiones, concluyendo que las condiciones óptimas se conseguían para un número de Knudsen cerca de 1 (ver Apartado 2.2.) mediante una correcta dimensionalización de los poros y aislamiento térmico, además de establecer en los 10 mTorr el límite de presión de trabajo mínimo. Ya en 2003 Shamus McNamara y Yogesh B. Gianchandani presentaron un compresor de Knudsen integrado en un chip, el más pequeño fabricado hasta el momento y el segundo capaz de trabajar en condiciones de presión atmosféricas utilizando polisilicona y materiales dieléctricos basados en silicio como materiales principales.

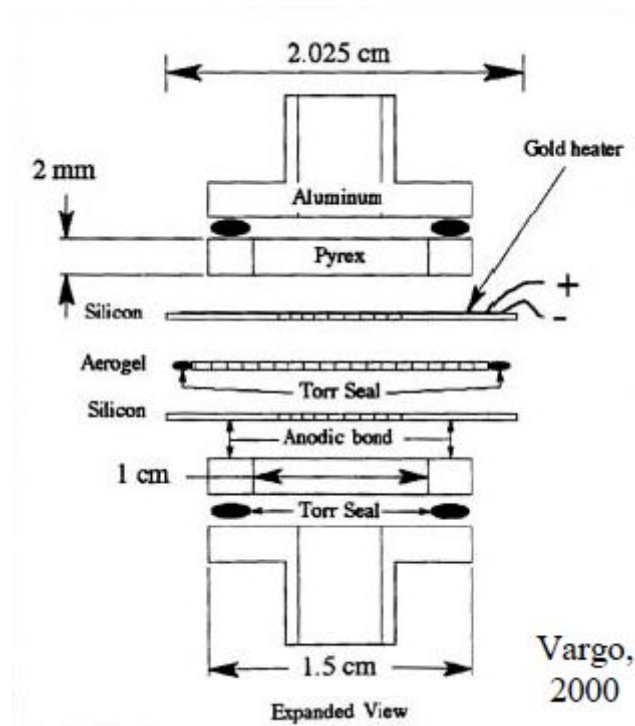


Figura 1.1.1 Diseño del prototipo estudiado por Vargo y Muntz (Young, Muntz y Shiflett, 2002).

En el año 2008 Naveen K. Gupta y Yogesh B. Gianchandani, de la universidad de Michigan, estudiaron el efecto de la transpiración térmica en zeolitas, minerales aluminosilicatos microporosos que destacan por la densa red de poros que actúan como nanocanales. Concretamente, emplearon la clinoptilolita, un mineral de este grupo muy abundante y fácilmente mecanizable, en el cual observaron que el caudal inducido era mayor al conseguido en prototipos fabricados mediante técnicas litográficas. Como resultado, consiguieron una presión máxima de 50 kPa trabajando en condiciones atmosféricas.



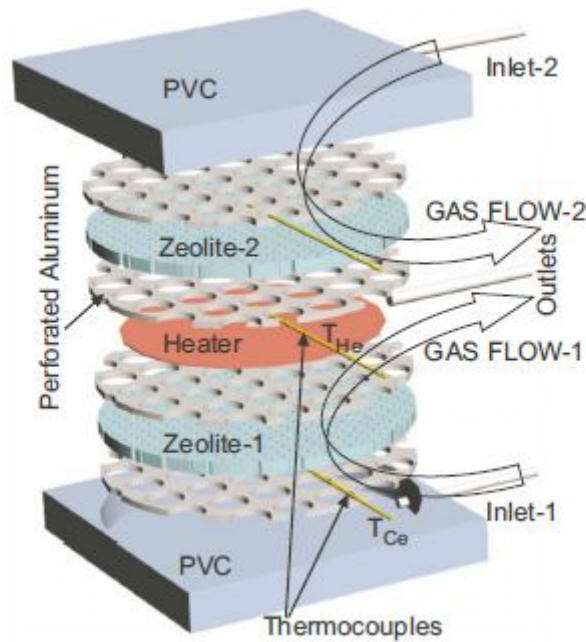


Figura 1.1.2. Vista en explosión de los componentes del prototipo basado en zeolita (Gupta y Gianchandani, 2005)

Más tarde, en 2010, Kunal Pharas y Shamus McNamara introdujeron por primera vez un material termoeléctrico en el diseño de su prototipo como respuesta al problema del aislamiento térmico necesario para que la transpiración térmica tenga lugar (ver Apartado 3). Este inconveniente provocaba un diseño asimétrico en los prototipos, lo que obligaba a utilizar la microbomba de forma unidireccional. Gracias a un módulo termoeléctrico que calienta un lado y enfría el otro, se puede implementar la simetría en el canal y, en consecuencia, permitir el uso bidireccional del prototipo en cuestión.

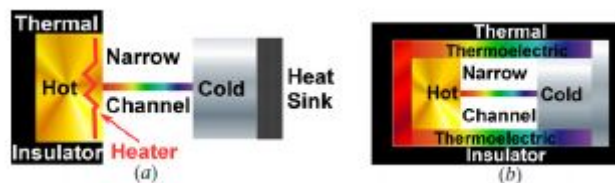


Figura 1.1.3. Figura a) Bomba de Knudsen convencional con un calentador resistivo y diseño asimétrico. Figura b) Bomba de Knudsen con módulo termoeléctrico incorporado y diseño simétrico. (Pharas y McNamara 2010).

Por último, en 2014 Naveen K. Gupta y Yogesh B. Gianchandani publicaron un prototipo de 162 etapas con una arquitectura de dos partes que permite trabajar tanto a alta como a baja presión implementado en un chip. En los resultados adquiridos, obtuvieron un ratio de compresión de 844, 17 veces más grande que el prototipo existente hasta el momento, fabricado también por ellos en 2012 y que

contaba únicamente con 48 etapas. Este artículo sirve como guía al proyecto presentado para fabricar su propio prototipo.

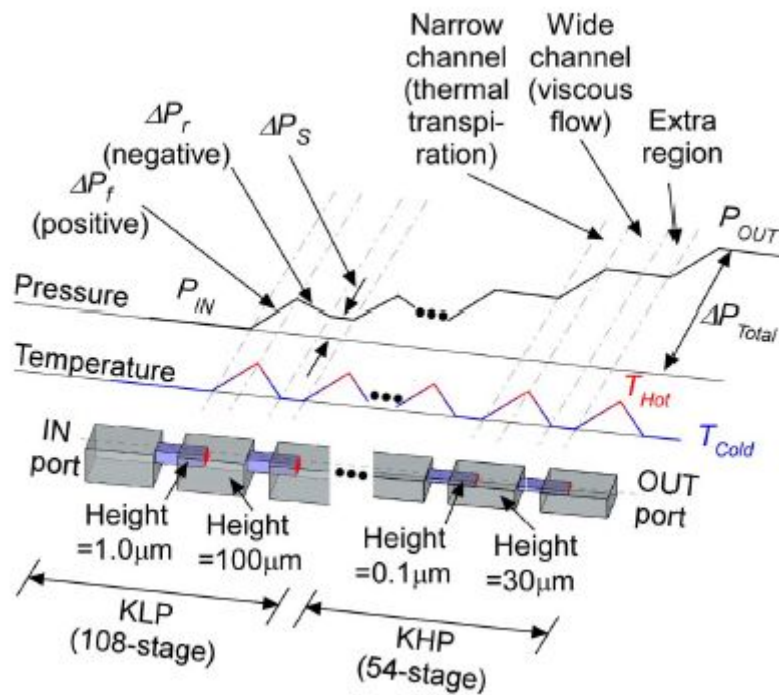


Figura 1.1.4. Esquema de funcionamiento (Gupta y Gianchandani 2014).

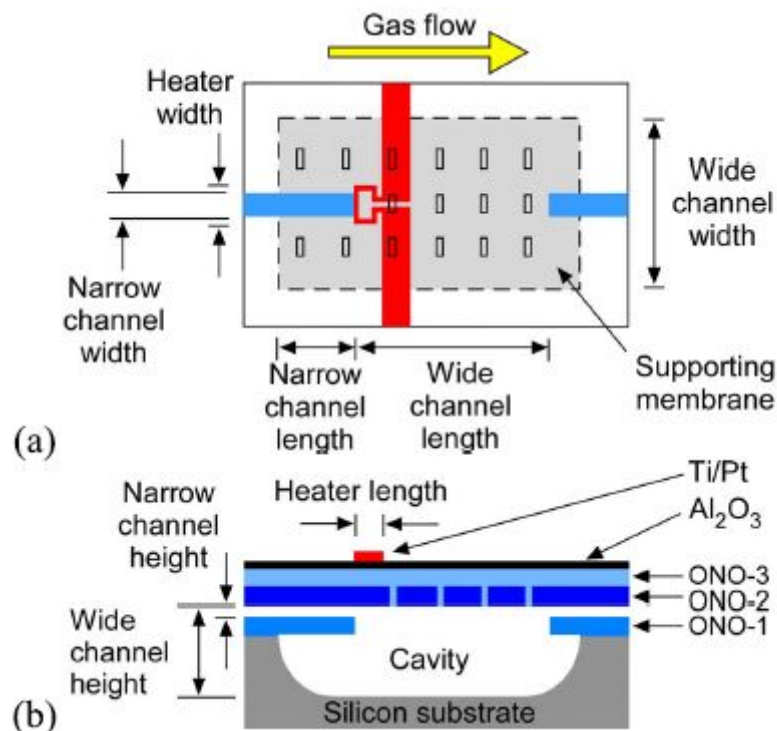


Figura 1.1.5. Figura a) Representación de una única etapa. Figura b) Vista seccionada respecto del eje longitudinal (Gupta y Gianchandani 2014).

## 1.2. Justificación

En la actualidad se ha observado un creciente interés en el campo de los microsistemas que dan lugar a múltiples aplicaciones. A lo largo de las publicaciones se han descrito bombas, válvulas, sensores, actuadores, calentadores, filtros e interruptores que trabajan a escalas micro o incluso nanométricas.

Por ejemplo, en medicina hay dispositivos que pueden reproducir las funciones de un órgano y existen microbombas que facilitan la vida diaria de los diabéticos inyectando la dosis de insulina necesaria en cada momento.

En la aeronáutica, se utilizan microactuadores para el control de las capas límite así como microsensores de presión y micro calentadores. A su vez, se pueden construir espectrógrafos de masa y sensores químicos para determinar la cantidad y el tipo de moléculas presentes en una muestra al medir su masa.

No obstante, hay ciertos factores que reducen la eficiencia de estos microsistemas. En primer lugar, la mayoría de ellos son de índole mecánica, con lo que al reducir sus dimensiones hasta una escala micrométrica, las pérdidas por fricción aumentan ya que la relación entre el área de contacto y el volumen es mayor. Además, dicha fricción provoca fallos mecánicos en el conjunto, lo que obliga a realizar un reemplazo de las piezas y encarece el mantenimiento. También se empeora su rendimiento debido a ruidos o contaminación del líquido o gas utilizado por lubricación de los componentes mecánicos.

Por otro lado, las microbombas se diseñan en su mayoría para bombear líquidos, no gases. Asimismo, las que utilizan gases bombean a una presión igual o superior a la atmosférica. Junto con las técnicas de fabricación que se implementan y la dificultad de reducir sus dimensiones, se hace inviable su uso en muchas aplicaciones de circuitos integrados.

Por tanto, un estudio riguroso que ayude a construir una bomba de Knudsen eliminaría estos inconvenientes, puesto que, al carecer de partes móviles, no presenta los problemas mecánicos que se observan en el resto y se elimina el uso de lubricantes. A su vez, se puede utilizar para bombear en un intervalo de presión más amplio en función del número de etapas que se introduzcan y del gradiente de temperatura aplicado. Por último, la geometría utilizada es más simple y, por tanto, más fácil de reducir a dimensiones micrométricas.

### **1.3. Objetivo**

El objetivo que se ha propuesto el equipo de Microfluidics a largo plazo es presentar un prototipo de micro bomba que funcione gracias a la transpiración térmica y que no se vea afectada por las limitaciones de prototipos anteriores. Cabe destacar que no existe ningún prototipo de este tipo en Europa, así que sería un gran paso para el equipo en su conjunto cumplir la meta propuesta.

Sin embargo, primero hay que pasar por una serie de fases previas para verificar que los modelos numéricos en los que se van a sustentar los componentes del prototipo son válidos en comparación con resultados experimentales. Por tanto, con la realización de este trabajo se pretende dar una base sólida de datos experimentales y contrastarlos con el modelo numérico elegido. Las conclusiones extraídas de este proyecto serán muy útiles para poder avanzar en la concepción del prototipo.

Por otro lado, el equipo también se ocupa de realizar pruebas sobre materiales o componentes que estudian otros laboratorios asociados al proyecto para determinar si cumplen con los requisitos exigidos. En este trabajo, se pretende realizar un estudio sobre un material innovador fabricado con poliestireno al cual se le han inyectado nanopartículas de silicio para validar su uso en la fabricación de los microtubos.

## **1.4. Alcance**

Este documento pretende realizar una exposición de la teoría que hay detrás de este fenómeno, así como del banco de ensayos utilizado y de los resultados obtenidos. Se han realizado tres tipos de ensayos diferentes para los cuales se detalla el montaje experimental utilizado y las conclusiones extraídas de dichos datos.

En primer lugar, se estudia el comportamiento de dos gases nobles, el argón y el helio, cuando son sometidos a un gradiente de temperatura. La variación de presión obtenida en el banco de ensayos se compara con el modelo numérico propuesto para justificar su uso de cara al diseño del prototipo.

En segundo lugar, se analiza un ensayo experimental para observar la evolución de la presión desde que se introduce una diferencia de presión hasta que el sistema llega al equilibrio. Cabe destacar que se utiliza el mismo montaje experimental que en la parte anterior. Los resultados que se obtengan serán cruciales para verificar el modelo numérico empleado y repercutirán en las gráficas realizadas.

Por último, se estudia la capacidad aislante de un material plástico con nanopartículas de silicio como posible candidato para fabricar futuros componentes del prototipo. Se detalla la información recogida y las conclusiones obtenidas al respecto.

## 1.5. Emplazamiento

El trabajo ha sido realizado en el Instituto Clément Ader (ICA), el cual se encuentra localizado al sur de Toulouse. En esta zona se encuentran centros de investigación tan importantes como el Instituto Superior de Aeronáutica y del Espacio (ISAE-SUPAERO), el Centro Nacional de Estudios Espaciales (CNES), la Escuela Nacional de Aviación Civil (ENAC) o el Laboratorio de Análisis y Arquitectura de Sistemas (LAAS).

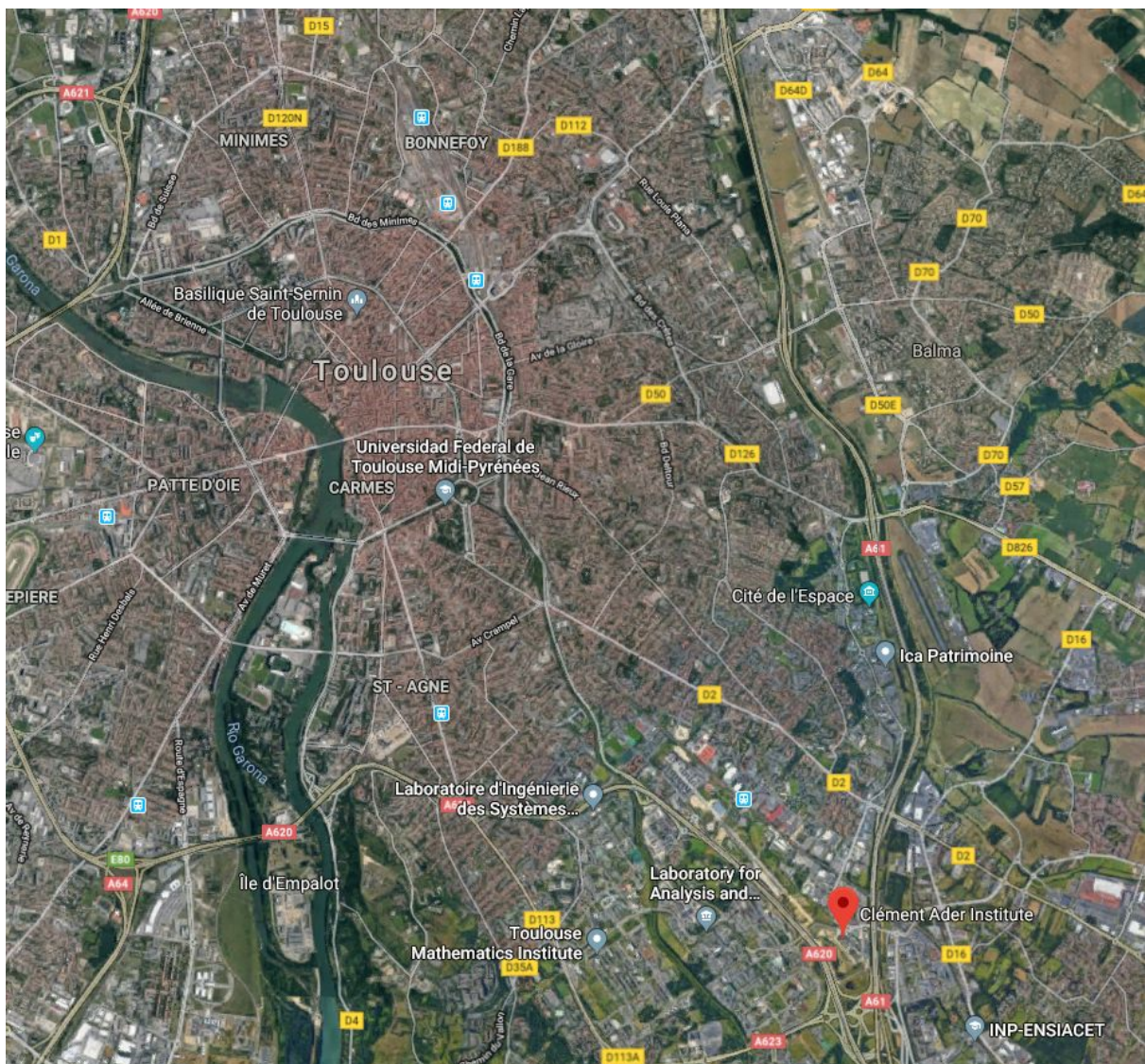


Figura 1.5.1. Localización del Instituto Clément Ader (ICA).

Este centro se dedica a la investigación en colaboración con otras universidades y centros de investigación de su entorno, y tiene varios equipos trabajando en campos tan diversos como los materiales, la modelización de sistemas mecánicos, la metrología o las técnicas de mecanizado y utillaje. Su principal aplicación es la

aeronáutica, de ahí que concentren muchos de sus esfuerzos en el desarrollo y mejora de los materiales compuestos.

En particular, este trabajo se basa en el desarrollo experimental realizado por el equipo Microfluidics, el cual tiene una amplia experiencia en la modelización, simulación y análisis experimental de flujos de gas y líquidos, desde un punto de vista tanto teórico como aplicado.



*Figura 1.5.2. Vista desde fuera del Instituto Clément Ader.*

## 2. Teoría molecular

Para empezar, hay que desarrollar primero la teoría en la que se basa el experimento. En este apartado, se explicarán los conceptos básicos de la dinámica de un gas rarificado, así como la teoría cinética molecular y la hipótesis del medio continuo. A su vez, se introducirá el número de Knudsen y por último se explicarán las condiciones límite en la pared que se tienen en cuenta.

### 2.1. Teoría cinética molecular

Cuando se trabaja a escala macroscópica, las fuerzas volumétricas predominan sobre las superficiales, ya que las primeras dependen de la longitud característica al cubo y las segundas al cuadrado. Sin embargo, cuando dicha longitud disminuye a escala micrométrica, la relevancia por orden de magnitud desaparece, con lo que las fuerzas superficiales ya no pueden despreciarse y deben estar presentes en el modelo analítico y experimental. En relación al flujo interno en un canal, caso de estudio de este trabajo, son los efectos de las fuerzas viscosas y tensiones superficiales los que se deben tener en cuenta a la hora de describir el flujo del fluido.

Para poder modelizar bien el flujo de un gas simple, es decir, un gas compuesto por un único componente químico, a escala microscópica, es necesario definir varias longitudes características de antemano (Colin 2013): el diámetro molecular medio  $d$ , el espacio intermolecular  $\delta$  y el camino libre medio  $\lambda$ , tal y como se observa en la figura siguiente.

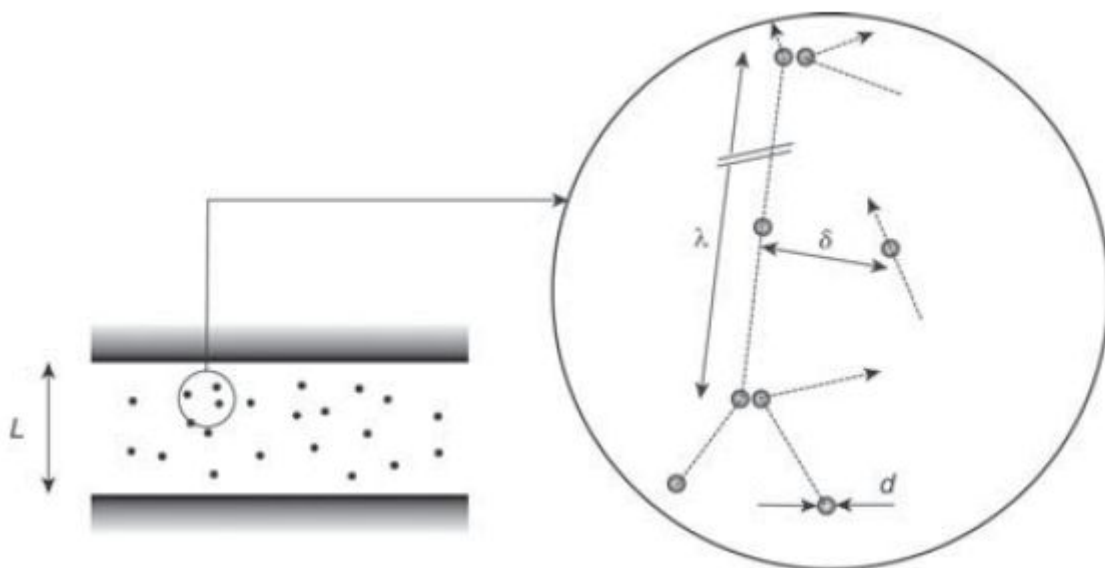


Figura 2.1.1. Longitudes características principales a nivel molecular (Colin 2013).



La teoría cinemática de los gases (Colin 2013) se basa en la hipótesis de que la mayoría de las interacciones moleculares se deben a colisiones binarias, es decir, a choques entre dos partículas. En tal caso, se puede afirmar que la muestra de gas estudiada está *diluida* o, como se expresa de aquí en adelante, *rarificada*, y que respeta la siguiente condición:

$$\frac{d}{\lambda} \ll 1$$

Gracias a esta aproximación, se puede expresar el camino libre medio de las partículas como un cociente entre la velocidad térmica media  $\bar{c}'$  y el ratio de colisión  $\nu$ :

$$\lambda = \frac{\bar{c}'}{\nu} = \frac{\sqrt{8RT/\pi}}{\nu}$$

La velocidad térmica media (Colin 2013) se calcula como la diferencia entre la velocidad total  $c$  y la velocidad macroscópica local  $u$ , la cual depende de la temperatura  $T$  y de la constante de los gases ideales  $R$ . Sin embargo, el valor del ratio de colisión no es tan directo, puesto que depende del modelo elegido para describir las colisiones elásticas binarias entre dos moléculas. Dicho modelo requiere que se defina una fuerza  $F$  entre las dos moléculas consideradas. Se trata de una fuerza repulsiva a cortas distancias y débilmente atractiva a largas distancias, y existen varios modelos que se proponen para describir dicha fuerza. El modelo clásico se conoce como el modelo de la ley de fuerza inversa (IPL) (Bird 1998), el cual tiene en cuenta únicamente la fuerza repulsiva y asume que es inversamente proporcional a la distancia  $r$ :

$$F < \frac{1}{r^n}$$

Si se asume que el gas es ideal y se aplica la teoría de Chapman-Enskog (Bobylev 1982), se obtienen las siguientes dos expresiones que caracterizan el camino libre medio y la viscosidad dinámica:

$$\lambda = \frac{k_\lambda \mu \sqrt{RT}}{p}, \quad \mu = \mu_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^\omega$$

Del mismo modo, existen otros modelos de los cuales se obtienen diferentes valores de los parámetros  $\eta$ ,  $\omega$  y  $k$ , tal y como se observa en la siguiente tabla:

IPL model	$\eta$	$\omega$	$k_\lambda$
Hard Sphere (HS)	$\infty$	$\frac{1}{2}$	$\frac{16}{5\sqrt{2\pi}}$
Variable Hard Sphere (VHS)	$\eta$	$\omega = \frac{\eta + 3}{2(\eta - 1)}$	$\frac{2(7 - 2\omega)(5 - 2\omega)}{15\sqrt{2\pi}}$
Maxwell molecules (MM)	5	1	$\sqrt{\frac{2}{\pi}}$
Variable Soft Sphere (VSS)	$\eta$	$\omega = \frac{\eta + 3}{2(\eta - 1)}$	$\frac{4\alpha(7 - 2\omega)(5 - 2\omega)}{5(\alpha + 1)(\alpha + 2)\sqrt{2\pi}}$

Figura 2.1.2. Valor de los parámetros característicos de los modelos IPL (Colin 2013).

Sin embargo, el artículo publicado por Hassan y Hash en 1993 muestra que las diferencias entre estos modelos se pueden reducir para mostrar los efectos de atracción y repulsión entre las moléculas añadiendo un poco más de complejidad computacional. El resultado es el Generalised Hard-Sphere Model (GHS), el cual es empleado para generar modelos numéricos como el método de Monte Carlo o DSMC (Alexander y García 1997) que reproducen con gran exactitud los análisis experimentales basados en la ecuación de Boltzmann linealizada (Cercignani 1994) con la aplicación de modelos de colisión como el de Boltzmann-Gross-Krook o modelo BGK (Bhatnagar 1954).

## 2.2. Ecuación de Boltzmann y modelo BGK

Esta ecuación fue introducida en 1872 por el físico austriaco Ludwig Boltzmann para describir el transporte de las partículas desde la mecánica estadística en el caso de fenómenos no equilibrados (Cercignani 1988). Forma la base de la teoría cinética de los gases y ha demostrado ser útil para el estudio de gases e incluso de partículas más pequeñas como electrones a través de plasmas o neutrones en reactores nucleares .

Como es sabido (Cercignani 1988), el volumen de un gas a nivel macroscópico contiene un número muy elevado de moléculas, del orden de  $10^{20}$ , las cuales tienen un comportamiento aleatorio. Este hecho hace imposible estudiar la evolución del sistema en el tiempo para cada una de las moléculas incluidas en el volumen, con lo que es necesario enfocar el problema desde el punto de vista de la estadística, es decir, a partir de distribuciones de probabilidad. Es en este aspecto en el que se basa la mecánica estadística, donde se realiza un promedio de las propiedades importantes como la presión, temperatura o el flujo de calor para determinar la distribución de velocidades de un gas a una temperatura dada.

La ecuación de Boltzmann (Cercignani 1988) puede escribirse de forma general tal y como aparece a continuación,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} = \frac{1}{m} \int (f'f_*' - ff_*)B(\theta, V) d\theta d\varepsilon d\xi_*$$

donde se define  $f$  como la función de distribución,  $\xi$  la velocidad del fluido,  $t$  el tiempo transcurrido,  $\mathbf{x}$  la distancia recorrida,  $m$  la masa del gas,  $V$  la velocidad relativa del fluido,  $\theta$  el ángulo entre  $V$  y la normal,  $\varepsilon$  la coordenada polar en el plano ortogonal junto con el radio  $r$  y  $B(\theta, V) = V r \partial r / \partial \theta$ . Dentro de ella, se define  $\xi \partial f / \partial \mathbf{x}$  como el término del flujo y la parte de la derecha de la igualdad como el término de colisión. En conclusión, únicamente el flujo y las colisiones de las partículas afectan a la función de distribución.

En 1992 los investigadores R. Benzi, S. Succi y M. Vergassola propusieron una definición de las colisiones en forma de matriz, denominada “ecuación de Boltzmann reticulada”. La ecuación de Boltzmann también suele aplicarse de forma linealizada mediante una expansión de series de Taylor para facilitar su uso. Esta ecuación es ampliamente aplicada al estudio de la transpiración térmica y constituye el pilar fundamental para explicar el comportamiento de las partículas dentro de la teoría molecular (Ohwada, Sone y Aoki 1989; Chen, Liu y Sone 2007; Sharipov y Bertoldo 2009).

No obstante (Cercignani 1988), la integral del término respectivo a las colisiones es muy difícil de resolver. Como alternativa, existen expresiones más simple que se han propuesto para sustituir dicho término, denominadas “modelos de colisión”. Se basan en la idea de que la mayor parte de la información recogida entre la interacción de dos partículas no afecta en gran medida a los valores experimentales de las propiedades medidas. Por tanto, se puede reemplazar el término de colisión  $Q(f,f)$  por un operador más simple  $J(f)$  que dé como resultado una estimación de las propiedades analizadas.

El modelo más conocido es el de Bhatnagar, Gross y Krook o modelo BGK, propuesto en 1954. La sustitución propuesta por este grupo de físicos se resume en la expresión siguiente (Cercignani 1988):

$$J(f) = \nu[\Phi(\xi) - f(\xi)]$$

En ella, el término  $\Phi(\xi)$  corresponde a una descripción del comportamiento del gas siguiendo una distribución Maxwelliana, que matemáticamente se define como la

distribución de una variable aleatoria escalar que es a su vez combinación de otras tres variables del mismo tipo que siguen una distribución normal. En este caso la distribución  $\Phi(\xi)$  es combinación de los parámetros escalares de densidad, velocidad y temperatura ( $\rho, v, T$ ). La ventaja de aplicar este modelo (Cercignani 1988) es que para un problema dado se pueden deducir ecuaciones en forma de integral no lineales para estas variables macroscópicas que reducen en gran medida el proceso iterativo, permitiendo que estos problemas puedan ser tratados por potentes ordenadores. Las soluciones del modelo BGK fueron demostradas por B. Perthame en 1989 y existen numerosas aplicaciones que van desde la simulación de microflujos (Niu, Shu y Chew 2004) hasta el estudio de las condiciones límite de presión y temperatura (Zou, He 1997).

No obstante, este modelo utiliza un valor de 1 para el número de Prandtl basado en la definición  $Pr = \mu/C_p\kappa$ , siendo  $\mu$  la viscosidad dinámica,  $C_p$  el calor específico y  $\kappa$  la conductividad térmica del gas, mientras que en artículos anteriores se demostró que el valor correcto es  $2/3$ . Esto implica que se puede ajustar el modelo para que se obtenga un resultado preciso o bien de  $\mu$  o bien de  $\kappa$  pero no de las dos propiedades a la vez. Para solucionar este problema, en 1968 se propuso un modelo de colisión distinto de mano de Shakhov (adaptado de Rojas-Cárdenas 2012) denominado modelo S.

$$J(f, f^{mod}) = \nu[f^S - f(t, \mathbf{r}, \mathbf{c})]$$

La diferencia principal radica en un cambio en la definición de la función de distribución, de forma que se pueden obtener los valores de  $\mu$  y  $\kappa$  a la vez y así determinar de forma muy precisa el flujo de calor. Este modelo ha sido utilizado por Félix Sharipov en 1996 y ampliado en 2009 junto con Irina Graur (ver apartado 3.3.) para calcular los caudales adimensionales debidos a la transpiración térmica y al de Poiseuille que lo contrarresta, los cuales se explicarán más adelante. Estos resultados son los que servirán como referencia para verificar los ensayos experimentales realizados durante las prácticas.

### 2.3. Hipótesis del medio continuo

En la dinámica de fluidos clásica (Colin 2013), las cantidades macroscópicas como la densidad, la velocidad local, la presión o la temperatura se asume que no varían y albergan el mismo valor independientemente del espacio y el tiempo. Para respetar esta suposición, ya que facilita enormemente los cálculos, el volumen experimental debe ser lo suficiente grande como para despreciar las fluctuaciones microscópicas y, a su vez, lo suficientemente pequeño para que se puedan apreciar las variaciones de velocidad y temperatura. Del estudio realizado por los investigadores Karniadakis

y Beskok en 2002, se concluye que una muestra de 10000 moléculas da lugar a un 1% de fluctuaciones. Por tanto, se requiere de una muestra volumétrica cuya longitud característica  $l_{sv}$  verifique que  $l_{sv}/\delta \geq 10^{4/3}$ . Como la longitud característica  $L$  debe ser mayor que la de la muestra, se obtiene la siguiente condición:

$$\frac{L}{\delta} \gg 10^{4/3}$$

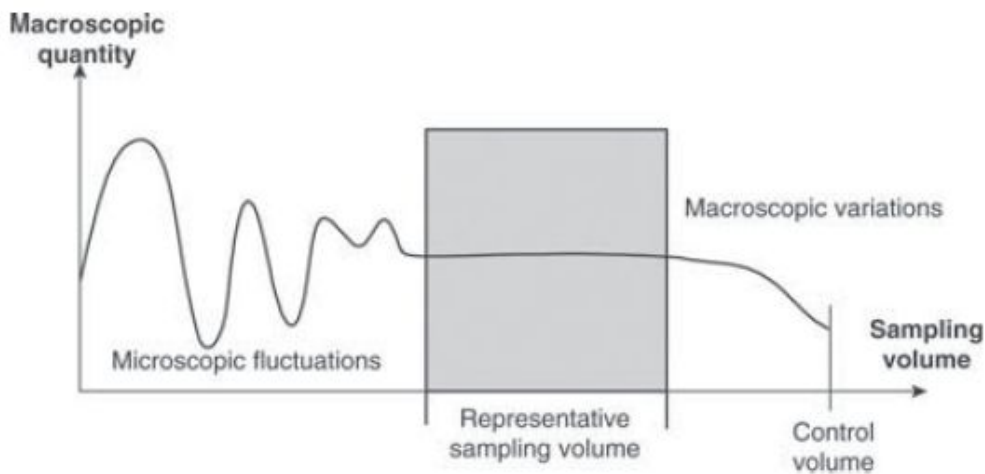


Figura 2.3.1. Justificación del empleo de un volumen de muestreo (Colin 2013).

Por otro lado, para que esta condición se verifique, el volumen de la muestra se debe encontrar en *equilibrio termodinámico* (Colin 2013). Para conseguirlo, la frecuencia de las colisiones intermoleculares dentro de la muestra debe ser suficientemente alta. En otras palabras, el camino libre medio debe ser pequeño en comparación a la longitud característica  $l_{sv}$  de la muestra, que a su vez debe ser más pequeña que la longitud característica  $L$  del volumen utilizado. Por tanto, para respetar el equilibrio termodinámico basta con cumplir la siguiente condición:

$$\frac{\lambda}{L} \ll 1$$

Este cociente se conoce como el *número de Knudsen* (Kn). Dependiendo de su valor se puede saber el estado en el que se encuentra el gas de la muestra a estudiar. Para números muy pequeños el flujo se considera continuo y se encuentra en equilibrio termodinámico. Por otro lado, para números grandes el flujo se considera libre y los choques intermoleculares entre las partículas se desprecian en comparación a las colisiones de las moléculas con las paredes. En general, la gran mayoría de artículos referentes a ensayos experimentales y numéricos sobre la transpiración térmica (Ohwada y Sone 1989, Sharipov y Bertoldo 2009) emplean un rango amplio del número de Knudsen para conseguir la mayor variedad de datos posible. No obstante, según indicaron Sharipov y Bertoldo en el American Institute of

Physics en 2009 sobre el estudio de un problema de placas paralelas, es más ventajoso emplear el parámetro de rarificación  $\delta$ . En el artículo que publicaron, definieron dicho parámetro de la siguiente forma,

$$\delta = \frac{Pa}{\mu' v_m}$$

siendo  $P$  la presión local, a la longitud de la placa utilizada,  $\mu'$  la viscosidad del gas y  $v_m$  la velocidad molecular. Dado que el ratio  $\mu'/P$  es proporcional camino libre medio  $\lambda$  (ver punto 2.1.), el parámetro de rarificación es por tanto inversamente proporcional al número de Knudsen, de forma que si  $\delta = 0$  el gas se encuentra en régimen libre y si  $\delta \rightarrow \infty$  el régimen es continuo. Por tanto, estos investigadores explicaron que, al estar relacionado únicamente con cantidades que se pueden medir, es más apropiado para ser implementado en modelos numéricos (Sharipov y Graur 2009). Es por esta razón que una gran parte de la literatura científica centrada en la transpiración térmica muestra sus resultados en función de  $\delta$  (Rojas Cárdenas y Graur 2013, Rojas Cárdenas y Silva 2017).

En general, el régimen del flujo de un gas se debe a efectos de la viscosidad y la compresibilidad, los cuales son cuantificados por el número de Reynolds ( $Re$ ) y el número de Mach ( $Ma$ ) respectivamente. No obstante, en un flujo que atraviesa un microcanal, son los efectos de rarificación los que influyen en mayor medida sobre el flujo. Existen modelos válidos para describir el flujo para ciertos intervalos del número de Knudsen, como pueden ser las ecuaciones de Navier-Stokes (Dongari y Agrawal 2012). Sin embargo, si se quiere abarcar todo el rango de  $Kn$ , la ecuación de Boltzmann es la más indicada.

En la siguiente imagen se puede observar la relación entre las tres condiciones descritas:

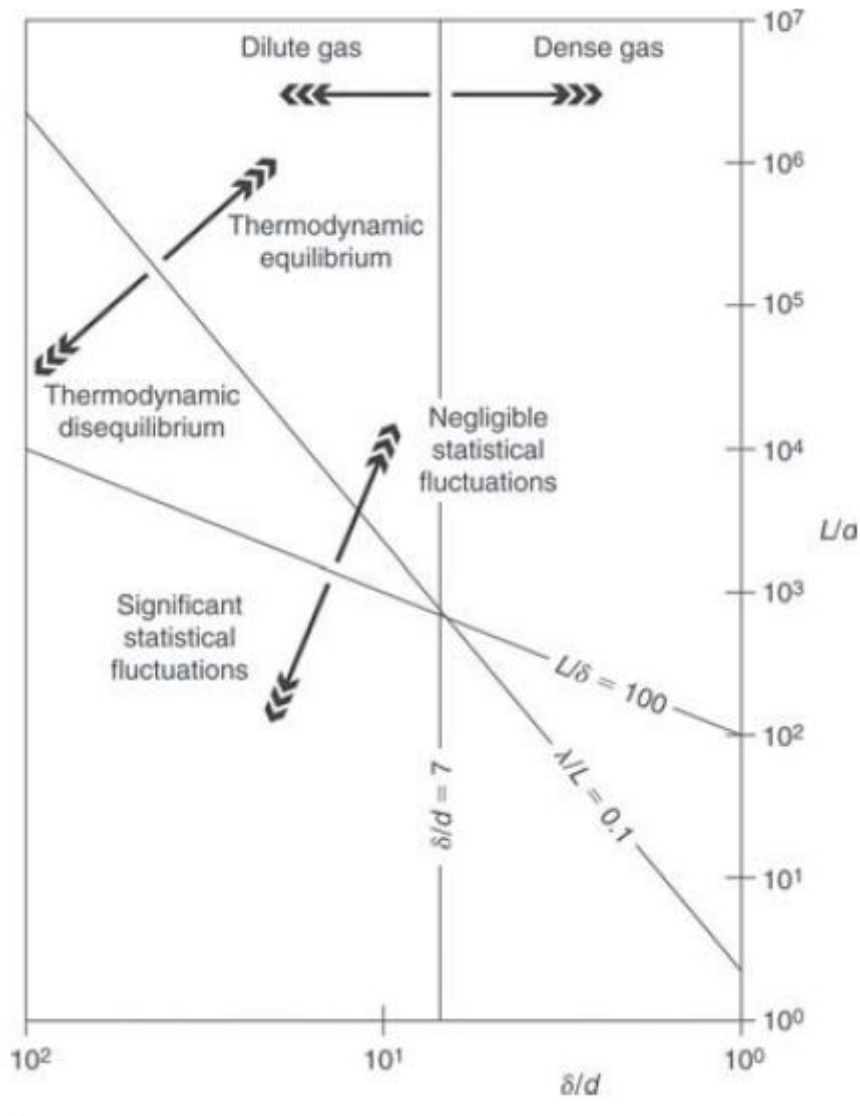


Figura 2.3.2. Límites de las aproximaciones realizadas para la modelización de los microflujos (Bird 1998).

## 2.4. Capa de Knudsen

A lo largo de este apartado se ha observado que, a medida que se reduce la longitud característica  $L$ , se empiezan a apreciar desviaciones con respecto al modelo clásico. En general, las primeras anomalías se producen en las paredes debido a que la interacción con las partículas es menor ahí que en el centro del volumen escogido. La modificación del equilibrio del conjunto a causa de una pared da lugar a un problema estándar de teoría cinética, conocido como el problema de Kramers (Cercignani 1988). De él se puede demostrar que existe una capa cerca de la pared, definida como *capa de Knudsen*, cuyo estado difiere del resto del conjunto. Esta capa existe para cualquier  $Kn$  y tiene un espesor del orden del camino libre medio de las moléculas. Tiene efectos importantes sobre los gases rarificados y los flujos a gran velocidad, casos donde el límite hidrodinámico y la capa de Knudsen

son del mismo orden de magnitud (Cornubert 1991). Como no se puede describir al completo de forma analítica, estos efectos se aproximan mediante condiciones de deslizamiento, como suponer que la velocidad en la pared es diferente de cero, o mediante saltos de temperatura en la pared por los efectos térmicos.

Existen artículos que han estudiado la capa de Knudsen de forma numérica basándose en la ecuación de Boltzmann (Sone, Ohwada y Akio 1989). Sin embargo, no existían modelos con condiciones límite más generales, aunque algunos se descubrían por procesos heurísticos. Las soluciones obtenidas daban resultados satisfactorios para obstáculos fijos, pero no para obstáculos en movimiento, ya que surgían efectos inesperados. Sumado al hecho de la necesidad de modelizar flujos a través de poros más pequeños, se requiere una mejora de la teoría que fundamenta estos modelos en cuanto a una mejor localización de las paredes y compresión de sus efectos en el flujo de gas.

Es en este aspecto donde R. Cornubert, D. d'Humières y D. Levermore en 1991 publican una teoría de la capa de Knudsen para gases reticulares con condiciones límite arbitrarias. En ella, se resuelve el problema de Kramers para una aproximación de la ecuación de Boltzmann linealizada y se presentan las soluciones de seis modelos diferentes para dos configuraciones de pared distintas, dependiendo de si están alineadas de forma paralela o perpendicular con respecto al retículo. En el caso del paralelismo, el equilibrio del conjunto no se ve afectado por la pared. No obstante, en el caso de la perpendicularidad de la pared con respecto al retículo, la capa de Knudsen es anisotrópica, hecho que debe evitarse ya que se requieren propiedades isotrópicas en los límites. A pesar de ello, se demuestra a raíz de los experimentos realizados que las condiciones estándar de reflexión especular y reflexión difusa (condiciones que se explicarán más adelante) consiguen atenuar este inconveniente y mantienen el equilibrio en el conjunto.

## **2.5. Condiciones límite**

En relación a las condiciones límite (Colin 2013), éstas han sido objeto de estudio por muchos científicos tales como Bernoulli, Euler, Navier-Stokes, Poisson, Poiseuille, Maxwell o Prandtl, entre otros muchos. El comportamiento de las moléculas cerca de las paredes y las condiciones límites que mejor tratan este fenómeno fueron extensamente estudiadas por ellos. Sin embargo, no fue hasta 1875 cuando los científicos Kundt y Warburg remarcaron a partir de sus experimentos que, para un flujo de un gas rarificado, la velocidad en la pared era distinta de cero. Así pues, se puede expresar la velocidad de deslizamiento cerca de la pared de la siguiente forma:



$$u_{\text{slip}} = u_s - u_{\text{wall}} = \xi \left. \frac{\partial u_s}{\partial n} \right|_w$$

En ella, se define  $\xi$  como el *coeficiente de deslizamiento*, “n” como la dirección normal a la pared y “w” denota la pared en sí. El coeficiente se puede obtener a partir de la teoría cinética de los gases teniendo en cuenta ciertas suposiciones. De dicha ecuación se obtiene un perfil de la velocidad muy preciso en la capa de Knudsen, tal y como se observa en la figura siguiente:

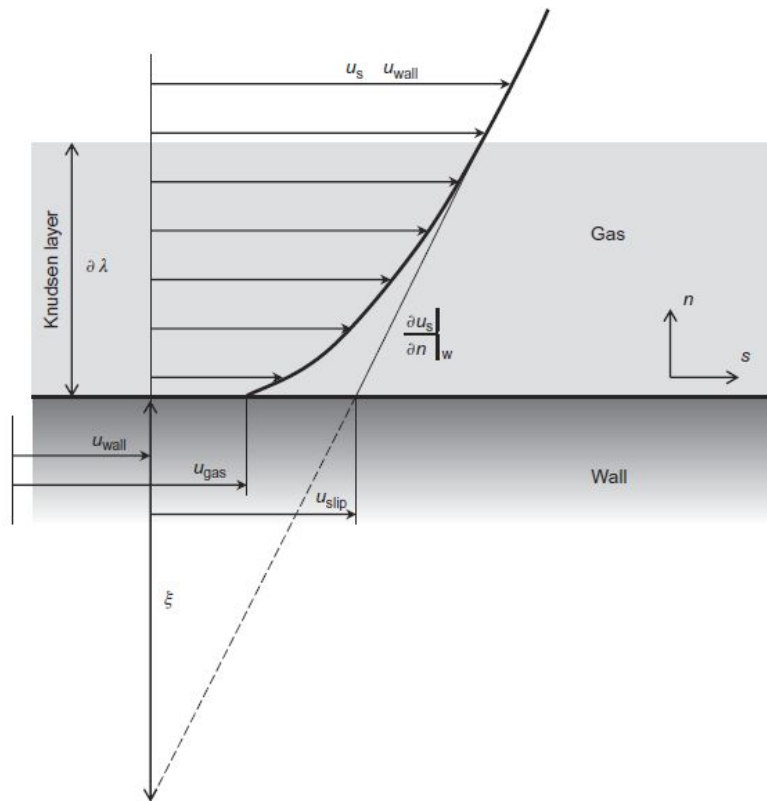


Figura 2.5.1. Esquema de la capa de Knudsen (Colin 2013).

Las condiciones límite impuestas por la velocidad de deslizamiento han sido posteriormente estudiadas para flujos incompresibles (Beskok y Karniadakis 1992, 1993, 1994) y también compresibles (Beskok 1996), quienes utilizaron una expresión más compleja que depende en gran medida de una constante de acomodación  $\sigma_v$ . Por otro lado, Bird utilizó el método DSMC (Alexander y García 1997) para simular un flujo de Couette entre dos placas paralelas suponiendo un modelo molecular VHS (ver Figura 2.1.2). En su artículo acabó concluyendo que la velocidad de deslizamiento era cercana a  $\lambda \partial U / \partial n$ , siendo  $\lambda$  el camino libre medio,  $U$  la velocidad del gas y  $n$  el número de densidad de las moléculas. Este análisis consigue simplificar la expresión de la velocidad de deslizamiento al ser comparable con  $\lambda$ . Sin embargo, Bird empleó sólo argón para el desarrollo de su experimento, el

cual es ya de por sí un caso especial. Por tanto, sería necesario realizar ensayos experimentales con otros gases para verificar esta relación. Es por ello que en 1999 los investigadores Pan, Liu y Lam se propusieron esta meta empleando el mismo método que Bird pero con una variedad de gases más amplia. En su artículo, expusieron los datos obtenidos de los coeficientes de deslizamiento  $\xi$  para diferentes gases en función del camino libre medio  $\lambda$  y la distancia  $L$  entre las placas. A su vez, investigaron los efectos del salto de temperatura  $T_w$  (se definirá más adelante) en estos coeficientes. Una vez comparados los resultados llegaron a la conclusión de que la variación de  $L$  y  $T_w$  no tenía un impacto significativo en el coeficiente de deslizamiento del gas tratado. Por tanto, se dedujo que  $\xi = 1.225\lambda$ , un hallazgo muy importante que permite simular flujos de deslizamiento utilizando las ecuaciones de Navier-Stokes.

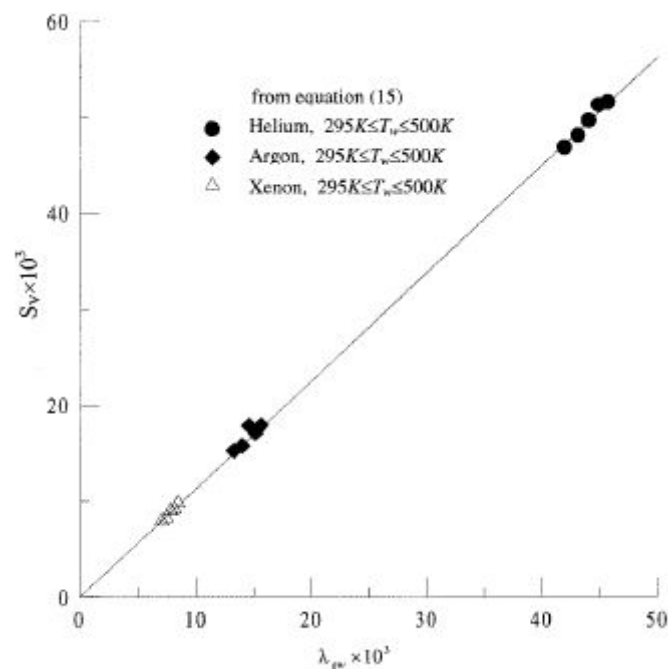


Figura 2.5.2. Relación entre el coeficiente de deslizamiento  $S_v$  ( $\xi$ ) y el camino libre medio  $\lambda$  para tres gases nobles y un rango de temperatura amplio (Pan, Liu, Lam, 1999).

Por otro lado (Colin 2013), en 1879, Maxwell propuso una representación matemática más completa de la velocidad de deslizamiento en la pared para gases rarificados, la cual sigue siendo adoptada en la actualidad. Para empezar, decidió tratar la superficie en un estado intermedio entre ser perfectamente reflectante y perfectamente absorbente. Entonces, asumió que, por cada unidad de área, había una fracción de las partículas denotada por el *coeficiente de acomodación del momento tangencial*  $\sigma$  que era absorbida por la pared y posteriormente remitidas a velocidades correspondientes a la temperatura de la pared. La otra fracción,  $1-\sigma$ , es reflejada de forma perfecta. Por tanto, si  $\sigma=0$ , el momento tangencial de las partículas que inciden sobre la pared es igual al de las partículas que son reflejadas,

por lo que no se transmite un momento a la pared (reflexión especular). Por el contrario, si  $\sigma=1$ , las moléculas transmiten todo su momento a la pared (reflexión difusa).

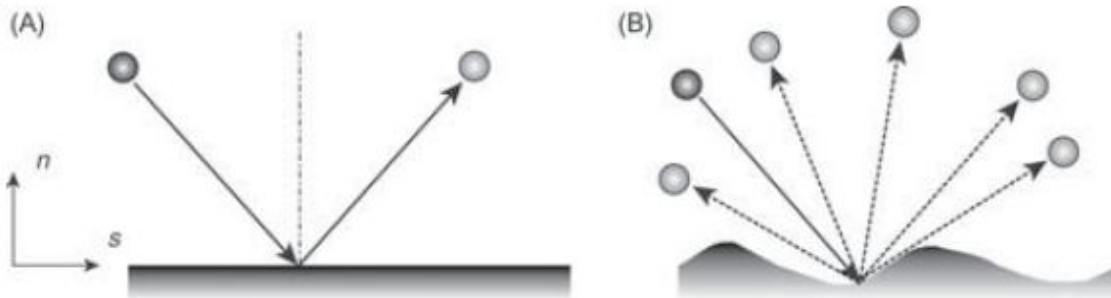


Figura 2.5.3. Modelo teórico de Maxwell. Caso (A): reflexión especular. Caso (B): reflexión difusa (Colin 2013).

La condición límite de Maxwell se utiliza de la siguiente forma, referenciada a la Figura 2.5.1.:

$$u_{\text{slip}} = u_s - u_{\text{wall}} = \frac{2 - \sigma}{\sigma} \lambda \left. \frac{\partial u_s}{\partial n} \right|_w + \frac{3}{4} \frac{\mu}{\rho T} \left. \frac{\partial T}{\partial s} \right|_w$$

La parte más importante de la ecuación es el segundo término de la derecha, el cual representa la componente de la velocidad de deslizamiento generada por un gradiente de temperatura en la pared. En otras palabras, se puede deducir que, simplemente calentando la pared sin aplicar ninguna diferencia de presión, se puede crear un caudal en el tubo que se mueva de la zona fría a la caliente. Este fenómeno es conocido como *transpiración térmica*, el cual será explicado más detalladamente en el siguiente punto.

Sin embargo, datos experimentales recabados en estudios posteriores pusieron en duda la precisión de la expresión dada por Maxwell. En los artículos publicados por B. T. Porodnov junto con otros investigadores en 1974 y 1978 se obtienen distintos valores de  $\sigma$  si se calcula a partir del flujo de Poiseuille (apartado 3.2.) o a partir de la diferencia de presión térmico molecular TPD (apartado 6.1.) para la interacción entre el helio y la pared de vidrio. El problema reside en la definición del coeficiente de acomodación, el cual implica afirmar que todos los coeficientes de acomodación de las diferentes propiedades son iguales. Para dar un enfoque más preciso, el matemático Carlo Cercignani propuso en 1971 junto con M. Lampis dividir el coeficiente  $\sigma$  en dos parámetros: el coeficiente de acomodación de momento tangencial  $\alpha_t$  y el coeficiente de acomodación de energía cinética debido a la

velocidad normal  $\alpha_n$ . No obstante, debido a la complejidad de esta condición límite, aún no se ha aplicado de forma general.

Los límites teóricos de estos coeficientes (Silva 2018) se encuentran entre 0 y 2 para  $\alpha_t$  y entre 0 y 1 para  $\alpha_n$ . En esta nomenclatura la reflexión especular se denota con los valores  $\alpha_t = \alpha_n = 0$  y la reflexión difusa con  $\alpha_t = \alpha_n = 1$ . Además, se puede dar el caso de la dispersión inversa con  $\alpha_t = 2$  y  $\alpha_n = 0$ , en cuyo caso las moléculas se ven reflejadas en sentido opuesto respecto a dirección de incidencia.

Análogamente al deslizamiento que tiene lugar en la pared (Colin 2013), Poisson sugirió que también se podría producir un salto de temperatura en las proximidades de la pared, que se puede describir con la ecuación siguiente:

$$T - T_{\text{wall}} = \zeta \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_w$$

De ella se puede definir la *distancia de salto de temperatura* o  $\zeta$ , el cual es proporcional al camino libre medio  $\lambda$  (Smoluchowski 1898). Por tanto, se asume que una fracción  $\sigma_T$  de las moléculas tiene un contacto prolongado con la pared y ésta ajusta su energía térmica media. De esa forma, las moléculas abandonan la pared como si salieran de un gas a la temperatura de la pared. La otra fracción se refleja con la misma temperatura con la que incidió. Dicho coeficiente se define como el *coeficiente de acomodación de energía*  $\sigma_T$ . De un balance de energía en la pared se desprende la siguiente fórmula (Kennard 1938) con  $\gamma = C_p/C_v$ :

$$T^* - T^*_{\text{wall}} = \frac{2 - \sigma_T}{\sigma_T} \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{Kn}{Pr} \left. \frac{\partial T}{\partial n^*} \right|_w$$

Estas ecuaciones se denominan condiciones límite de primer orden. La velocidad de deslizamiento es proporcional al gradiente de velocidad normal y a su vez al número de Knudsen  $Kn$ , con lo que se obtiene un perfil de velocidades lineal. El mismo criterio se aplica al salto de temperatura con el gradiente de temperatura aplicado. Estas condiciones se asocian normalmente con las ecuaciones de Navier-Stokes, aunque también se pueden utilizar con otros modelos más complicados para obtener resultados muy interesantes.

No obstante, a presiones bajas el perfil de velocidades deja de ser lineal, y se requiere el empleo de condiciones límite de un orden mayor. Para estos casos se suelen incluir las condiciones límite de segundo orden, derivadas en un principio de la solución aproximada de Burnett de la ecuación de Boltzmann (Schamberg 1947).

Sin embargo, los resultados experimentales no cuadraban con este análisis, con lo que en 1964 R. G. Deissler decidió dejar a un lado la ecuación de Boltzmann y considerar el intercambio de momento y energía en un área del elemento a tener en cuenta (como una pared) cuando las moléculas han tenido una última colisión a una distancia igual al camino libre medio. Por tanto, en el caso analítico de un flujo desarrollado entre dos placas planas (Colin 2013), los modelos de segundo orden siguen la forma genérica siguiente:

$$u_s^* - u_{\text{wall}}^* = A_1 Kn \frac{\partial u_s^*}{\partial n^*} + A_2 Kn^2 \frac{\partial^2 u_s^*}{\partial n^{*2}}$$

Más adelante, se han realizado estudios por múltiples autores para cuantificar los coeficientes  $A_1$  y  $A_2$  partiendo de diferentes suposiciones. Como ejemplo, aquí se muestra una tabla para el caso de la reflexión difusa.

Author, Year (reference)	$A_1$	$A_2$
Maxwell (Maxwell, 1879)	1	0
Schamberg, 1947 (Karniadakis and Beskok, 2002)	1	$-5 \pi/12$
Chapman and Cowling (Chapman and Cowling, 1952)	$\kappa_0 (\approx 1)$	$\kappa_0^2/2 (\approx 1/2)$
Deissler (Deissler, 1964)	1	$-9/8$
Cercignani, 1964 (Srekanth, 1969)	1.1466	$-0.9756$
Hsia and Domoto (Hsia and Domoto, 1983)	1	$-1/2$
Mitsuya (Mitsuya, 1993)	1	$-2/9$
Karniadakis and Beskok (Karniadakis and Beskok, 2002)	1	$1/2$
Hadjiconstantinou (Hadjiconstantinou, 2003)	1.11	$-0.61$
Pitakarnnop et al. (Pitakarnnop et al., 2010)	1.1466	$-0.647$
Cercignani and Lorenzani, (Cercignani and Lorenzani, 2010)	1.1209	$-0.2347$
Lorenzani (Lorenzani, 2011)	1.1366	$-0.69261$

Figura 2.5.4. Tabla de los coeficientes propuestos por la literatura para  $\sigma = 1$  (Colin 2013).

## 3. Transpiración térmica

### 3.1. Introducción

La transpiración térmica es un fenómeno que resulta de aplicar un gradiente de temperatura entre dos depósitos unidos por un tubo que induce un caudal por el mismo, el cual fluye desde la zona fría a la caliente. Sin embargo, dicho fenómeno no es apreciable si se trabaja con dimensiones tubulares milimétricas, ya que existen otros fenómenos macroscópicos más relevantes que evitan que se pueda cuantificar o probar su existencia. Así pues, es necesario trabajar con dimensiones sub-milimétricas (del orden de los micrómetros o los nanómetros) para que los gases utilizados estén lo suficientemente rarificados con el objetivo de que el fenómeno tenga lugar.

Reynolds fue el primero en observarlo empíricamente tal y como se observa en su artículo publicado en 1879. En él, se continúa con el trabajo realizado por Graham en 1831, 1846 y 1863, el cual se dedicó a estudiar las propiedades de los gases. Sin embargo, Reynolds indica que existen varios fenómenos en los cuales Graham no profundiza. Las diferencias en los resultados de sus experimentos y en las diversas leyes que utiliza para explicarlos entre placas de distinta rugosidad o entre placas y capilares, en analogía con los resultados obtenidos por Poiseuille en fluidos, motivan la curiosidad de Reynolds por investigar más en este asunto. De entre ellos, destacan unos experimentos que estudian la forma en la que transpiran los gases a través de poros diminutos, con la consiguiente diferencia de presión obtenida partiendo del equilibrio.

Así pues, se decidió por fabricar un instrumento que denominó *thermo diffusimeter*, el cual consta de dos cámaras, formadas por dos placas de estaño separadas por anillos de goma, las cuales se mantienen unidas por un material poroso, en su caso la sepiolita o “espuma de mar”. Al aplicar calor en una cámara, cuantificó la diferencia de presión obtenida para el aire y el hidrógeno y estableció ocho leyes que, contrastadas con experimentos posteriores, explicaban este fenómeno, el cual decidió llamar *transpiración térmica*.

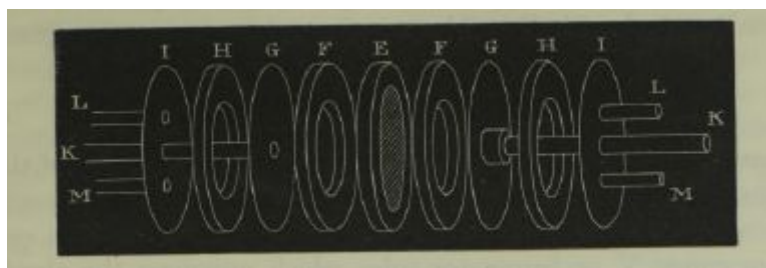


Figura 3.1.1. Esquema del “thermo diffusimeter” utilizado por Reynolds, siendo E la placa porosa y F,G,H,I los componentes que forman las cámaras (Reynolds 1879).

En contraposición, Maxwell también se encontraba en esa época desarrollando una teoría molecular sobre las interacciones entre el gas y las paredes del sistema a estudiar. En su artículo publicado el mismo año por la Royal Society, reconoce a Reynolds como descubridor de este fenómeno pero decide dar un tratamiento distinto a las condiciones iniciales planteadas sobre el gas en la superficie. Utilizando un método puramente estadístico, concluye que la probabilidad de las colisiones entre pared y gas es menor en el caso de la placa porosa que en un microtubo. Por otro lado, Maxwell discrepa en cuanto al nombre que Reynolds propuso para este fenómeno, puesto que los experimentos realizados por Graham y Reynolds emplean un material poroso y no tubos capilares, siendo en consecuencia más correcto nombrar al primer caso “efusión térmica”. La transpiración térmica la relaciona más con el flujo de un gas inducido térmicamente en un microcanal donde, dado el alto número de interacciones entre las partículas y la pared, la viscosidad pasa a ser muy relevante.

En 1909 (Rojas-Cárdenas 2012), Knudsen también realizó experimentos con gases a través de pequeños agujeros, llegando a las mismas conclusiones que Reynolds y Maxwell de forma independiente. En su artículo, demostró de forma experimental las leyes establecidas por Reynolds, cuya explicación no fue dada por este último en su artículo de 1879. Además, Knudsen anunció ciertas hipótesis importantes respecto a la fase de equilibrio en el sistema. Para empezar, las leyes de Reynolds sólo son válidas en esta fase final, donde el caudal que circula por los agujeros diminutos es nulo. Este hecho es debido a un flujo que se mueve en dirección contraria, con la condición de que la presión sea lo suficientemente alta para que las colisiones entre partículas no sean despreciables respecto a las interacciones moleculares con las paredes de los agujeros. Knudsen incluso se atrevió a afirmar que, a presiones muy elevadas, este flujo contrarresta por completo la diferencia de presión creada por el gradiente de temperatura.

Por otro lado, Knudsen propuso una fórmula semiempírica para deducir la diferencia de presión resultante para cualquier valor del parámetro de rarefacción  $\delta$  en el caso del hidrógeno (adaptado de Rojas-Cárdenas 2012), cuyos resultados coinciden con las leyes de Reynolds.

$$\frac{dp}{dT} = \frac{p}{2T} \left[ 1 + 2.46 \frac{D}{2\lambda} \left( \frac{1 + 3.15 \frac{D}{2\lambda}}{1 + 24.6 \frac{D}{2\lambda}} \right) \right]^{-2}$$

Esta fórmula se desarrolló en el trabajo llevado a cabo por Weber y Schimdt en 1936, dando lugar a una segunda fórmula semiempírica que sentaría las bases de la definición del ratio de presión térmico molecular o TPR (ver apartado 6.1.). No obstante, la complejidad de dicha fórmula impidió su uso en aplicaciones

experimentales. Además, la expresión pierde precisión a la hora de simplificar la ecuación inicial propuesta por Maxwell (Liang 1953). En definitiva, a pesar de ser válida para el helio, no es correcta para el estudio del resto de gases (Van Itterbeek y De Grande 1947). Aún así, más tarde se consiguió extender su uso al argón y nitrógeno al considerar que las constantes de la ecuación dependen únicamente de la temperatura del gas (Los y Ferguson 1952). Es destacable su decisión de decantarse por describir en la fórmula el TPD y no el TPR, lo que les permitió mostrar la existencia de un máximo al expresar la diferencia de presión obtenida en función del parámetro de rarificación, tal y como enunciaba la tercera ley de Reynolds. Por otro lado, realizaron una primera estimación de la influencia provocada por la rugosidad de la pared en el TPD, detalle que puede llegar a ser importante en algunos casos.

En 1951, Liang amplió el trabajo realizado sobre el TPD y el TPR y dedujo una fórmula también semiempírica que era válida para hasta ocho gases gracias a la modificación de un parámetro de interpolación que dependía del gas empleado. Su principal objetivo era determinar un factor de corrección a aplicar cuando el camino libre medio  $\lambda$  es del mismo orden de magnitud que el diámetro del tubo del calibrador de presión que empleaba. El resultado fue una expresión mucho más simple y precisa que la encontrada hasta el momento, tal y como se muestra a continuación (adaptado de Rojas-Cárdenas 2012).

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{A_L(p_2 D / F_L)^2 + B_L(p_2 D / F_L) + \sqrt{T_1 / T_2}}{A_L(p_2 D / F_L)^2 + B_L(p_2 D / F_L) + 1}$$

En ella,  $A_L$ ,  $B_L$  y  $F_L$  son parámetros de interpolación,  $p_1$  y  $p_2$  son las presiones medidas en Torr y  $D$  el diámetro medido en mm. Dos años más tarde, Liang cuestionaba el desarrollo matemático realizado por Weber y Schimdt, en cuyo trabajo se basa la fórmula anteriormente descrita, y sugirió el uso de una expresión más sencilla. Demostró matemáticamente que el TPD sólo tiene un máximo en función de  $p_1 D$ , que es proporcional al parámetro de rarificación. A pesar de ser una conclusión correcta, habían errores que debían revisarse como el hecho de no incluir la viscosidad del gas al describir todos los términos en función de constantes empíricas. Las correcciones en estas constantes fueron introducidas por Bennett y Tompkins en 1957, los cuales informaron del posible efectos parásitos de la transpiración térmica en los tubos de los calibradores de presión empleados, dando lugar a un error del 10% aproximadamente. En 1958 Rosenberg y Martel Jr demostraron que la ecuación no se ajustaba bien a la realidad bajo condiciones extremas de rarificación.



Habría que esperarse hasta 1963 cuando Takaishi y Sensui mejoraron la ecuación de Liang empleando gradientes de temperatura mayores y recalculando las constantes empíricas. Esta expresión se podía aplicar para rangos de temperatura y del parámetro de rarificación  $\delta$  más amplios, a la vez que se podía emplear para un número más alto de gases (adaptado de Rojas-Cárdenas 2012).

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{A_T(p_2 D / T_{av})^2 + B_T(p_2 D / T_{av}) + C_T(p_2 D / T_{av})^{1/2} + \sqrt{T_1 / T_2}}{A_T(p_2 D / T_{av})^2 + B_T(p_2 D / T_{av}) + C_T(p_2 D / T_{av})^{1/2} + 1}$$

En este caso,  $A_T$ ,  $B_T$  y  $C_T$  son parámetros de interpolación,  $T_{av}$  es la presión media definida como  $(T_1 + T_2)/2$ ,  $p_1$  y  $p_2$  son las presiones medidas en Torr y  $D$  el diámetro medido en mm. No obstante, esta expresión también fue criticada por York, Chambers y Chew en el año 2000 al proponer diferentes formas de mejorar la interpolación de los resultados experimentales. A pesar de las limitaciones de las expresiones de Liang y Takaishi y Sensui, se emplean actualmente para corregir las medidas de presión efectuadas si la temperatura del calibrador de presión y el gas es distinta.

En relación a la transpiración térmica, su formulación matemática basada en una ecuación cinética no fue propuesta hasta la década de los 60 por el científico Yoshio Sone de la universidad de Kioto, en un artículo publicado en 1966. Ya en 2007, Sone junto con C. C. Chen, I. Chen y T. Liu, propusieron una solución a la transpiración térmica entre dos placas paralelas a través de un tubo circular basándose en la ecuación de Boltzmann linealizada y condiciones límite de reflexión difusa. Como punto de partida, se considera una pequeña porción de pared sometida a un gradiente de temperatura, la cual interacciona con las partículas que rebotan sobre ella. Dichas partículas provienen tanto de la región fría como de la caliente, y en consecuencia aquellas que parten de la zona caliente tienen una mayor energía térmica que las que proceden de la zona fría. Por tanto, las primeras transmitirán un intercambio de momento mayor, dando lugar a una fuerza neta que se aplica en sentido contrario al gradiente de temperatura. En reacción a este efecto, la pared transmite la misma fuerza pero esta vez en la dirección del gradiente.

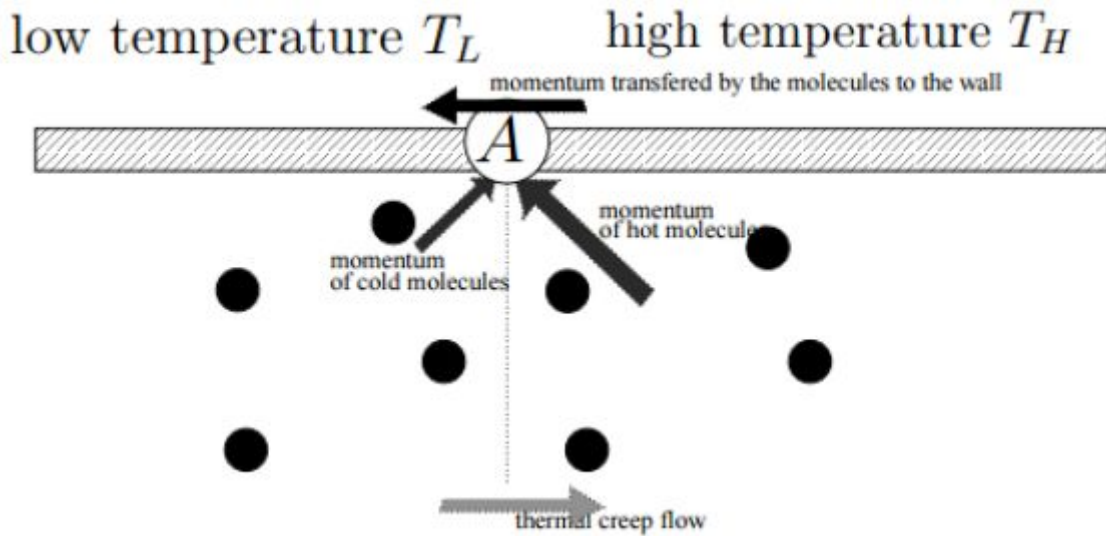


Figura 3.1.2. Esquema físico de la transpiración térmica (Aoki, Degond, Mieussens, 2009).

### 3.2. Metodología experimental

Para estudiar este fenómeno de forma precisa y exacta, el experimento a realizar consta de un microtubo que conecta dos depósitos a diferente temperatura. Dicha conexión puede realizarse mediante dos configuraciones distintas que dan lugar a resultados diferentes: en sistema cerrado o en sistema abierto.

En el primer caso, los dos depósitos están conectados únicamente por el microtubo. Debido al gradiente de temperatura impuesto, se produce el fenómeno de la transpiración térmica que da lugar a un flujo de moléculas que pasan del depósito a menor temperatura al depósito con mayor temperatura. Por tanto, como las partículas se acumulan en un depósito mientras que salen del otro, se produce una diferencia de presión entre ellos. Sin embargo, a medida que dicha diferencia aumenta se produce otro flujo en dirección contraria que se opone a la transpiración térmica. Este fenómeno se conoce como flujo de Poiseuille, y se genera cuando se produce una diferencia de presión en el sistema. Así pues, este flujo va aumentando a medida que lo hace la diferencia de presión inducida por la transpiración térmica hasta que los dos flujos son iguales con lo que se contrarrestan completamente. De este modo, el resultado final da una diferencia de presión constante ya que el flujo total es nulo.

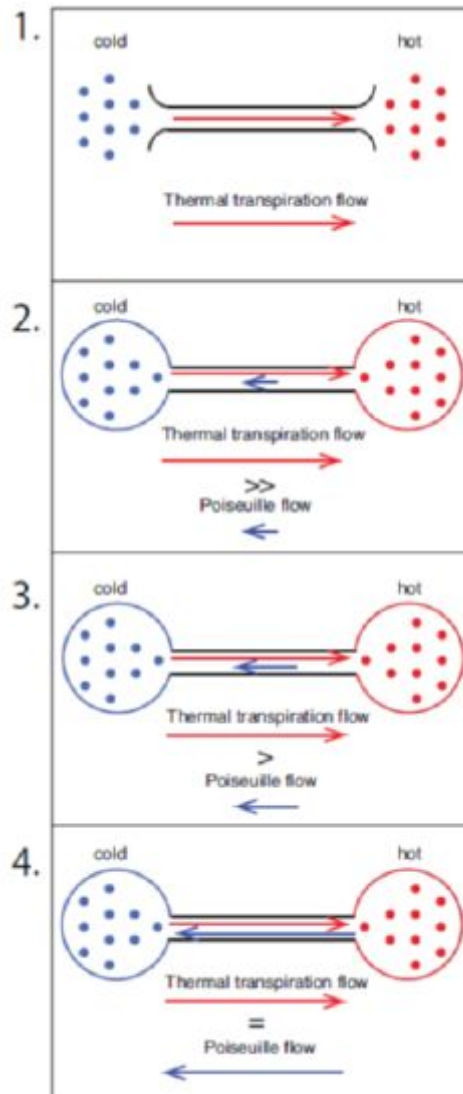


Figura 3.2.1. Fases de la transpiración térmica (adaptado de Rojas-Cárdenas 2012).

En el segundo caso, se modifica la configuración para que los dos depósitos tengan un volumen prácticamente infinito con respecto al volumen del microtubo. Para conseguirlo, se conecta entre ellos un tubo con un diámetro mucho mayor con respecto al del microtubo. De esta forma, todo el sistema se mantiene a presión constante puesto que no se dan las condiciones necesarias para que la transpiración térmica tenga un efecto relevante que se pueda apreciar por los sistemas de medición.

En este trabajo se utilizan ambas configuraciones para poder observar bien el fenómeno de la transpiración térmica y estudiarlo. Al inicio se parte de una configuración en sistema abierto a una presión inicial determinada, la cual se mantiene constante en el tiempo. A continuación, gracias a una válvula, se pasa a la configuración en sistema cerrado, con lo que se producen los fenómenos descritos

anteriormente hasta finalizar en el estado de equilibrio, es decir, en una diferencia de presión constante también en el tiempo.

### 3.3. Modelo numérico

El modelo numérico que se pretende utilizar es el desarrollado por el doctor Félix Sharipov. Junto con la doctora Irina Graur en 2008, realizaron una versión mejorada del programa que Sharipov había realizado con el doctor Vladimir Seleznev en 1998. En ese artículo, se elaboró un modelo numérico aplicado a un gas rarificado no isotérmico basándose en la ecuación de Boltzmann y en las ecuaciones del modelo cinético S para el término de colisión. Una vez linealizados se obtuvo de forma numérica una gran cantidad de datos sobre los parámetros principales del flujo en función de la rarefacción del gas para todos los regímenes posibles. Sin embargo, solo se estudiaron en tubos con geometrías simples (para una sección circular o rectangular). Por esta razón, el artículo del año 2008 se amplía la información a geometrías tubulares de sección elíptica.

El planteamiento inicial parte de dos suposiciones principales en las que se basa el estudio, expresadas de la siguiente forma:

$$\xi_P = \frac{bdp}{pdz'}, \quad \left| \xi_P \ll 1 \right|$$

$$\xi_T = \frac{bdT}{Tdz'}, \quad \left| \xi_T \ll 1 \right|$$

donde  $\xi_p$  define el gradiente de presión obtenido,  $\xi_T$  el gradiente de temperatura introducido,  $b$  el radio mayor de la sección elíptica,  $p$  la presión en el sistema,  $T$  la temperatura en el sistema y  $z$  el eje perpendicular a la sección. Descrito de forma más detallada, el artículo desprecia los efectos de los bordes al considerar la longitud del tubo mucho mayor que su anchura. Por otro lado, asume que los gradientes de temperatura y presión se distribuyen únicamente a lo largo del eje  $Z$  y que éstos son pequeños.

Gracias a estas suposiciones se puede linealizar la ecuación de Boltzmann y extraer la siguiente ecuación:

$$G_* = -\xi_P G_P + \xi_T G_T$$

donde  $G_*$  define el caudal adimensional,  $G_T$  el coeficiente del flujo inducido por la transpiración térmica,  $G_P$  el coeficiente del flujo de Poiseuille. Como los datos se obtienen una vez el sistema se encuentra en equilibrio, en este punto el caudal total

que circula por el microtubo estudiado es nulo, con lo que  $G_* = 0$ . En este punto, si se sustituyen los coeficientes por las suposiciones previas y se integra, se obtiene la fórmula que se muestra a continuación:

$$\frac{P_2}{P_1} = \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{G_T}{G_P}}$$

Así pues, se define el exponente de presión térmico molecular y como el ratio entre el caudal producido por la transpiración térmica y el caudal de Poiseuille. Dichos caudales se encuentran tabulados en el artículo para distintos radios de la sección elíptica, denotando  $a$  como el radio menor y  $b$  como el radio mayor, y en función del parámetro de rarificación  $\delta$ :

$\delta$	$G_p$ , (Sharipov and Seleznev 1998) $a/b = 1$	$G_p$ , present work						
		$a/b = 1$	1.1	2	5	10	20	100
0	1.5045	1.5045	1.5770	2.0655	2.8888	3.5397	4.1991	5.7390
0.01	1.4800	1.4781	1.5484	2.0160	2.7716	3.3184	3.7994	4.5127
0.02	1.4636	1.4617	1.5307	1.9880	2.7092	3.2043	3.6062	4.0897
0.05	1.4339	1.4330	1.5002	1.9404	2.5997	3.0051	3.2850	3.5241
0.1	1.4101	1.4086	1.4746	1.9015	2.5053	2.8327	3.0231	3.1470
0.2	1.3911	1.3891	1.4549	1.8740	2.4214	2.6721	2.7913	2.8523
0.5	1.4011	1.3996	1.4692	1.9010	2.3898	2.5598	2.6225	2.6483
0.8	1.4425	1.4408	1.5159	1.9741	2.4499	2.5929	2.6405	2.6587
1.0	1.4758	1.4748	1.5539	2.0323	2.5082	2.6421	2.6850	2.7010
2.0	1.6799	1.6772	1.7779	2.3695	2.8843	3.0055	3.0401	3.0532
5.0	2.3666	2.3646	2.5340	3.4901	4.2086	4.3537	4.3932	4.4065
10.0	3.5749	3.5752	3.8623	5.4423	6.5459	6.7551	6.8109	6.8294
20.0	6.0492	6.0484	6.5726	9.4100	11.309	11.658	11.749	11.780

Figura 3.3.1. Tabla de los valores del caudal de Poiseuille  $G_p$  en función del parámetro de rarificación  $\delta$  y para distintos radios  $a$  y  $b$  (Sharipov, Graur 2008).

$\delta$	$G_T$ , (Sharipov and Seleznev 1998)	$G_T$ , present work						
	$a/b = 1$	$a/b = 1$	1.1	2	5	10	20	100
0	0.7522	0.7522	0.7885	1.0327	1.4444	1.7698	2.0996	2.8694
0.01	0.7243	0.7223	0.7559	0.9770	1.3203	1.5502	1.7290	1.9008
0.02	0.7042	0.7022	0.7342	0.9427	1.2511	1.4373	1.5602	1.6297
0.05	0.6637	0.6627	0.6919	0.8767	1.1221	1.2400	1.2928	1.2960
0.1	0.6210	0.6206	0.6469	0.8081	0.9965	1.0645	1.0821	1.0749
0.2	0.5675	0.5667	0.5896	0.7231	0.8527	0.8831	0.8850	0.8798
0.5	0.4779	0.4780	0.4953	0.5872	0.6498	0.6558	0.6545	0.6530
0.8	0.4237	0.4240	0.4381	0.5075	0.5450	0.5469	0.5461	0.5454
1.0	0.3959	0.3962	0.4087	0.4676	0.4958	0.4968	0.4962	0.4957
2.0	0.3016	0.3022	0.3095	0.3393	0.3491	0.3492	0.3491	0.3489
5.0	0.1752	0.1759	0.1781	0.1856	0.1873	0.1874	0.1874	0.1874
10.0	0.1014	0.1018	0.1024	0.1044	0.1048	0.1049	0.1049	0.1049
20.0	0.05426	0.05463	0.05480	0.05528	0.05538	0.05540	0.05541	0.05541

Figura 3.3.2. Tabla de los valores del caudal de Poiseuille  $G_T$  en función del parámetro de rarificación  $\delta$  y para distintos radios  $a$  y  $b$  (Sharipov, Graur 2008).

Por tanto, se puede extraer de forma fácil el exponente de presión para cada valor de  $\delta$ . Ya que en este trabajo el tubo a estudiar es de sección circular, se han tomado los valores de la columna  $a/b = 1$ . De estos resultados se pueden calcular los parámetros más apropiados para realizar la comparación entre este modelo teórico y los ensayos experimentales realizados en el laboratorio, aspecto que se analizará con más detalle en puntos posteriores.

### 3.4. Ensayos isotérmicos

Otro aspecto a tener en cuenta son los coeficientes de acomodación empleados en el modelo. Estos parámetros determinan el tipo de interacción entre las moléculas de gas y la pared, y es diferente para cada gas utilizado. En el modelo escogido, se hace una suposición de su valor para poder construir las tablas mostradas en el punto anterior. Sin embargo, el equipo de Microfluidics se ha decantado por determinar de forma más precisa estos coeficientes, ya que una pequeña variación puede dar lugar a diferencias importantes entre los resultados experimentales y numéricos.

En este aspecto se ha seguido una línea de trabajo muy parecida al artículo 8. *A time-dependent method for the measurement of mass flow rate of gases in microchannels* (ver Bibliografía). Para empezar, se parte de la ley de gases ideales para definir el caudal másico que transcurre por el microtubo,

$$\frac{dm_i}{dt} = \frac{V_i}{RT} \frac{dP_i}{dt} (1 - \varepsilon_i), \quad i = 1, 2,$$

siendo  $i$  el índice que determina con un 1 los datos de la zona caliente y con un 2 los datos de la zona fría, y  $\varepsilon_i$  una medida de la variación de la temperatura respecto a la variación de presión. Dado que el ensayo se realiza a temperatura ambiente, es decir, en condiciones isotérmicas, se deduce que  $\varepsilon_i = 0$ , y en consecuencia se llega a la siguiente ecuación:

$$\frac{dm_i}{dt} = \left| \frac{V_i}{RT} \frac{dP_i}{dt} \right|, \quad i = 1, 2.$$

Suponiendo que el caudal a la entrada del microtubo es igual al caudal de la salida y que  $R$  y  $T$  son constantes, se obtiene la siguiente expresión, de la cual se deduce que la variación de presión en el sistema depende única y exclusivamente de la relación entre los dos depósitos.

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{dP_2(t)}{dP_1(t)}$$

Puesto que en el ensayo experimental los depósitos de trabajo no varían durante la realización del mismo, se deduce que esta variación será la misma en todos los puntos de la gráfica obtenida, es decir, que la pendiente de la curva será igual sin importar el punto elegido. Esta información es muy útil a la hora de validar los ensayos experimentales para poder utilizarlos en el objetivo inicial.

Por otro lado, el artículo propone una expresión matemática para estimar con gran precisión la curva de la variación de presión con respecto al tiempo extraída de los ensayos experimentales,

$$P_i = \frac{\Psi_{A,1}}{e^{t/\tau} + \Psi_B} + P^{eq}$$

donde  $\Psi_{A,1}$ ,  $\Psi_{A,2}$ ,  $\tau$  y  $P^{eq}$  son los coeficientes obtenidos de la curva interpolada. Con estos resultados es posible calcular el caudal que circula por el microtubo en cualquier momento del experimento gracias a la siguiente ecuación:

$$\frac{dm}{dt} = \left| \frac{V_i(P_i - P^{eq})}{RT\tau(1 + \Psi_B e^{t/\tau})} \right|, \quad i = 1, 2.$$

Sin embargo, puesto que los datos se tratan de forma numérica, es preferible emplear variables adimensionales, con lo que la expresión más adecuada para el caudal es la siguiente, donde se define  $G$  como el caudal adimensional.

$$G = \frac{1}{\pi(D/2)^3} \frac{L}{P_1 - P_2} \sqrt{2RT} \frac{dm}{dt}$$

Los resultados obtenidos se pueden utilizar para calcular los valores de los coeficientes de acomodación  $\alpha$  (en el apartado 2.4. denotado por  $\sigma$ ) y de deslizamiento  $\sigma_p$  (en el apartado 2.4. denotado por  $\xi$ ). Según un estudio realizado por Félix Sharipov en 2011, se puede emplear la relación siguiente basada en la teoría cinética de los gases para determinar cualquier cantidad medible  $QM$  que dependa del parámetro de rarificación  $\delta$ ,

$$MQ = MQ_0 \left[ 1 + A \frac{\sigma_p}{\delta} + \frac{B}{\delta^2} + \frac{C}{\delta^3} + O\left(\frac{1}{\delta^4}\right) \right]^n, \quad n = \pm 1$$

definiendo  $MQ_0$  como la cantidad medible en régimen hidrodinámico y  $A, B, C, O$  como coeficientes de la curva interpolada. De esta expresión se puede estimar el valor de  $\sigma_p$  mediante curvas de tendencia con una concordancia del 95%. Por último, la relación entre  $\alpha$  y  $\sigma_p$  para determinar el coeficiente de acomodación  $\alpha$  se expresa de la forma siguiente:

$$\sigma_p = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{2 - \alpha}{\alpha} (1 + 0.1366\alpha)$$

Aplicando el modelo de interacción entre el gas y la superficie del tubo de Cercignani-Lampis (apartado 2.4.) y suponiendo  $\alpha_n = 1$ , se obtiene la siguiente ecuación:

$$\sigma_p = \frac{1.772}{\alpha_t} - 0.754$$

Cabe destacar que la suposición realizada se justifica en el poco impacto que tiene  $\alpha_n$  sobre  $\sigma_p$ , tal y como se ha hecho y verificado en estudios anteriores (Sharipov 2011).



## 4. Aparato experimental

### 4.1. Descripción general

El banco de ensayos utilizado fue diseñado y construido por el actual doctor Jie Chen, estudiante de doctorado que realizó su tesis en este tema. El principal objetivo era investigar el fenómeno de la transpiración térmica a través de un microtubo. Sin embargo, se pueden realizar modificaciones para estudiar otras configuraciones, como por ejemplo un compresor de Knudsen.

El sistema se puede descomponer en cuatro partes principales:

- La zona de ensayo: es la zona donde está conectado el microtubo.
- La zona anular de medida: comprende los depósitos que, a su vez, están conectados a los calibradores de presión capacitivos CGA y CGB.
- El sistema de control de temperatura: compuesto por un alambre que va a actuar como calentador, una fuente de alimentación y dos termocables.
- La zona de los accesorios: compuesta por un conjunto de bomba de diafragma y turbomolecular, unos tanques con gas en su interior y un sistema de adquisición de datos DAQ.

En la siguiente imagen se puede observar la localización de cada componente en el sistema.

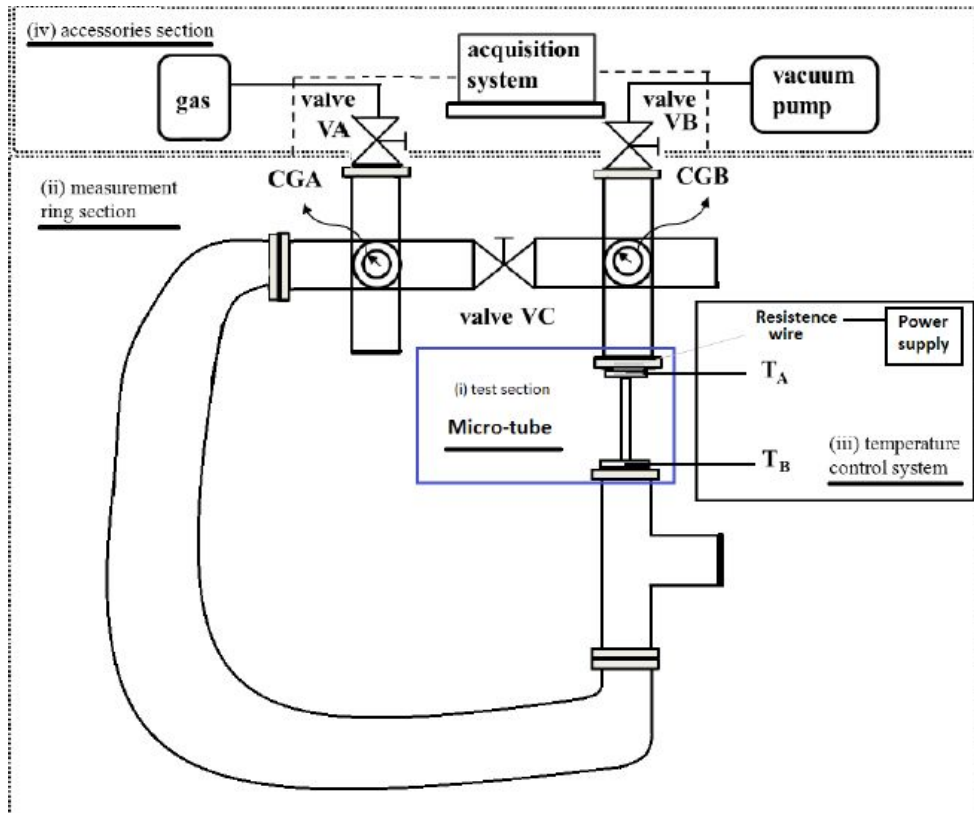


Figura 4.1.1. Esquema del montaje experimental (Cavalcanti 2017).

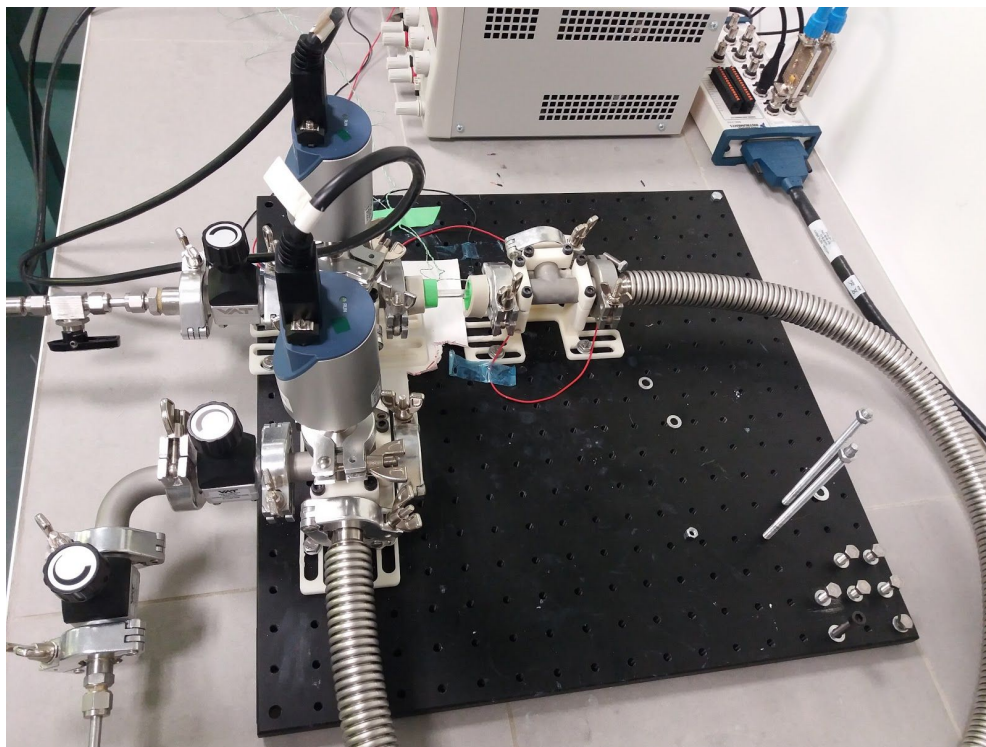


Figura 4.1.2. Vista general del ensayo.

Los elementos del sistema están conectados mediante bridas de tipo ISO KF 16. Dado que las conexiones no se llevan a cabo de forma perfecta, siempre quedan pequeños espacios que permiten la entrada de aire del exterior al interior del sistema, ya que la presión de éste va a ser siempre menor a la atmosférica. Por tanto, se producen *fugas* que van a modificar la composición química del gas utilizado y los resultados obtenidos, en particular la presión que van a medir los calibradores. Al entrar aire en el sistema, no se obtendrá una diferencia de presión constante sino un pequeño aumento con una pendiente que dependerá de la cantidad de aire entrante. En el apartado de Procedimiento Experimental y Tratamiento de Errores se explica con más detalle el procedimiento llevado a cabo para determinar las fugas existentes y la solución tomada para corregir el error introducido en los datos adquiridos.

#### 4.1.1. Zona de ensayo

En esta parte del sistema se inserta el microtubo. Durante las prácticas asociadas a este trabajo se ha estudiado un microtubo de sección circular con diámetro  $D = 499 \mu\text{m}$  y longitud  $L = 72,63 \text{ mm}$ .

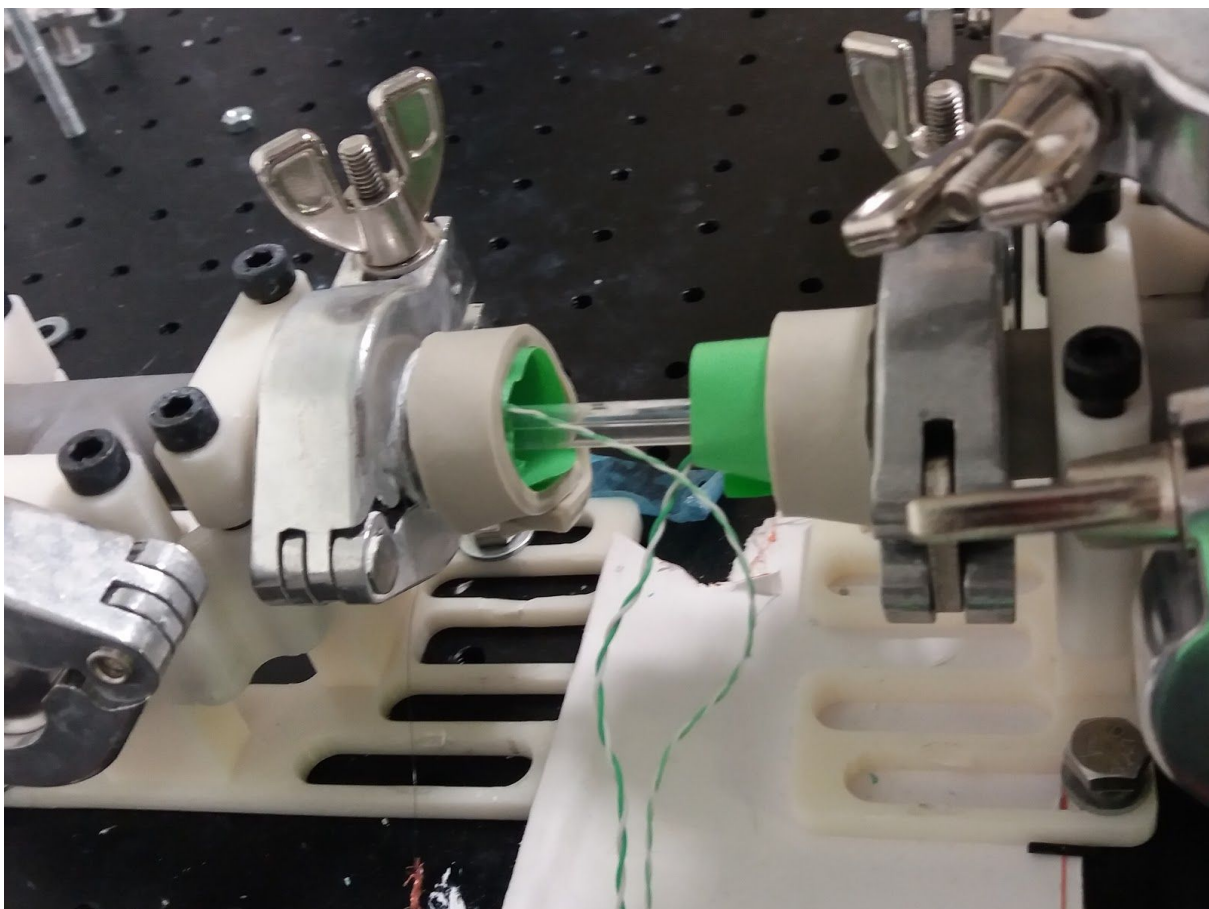


Figura 4.1.1.1. Zona de ensayo.

Las medidas del diámetro del microtubo se han realizado en el laboratorio de Metrología y Microscopía empleando un sistema de medida InfiniteFocus de la compañía Alicona. Se trata de un dispositivo que permite obtener imágenes de alta calidad y medidas de rugosidad de superficies con resolución de hasta 10 nm midiendo más de 500 millones de puntos con tolerancias en el rango de los micrómetros. Utiliza la tecnología Focus-Variation, en la cual se combina la precisión a cortas distancias de sistemas ópticos con escáneres verticales para añadir información sobre el color o la topografía de la muestra. El sistema dispone de un conjunto de lentes que se pueden equipar con diferentes objetivos, llegando a medir radios de 1  $\mu\text{m}$  con una precisión del 99,95 % y rugosidad mínima de 0,03  $\mu\text{m}$ . Para determinar el diámetro se han realizado varias medidas y el programa adjunto al sistema de medida InfiniteFocus ha calculado la media del conjunto.

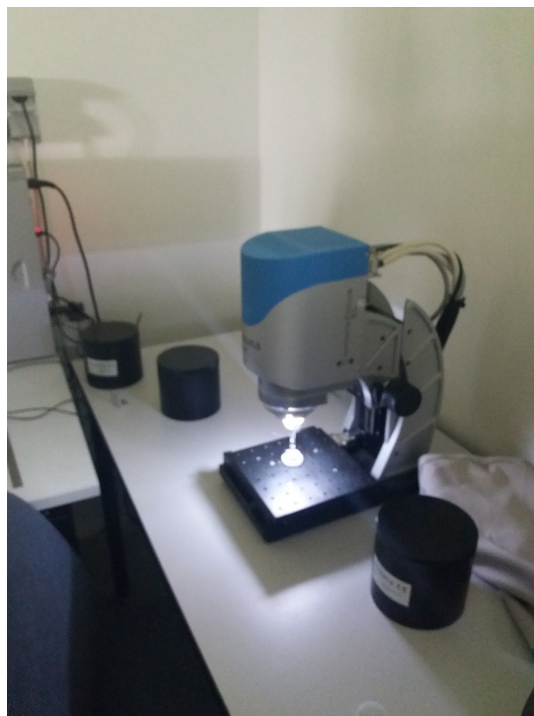


Figura 4.1.1.2. Sistema de medida InfiniteFocus de la compañía Alicona.

	r ( $\mu\text{m}$ )
Mean	249,53
Std. Dev.	0,4162
Min	249,05
Max	249,81
Sum	748,59
Median	249,73
Robust	249,77
Count	3

Figura 4.1.1.3. Resultado final del diámetro del microtubo realizado por el dispositivo.

Para medir la longitud efectiva del microtubo se ha utilizado un pie de rey digital. Teniendo en cuenta el error humano introducido al posicionar el instrumento de medida, se han realizado varias medidas para posteriormente calcular la media. Cabe destacar que se debe restar la longitud de los dos soportes metálicos a la longitud total para determinar la longitud real del microtubo.



Figura 4.1.1.4. Pie de rey digital empleado para las mediciones de longitud del microtubo.

	L_total (m)	1° lado (m)	2° lado (m)
Medida 1	77,93	2,67	2,63
Medida 2	77,95	2,67	2,66
Medida 3	77,93	2,68	2,62
Medida 4	77,97	2,68	2,64
Medida 5	77,93	-	-
Medida 6	77,93	-	-
Medida 7	77,94	-	-
Media	77,94	2,675	2,6375

Figura 4.1.1.5. Medidas realizadas sobre la longitud total y la de los soportes metálicos.

Al sustraer las longitudes de sendos soportes a la longitud total medida, se obtiene una longitud de 72,63 mm.

#### 4.1.2. Zona anular de medida

En esta zona se encuentran, como se ha mencionado anteriormente, dos depósitos, tres válvulas denominadas VA, VB y VC, y dos calibradores de presión CGA y CGB. Uno de los depósitos se mantendrá a la temperatura ambiente, el cual se define como *zona fría*, y comprende una unión de 5 vías instalada debajo del calibrador CGB. El otro será calentado por el termocable, definido como *zona caliente*, y comprende una bifurcación, un tubo largo y flexible y otra unión de 5 vías instalada por debajo del calibrador CGA. Todos estos componentes son de acero inoxidable.

Sin embargo, para el cálculo del volumen efectivo hay que tener en cuenta el pequeño volumen ofrecido por las válvulas a lo largo del experimento. El resultado final, cuyo procedimiento fue realizado por el estudiante Rodrigo Cavalcanti en 2017, es de 678,5 cm<sup>3</sup> para la zona caliente y 53,8 cm<sup>3</sup> para la zona fría.

Las válvulas VA, VB y VC funcionan mediante un diafragma que se comprime al enroscar el volante situado en la parte superior. Si está abierta, el eje que sobresale está pintado de verde para facilitar al usuario la comprensión del estado del sistema. Son válvulas muy ligeras con una cantidad de fugas despreciable ( $< 1 \times 10^{-9}$  mbar/s) cuya presión de utilización varía entre los  $1 \times 10^{-7}$  mbar y 5 bar. Su esquema interno se puede visualizar en la parte de Planos.



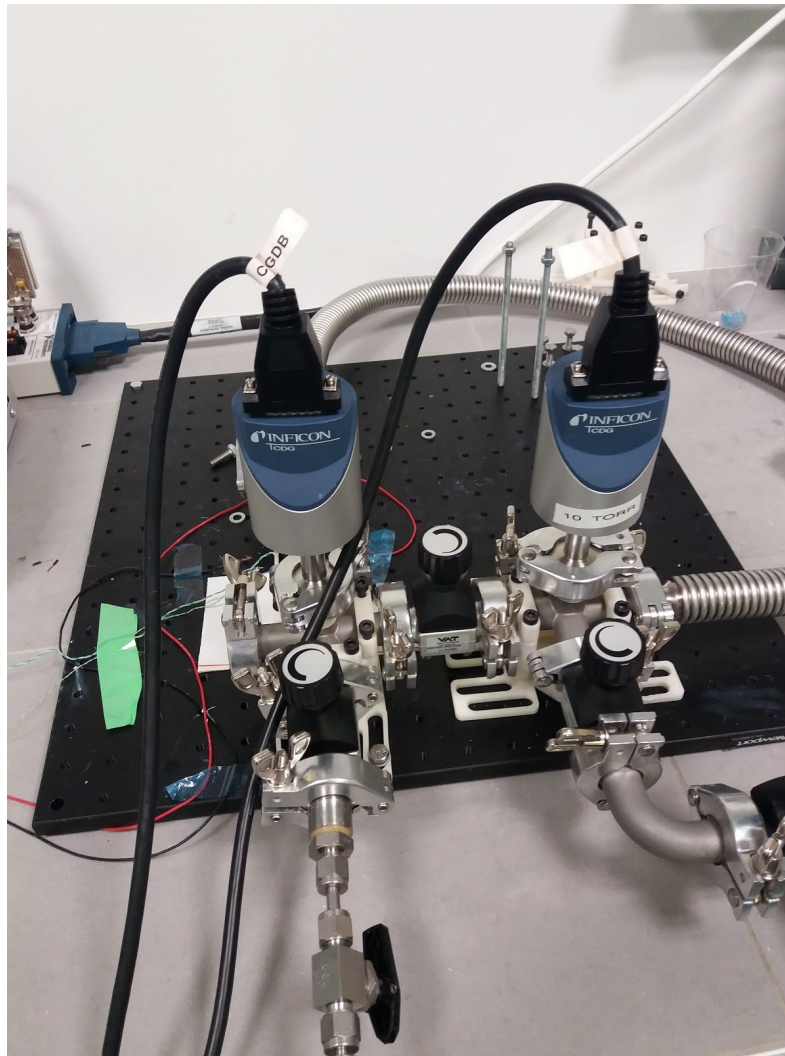
*Figura 4.1.2.1. Vista exterior de la válvula de diafragma.*

Estas válvulas tienen una función específica y conectan distintas partes del sistema. La válvula VB conecta la bomba turbomolecular al circuito interno donde se encuentra el calibrador CGB, y la válvula VA conecta el depósito que contiene el gas a estudiar con la parte del circuito donde se encuentra el calibrador CGA. Ambas válvulas se encuentran normalmente cerradas, y sólo se abren para realizar o la

función de vacío o la función de llenado para iniciar el experimento. Por otro lado, la válvula VC conecta los dos depósitos entre sí, y su estado determinará la configuración del sistema (ver apartado 3.2.): si está abierta, el sistema se encuentra en una configuración abierta; si por el contrario la válvula se cierra, el sistema pasa a una configuración cerrada.

Para controlar el caudal de aire que circula, se utilizan válvulas de 3 vías y tienen un tiempo de respuesta de apertura menor de 5 ms. Las fugas producidas son del orden de  $1 \times 10^{-8}$  cm<sup>3</sup>/s/atm y permiten resistir tanto grandes presiones como operaciones de vaciado, características ideales para ser implementadas en el sistema. Llevan incorporadas en la sección perpendicular una llave para facilitar su uso manual. Su funcionamiento es muy simple: al girar la llave para situarla paralelamente al conducto, el mecanismo interno rota para permitir el paso del gas. Si por el contrario se desplaza hasta acabar de forma perpendicular a la conducción, el mecanismo gira en sentido contrario y bloquea la sección. En la parte de Planos se puede observar un esquema exterior detallado.

Por último, los calibradores utilizados pertenecen a la marca Inficon y son los encargados de medir la presión en los depósitos. Se necesitan dos para medir cada zona y se encuentran localizados encima de las uniones de 5 vías. Los calibradores puede ser de 10 Torr o de 1 Torr, con lo que pueden medir hasta 1333,2 Pa o 133,3 Pa respectivamente, con una resolución del 0,015 % y una precisión de lectura del 0,2 %. Según el fabricante, su temperatura de funcionamiento ideal son 25 °C, muy cercana a la temperatura ambiente de la sala. Consiste en un sensor capacitivo de cerámicas de óxido de aluminio y diversos componentes electrónicos que convierten la capacitancia de este elemento en voltaje, que a su vez se traduce en una señal digital para ser tratada posteriormente. Dicha señal es lineal en relación a la presión medida e independiente del gas utilizado.



*Figura 4.1.2.2. Zona anular de medida.*

### **4.1.3. Sistema de control de temperatura**

Para calentar el extremo del tubo se utiliza un alambre de constántan (aleación de cobre y níquel) el cual se adhiere a la brida metálica KF 16 que une el microtubo con el resto del sistema. El extremo libre se conecta a una fuente de alimentación con la que se controla la corriente que pasa a través del alambre. Dicha corriente, según el efecto Joule, producirá un aumento de temperatura que se transmitirá por conducción a la brida y posteriormente al microtubo. Para mejorar dicha transmisión de calor se unta la superficie de la brida con una pasta térmica cuya función es aumentar la conducción de la zona. Por otro lado, para minimizar los efectos de la convección y, en consecuencia, las fluctuaciones de temperatura, el alambre se adhiere mediante un aislante de silicona. Ya que éste no tiene una buena adherencia, se coloca por encima un trozo de cinta adhesiva para sujetar el conjunto.



Para conocer la temperatura a la que se está trabajando, se utilizan dos termopares tipo K, uno para la zona fría y otro para la zona caliente. Un extremo del termopar se adhiere al extremo del microtubo que corresponde y el otro se conecta a un dispositivo de adquisición de datos DAQ el cual traduce la información recibida y envía al ordenador la temperatura medida. En el apartado 6.3. se introduce un tercer termopar en el interior del sistema para mejorar los resultados obtenidos en el apartado 6.1.

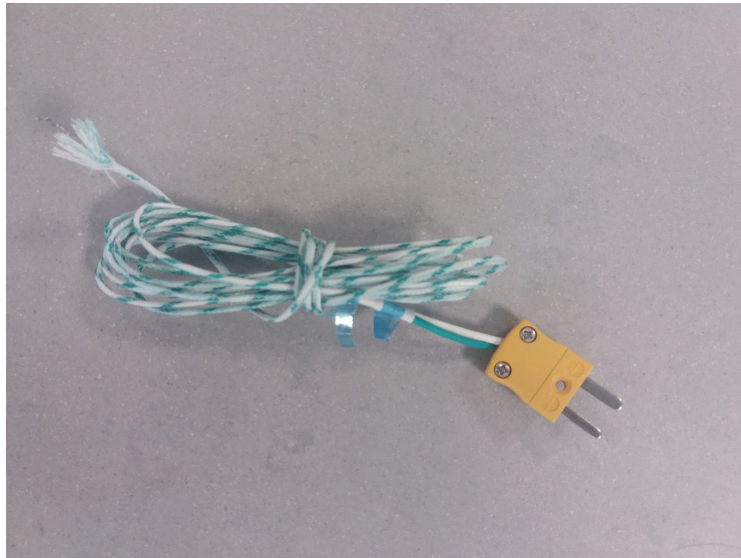


Figura 4.1.3.1. Termopar tipo K empleado en el montaje experimental.

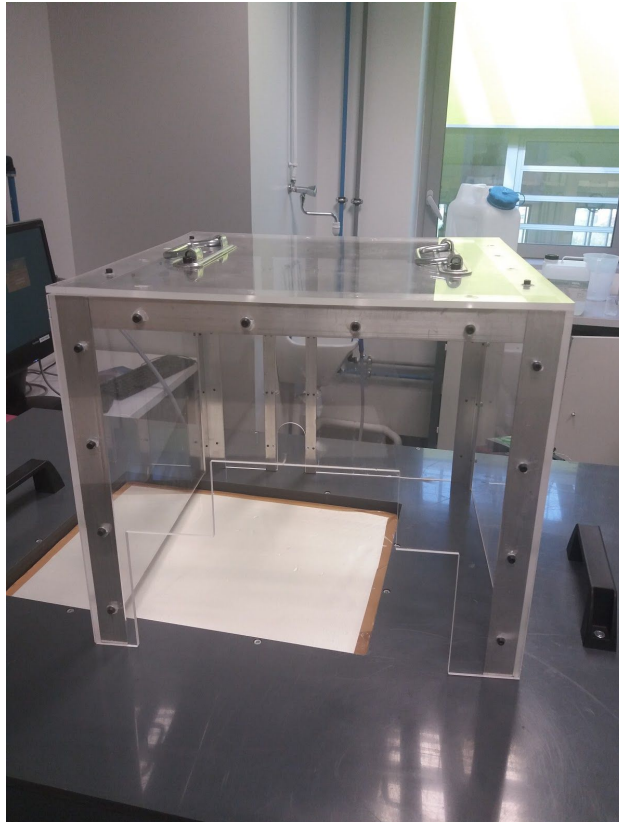
Por otro lado, es importante realizar un estudio sobre la distribución de temperatura a lo largo del eje Z para conocer con mayor detalle el efecto de las pérdidas debidas a la convección y al tipo de material utilizado por la brida. En 2016 el que fue estudiante de doctorado Jie Chen demostró analíticamente que este problema se puede describir mediante la ecuación de difusión del calor, tal y como se muestra a continuación:

$$T(z) = T_b + \frac{e^{CL}(T_h - T_b) - (T_c - T_b)}{e^{2CL} - 1} e^{Cz} + \frac{e^{2CL}(T_c - T_b) - e^{CL}(T_h - T_b)}{e^{2CL} - 1} e^{-Cz}$$

Concretamente,  $C = \sqrt{(hp_s)/(\lambda_g S)}$ , siendo  $h = 4.6 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  el coeficiente de convección medio deducido,  $\lambda_g = 1.14 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  la conductividad térmica del tubo de vidrio, S la sección transversal y  $p_s$  el perímetro del tubo. Los resultados teóricos obtenidos se compararon con los valores experimentales obtenidos por Rojas-Cárdenas en 2012 utilizando una cámara infrarroja, y se observó una buena concordancia entre ellos. De esta forma, se puede deducir la cantidad de calor que se pierde en el proceso para conocer con mayor exactitud la temperatura en el

centro del tubo, que es la que realmente interesa para obtener la gráfica correcta en el tratamiento de los resultados.

En 2017 el estudiante en prácticas Rodrigo Cavalcanti incorporó una estructura de vidrio que cubre todo el montaje para evitar las fluctuaciones de temperatura recogidas por los termopares.

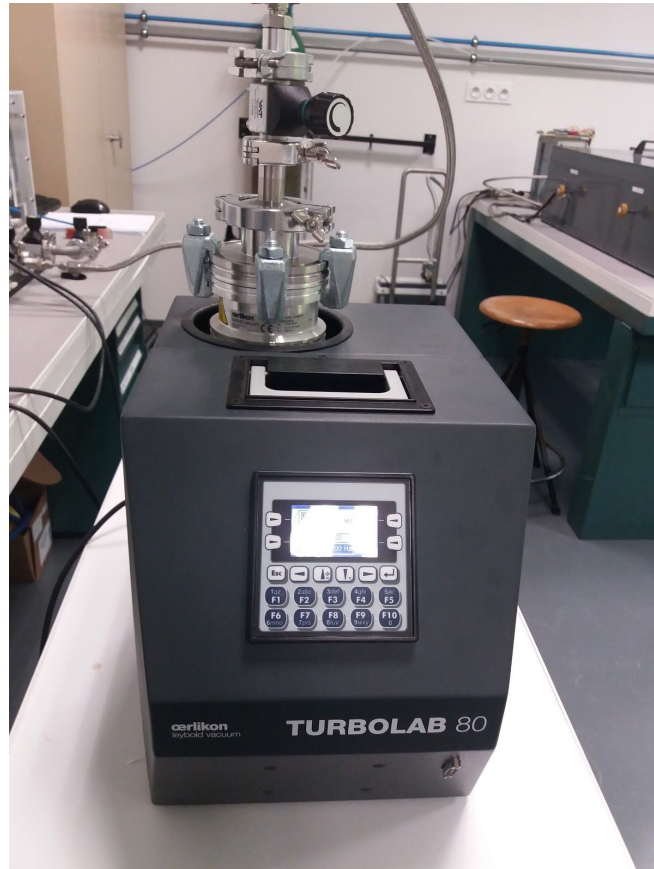


*Figura 4.1.3.2. Estructura de vidrio que atenúa las fluctuaciones de temperatura registradas por los termopares.*

#### **4.1.4. Zona de los accesorios**

En este último apartado se incluyen los dispositivos que se incorporan de forma externa al sistema. Por un lado, se encuentra la bomba Turbolab 80 de la compañía Oerlikon que se emplea para vaciar el sistema y llevarlo a presiones del orden de los milibares, llegando a vaciar hasta una velocidad máxima de 65 l/s. Consta de dos bombas principales: una bomba de diafragma y una bomba turbomolecular. La primera se basa en la variación del volumen de unas paredes elásticas para obtener la potencia de vacío, y puede llegar a niveles de aproximadamente 200 bares. Para proseguir hasta los milibares, se activa la bomba turbomolecular, cuyo principio de funcionamiento deriva en un rotor que gira a una gran velocidad, llegando a una frecuencia de 1200 Hz, y que golpea las partículas de gas empujándolas en una dirección determinada. Es importante destacar que esta bomba no aguanta

presiones muy altas, con lo que lo más recomendable es iniciar el proceso de vacío con la bomba de diafragma para más adelante activar la bomba turbomolecular.



*Figura 4.1.4.1. Vista frontal de la bomba turbomolecular.*

Por otro lado, los depósitos de gas han sido encargados a la empresa Alphagaz. Las botellas están configuradas para proporcionar 5000 m<sup>3</sup> del gas pedido durante un mes. Durante la realización de estas prácticas se ha trabajado con argón y las últimas sesiones se han empezado los ensayos con helio, cuyos resultados no podrán ser mostrados en esta memoria por falta de tiempo.



*Figura 4.1.4.2. De izquierda a derecha, depósito de helio y de argón empleados durante las prácticas.*

## **4.2. Calibración de los equipos de medida**

Antes de proceder a la realización de los ensayos experimentales es de vital importancia comprobar que los aparatos de medida que se van a utilizar dan los valores correctos. Por tanto, se debe realizar una buena calibración de los termopares y de los calibradores de presión si se quieren evitar errores en tratamientos posteriores y una segunda realización de los ensayos con su correspondiente pérdida de tiempo.

### **4.2.1. Calibración de los termopares**

Los tres termopares que se van a utilizar a lo largo de los ensayos se han calibrado utilizando una bañera con regulación de temperatura y un termómetro de mercurio. Tanto los termopares como el termómetro se introducen en la bañera, la cual se llena de agua. Por otro lado, se configura la lectura del DAQ para que, a una temperatura de 0 °C, el DAQ muestre un valor de voltaje de 0 voltios, y para una temperatura de 120 °C (punto crítico donde, por dilatación, la brida rompe el vidrio que contiene el microtubo) el valor mostrado por pantalla sea de 10 V. Así pues, se va aumentando la temperatura en la bañera gracias a un regulador y se comprueba la temperatura real con el termómetro.

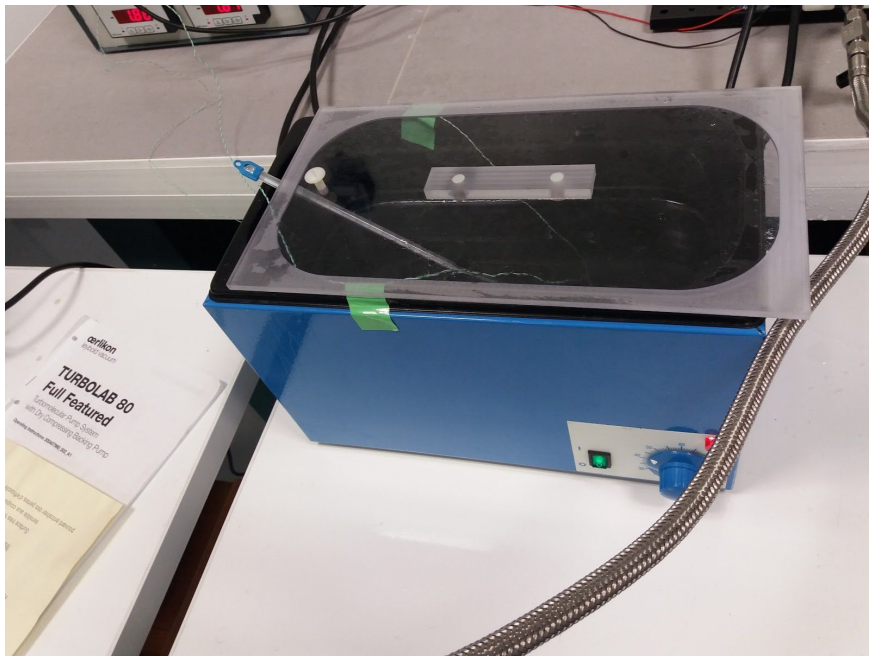


Figura 4.2.1.1. Vista general del equipo de calibración junto con los termopares.

Cuando se visualiza la lectura en el ordenador, se toman los datos del voltaje medido en el termopar durante unos minutos una vez se ha estabilizado la temperatura. De ellos se puede calcular una media mediante una ligera modificación del programa de Matlab del Anexo 3. De esta forma se puede crear la tabla siguiente:

	Termopar 1	Termopar 2	Termopar 3
Temperatura [°C]	Voltaje [V]	Voltaje [V]	Voltaje [V]
22	1,82	1,89	1,92
28	2,48	2,47	2,58
35	2,88	2,91	3,01
44	3,68	3,71	3,91
57	4,64	4,70	5,06
60	4,79	4,86	5,19
67	5,60	5,67	5,97
76	6,24	6,29	6,63
82	6,80	6,88	7,25
92	7,58	7,55	7,88
98	8,21	8,33	8,45

Figura 4.2.1.2. Resultados obtenidos de los tres termopares empleados.

A continuación, se realizan las gráficas para cada termopar en Excel y se obtienen las ecuaciones de la línea de tendencia, las cuales serán implementadas en el ordenador principal para que muestre la temperatura registrada de forma correcta.

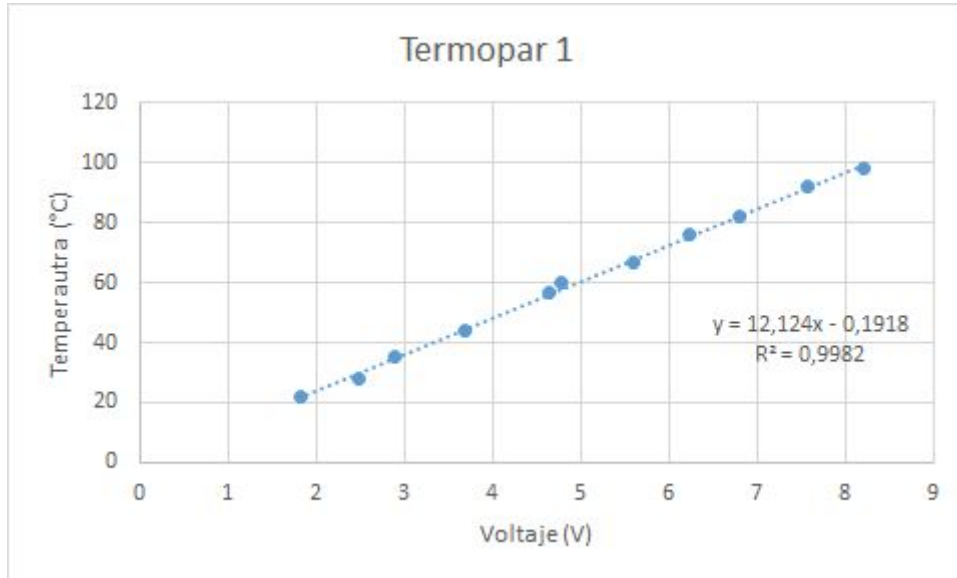


Figura 4.2.1.3. Curva de calibración del primer termopar.

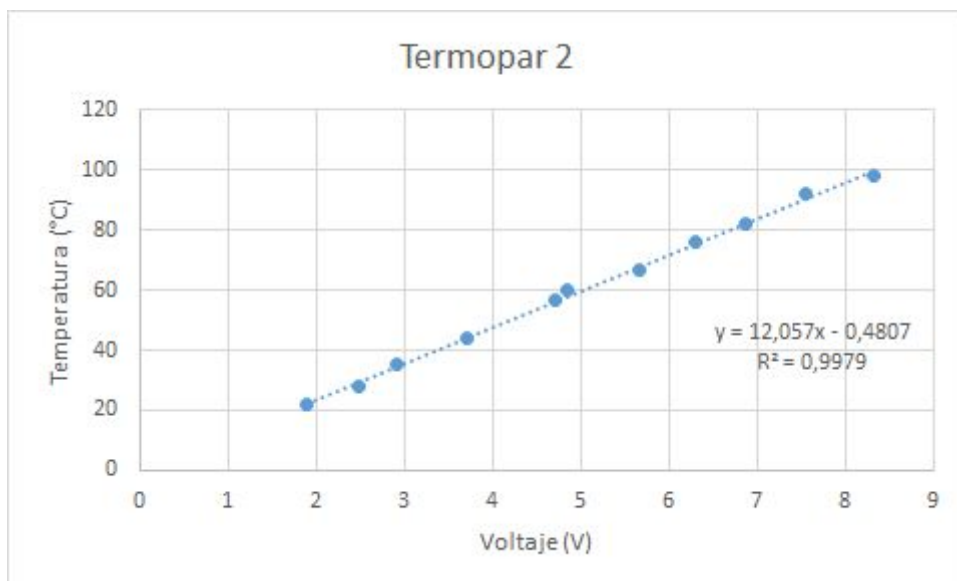


Figura 4.2.1.4. Curva de calibración del segundo termopar.

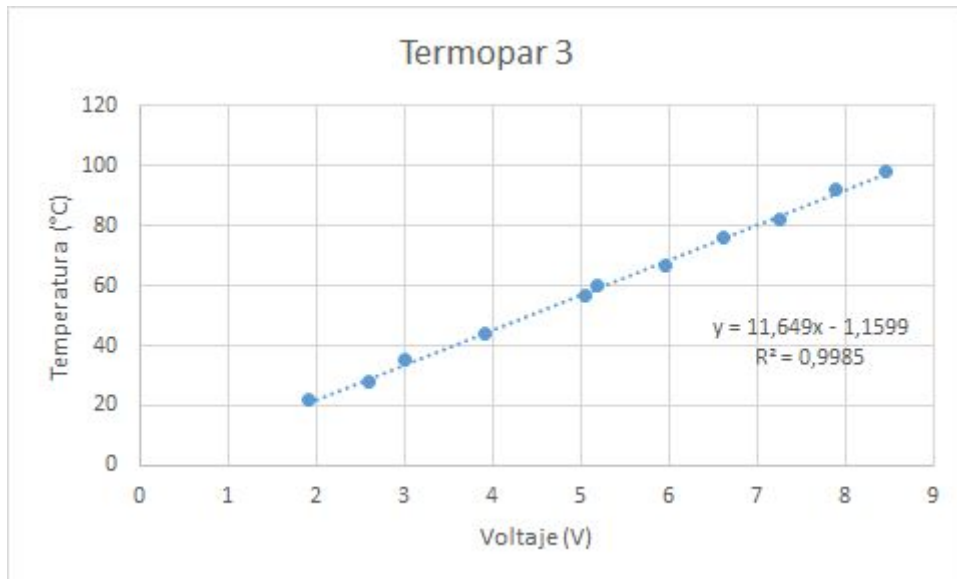


Figura 4.2.1.5. Curva de calibración del tercer termopar.

Por otro lado, se pueden comparar las propias rectas entre sí para confirmar que los tres termopares son prácticamente iguales, a excepción del tercero que tiene una pendiente un poco menor que los otros dos.

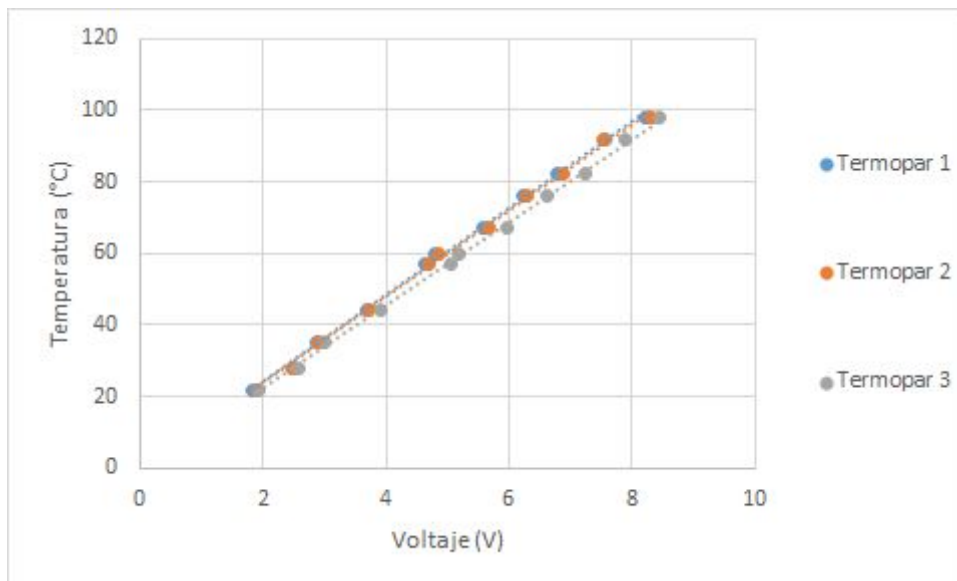


Figura 4.2.1.6. Comparación entre las curvas de calibración de los termopares.

#### 4.2.2. Calibración de los calibradores de presión

En el caso de emplear los calibradores durante un período largo de tiempo, el fabricante recomienda calibrarlos para evitar posibles errores de lectura. Para ello, se pide operar por debajo del nivel de presión dependiendo del tipo de calibrador utilizado. Estos aparatos se distinguen por el límite de presión que son capaces de leer expresado en Torr, cuya equivalencia son aproximadamente 133 Pa.

F.S.	Recommended final pressure for zero adjustment		
1100 mbar	–	$<7 \times 10^0$ Pa	$<7 \times 10^{-2}$ mbar
1000 Torr	$<5 \times 10^{-2}$ Torr	$<7 \times 10^0$ Pa	–
200 Torr/mbar	$<10^{-2}$ Torr	$<1 \times 10^0$ Pa	$<1 \times 10^{-2}$ mbar
100 Torr/mbar	$<5 \times 10^{-3}$ Torr	$<7 \times 10^{-1}$ Pa	$<7 \times 10^{-3}$ mbar
20 Torr/mbar	$<10^{-3}$ Torr	$<1 \times 10^{-1}$ Pa	$<1 \times 10^{-3}$ mbar
10 Torr/mbar	$<5 \times 10^{-4}$ Torr	$<7 \times 10^{-2}$ Pa	$<7 \times 10^{-4}$ mbar
2 Torr/mbar	$<10^{-4}$ Torr	$<1 \times 10^{-2}$ Pa	$<1 \times 10^{-4}$ mbar
1 Torr/mbar	$<5 \times 10^{-5}$ Torr	$<7 \times 10^{-3}$ Pa	$<7 \times 10^{-5}$ mbar
0.25 Torr/mbar	$<10^{-5}$ Torr	$<1 \times 10^{-3}$ Pa	$<1 \times 10^{-5}$ mbar
0.1 Torr/mbar	$<5 \times 10^{-6}$ Torr	$<7 \times 10^{-4}$ Pa	$<7 \times 10^{-6}$ mbar

Figura 4.2.2.1. Tabla del límite de presión relativo a cada tipo de calibrador.

Una vez que la presión del sistema se encuentra por debajo de este límite, se espera una media de 2 horas. A continuación, se pulsa el botón ZERO con un alfiler de como máximo 1,1 mm de diámetro y comienza el proceso de calibración durante 8 segundos. En este período de tiempo el LED con nombre STATUS se encuentra iluminado, y se apaga para indicar que la calibración ha finalizado. Si durante el proceso se enciende el LED RUN, la calibración no se ha realizado de forma correcta y es necesario empezar de nuevo. El manual también indica otros métodos de calibración aunque se ha seleccionado éste por su sencillez.



## **5. Procedimiento experimental y tratamiento de errores**

Al realizar cada ensayo es muy importante ser riguroso y seguir el protocolo establecido para no cometer errores innecesarios y conseguir datos fiables. A su vez, es crucial detectar todas las anomalías posibles en los resultados para poder corregirlos a tiempo y evitar que ensayos posteriores se vean afectados por ellas. En este apartado se detallan las soluciones ya existentes para contrarrestar problemas detectados en anteriores estudios y las realizadas durante las prácticas asociadas a este trabajo.

### **5.1. Desarrollo del ensayo no isotérmico**

En la fase previa a la realización del ensayo hay ciertas condiciones que se deben cumplir si se desean obtener buenos resultados. En primer lugar, se debe abrir la válvula VA para vaciar el sistema de aire que pueda haber dentro a causa de las fugas de aire hacia el interior del sistema, ya que se trabaja con presiones menores que la atmosférica. En el caso de haber realizado un ensayo previamente, el vacío se realiza igualmente para retirar el gas que está un poco contaminado al haberse mezclado con las fugas de aire y también para volver a las condiciones de partida.

A su vez, el experimento debe realizarse a una temperatura constante. En tal caso, es importante que, una vez configurada la fuente de alimentación, se espere el tiempo necesario para que se consiga trabajar en las condiciones deseadas. En este caso, el sistema tarda sobre 1 hora en estabilizarse.

Una vez el sistema tenga una presión del orden de los milibares y la temperatura se mantenga constante, se puede proceder a preparar el experimento. Para ello, la válvula VC debe de estar abierta para empezar con la configuración en sistema abierto. De esta forma, los dos depósitos están conectados entre sí y con el tubo de acero inoxidable que, al ser de proporciones mucho mayores al microtubo, puede considerarse como un volumen infinito. Así pues, la transpiración térmica tiene lugar desde el momento en que se empieza a calentar, pero como la presión se distribuye de forma equitativa en el sistema, no se produce ninguna diferencia de presión.

Una vez se ha introducido el gas a estudiar hasta la presión que se requiere (denominada  $P_0$ ), se cambia de configuración al cerrar la válvula VC. De esta forma, los dos depósitos quedan conectados exclusivamente por el microtubo, de tal forma que los dos depósitos quedan acotados por las dimensiones especificadas en la parte del Aparato Experimental. Entonces, la presión empieza a variar de forma exponencial, aumentando en la zona caliente y disminuyendo en la zona fría. En la

configuración utilizada en el laboratorio, ya que las dimensiones de la zona caliente son mucho mayores que las de la zona fría, la variación de presión recogida por el calibrador CGA será mucho menor en comparación a la recogida por el calibrador CGB.

Según el trabajo realizado por Rojas-Cárdenas en 2012, este proceso se puede dividir en 4 fases:

1. La primera fase es el punto de partida del experimento no-isotérmico. Gracias a la configuración en sistema abierto, se obtiene una presión constante y se deduce que el caudal másico inducido por la transpiración térmica es estacionario, plenamente desarrollado, unidireccional y no perturbado.
2. En este punto se cierra la válvula VC y comienza la fase transitoria, la cual comprende las fases 2 y 3. Las suposiciones sobre el caudal sólo se pueden aplicar durante los instantes posteriores al cierre de la válvula, es decir, cuando la variación de presión inducida es tan pequeña que es despreciable.
3. Segunda parte de la fase transitoria donde se aprecia con mayor claridad la variación de presión en los dos depósitos. A medida que avanza el experimento la pendiente se hace menos pronunciada hasta que tiende al equilibrio.
4. Fase final del experimento en la cual el caudal total es nulo debido al flujo de Poiseuille inducido por la propia variación de presión que contrarresta el caudal inducido por la transpiración térmica.

Como se ha mencionado con anterioridad, el objetivo de estos ensayos es analizar la variación de presión en función del tiempo transcurrido. Dicha variación es recogida por los calibradores de presión que emiten la señal recogida en voltios. A través del DAQ se muestra por pantalla la evolución de la presión, lo que permite al usuario controlar las curvas obtenidas y visualizar posibles anomalías que deban o bien ser tratadas numéricamente para ser corregidas o bien para desechar la prueba y empezar una nueva.

## **5.2. Protocolo experimental**

El procedimiento que se realiza para obtener los datos para una presión inicial determinada es bastante simple y se recoge en los siguientes pasos:

1. Se abre la válvula VB para realizar la operación de vaciado. La temperatura debe ser constante para continuar con el experimento.

2. Se abre la válvula VC para preparar la configuración abierta.
3. Una vez se llega a niveles de presión del orden de los milibares, se cierra la válvula VB.
4. Se abre la válvula VA para hacer entrar el gas desde su depósito hasta alcanzar la presión inicial  $P_0$  de estudio. Una vez cerrada se comienzan a registrar los valores de presión recogidos por los calibradores.
5. Después de unos 5-7 minutos para dejar que el gas llegue al equilibrio térmico, se cierra la válvula VC para empezar el experimento.
6. Al cabo de unos 20-30 minutos (dependiendo de la presión a la que se trabaje), cuando se visualiza una variación de presión constante, se deja de tomar datos y se guardan para ser tratados posteriormente.

### **5.3. Desarrollo del ensayo isotérmico**

El objetivo de estos ensayos es el mismo que el de los ensayos no isotérmicos: registrar la variación de presión en función del tiempo transcurrido. Se parte de las mismas condiciones iniciales, con la excepción de modificar el procedimiento experimental, el cual se resume en los siguientes pasos:

1. Se abre la válvula VB para realizar la operación de vaciado. La temperatura debe ser constante para continuar con el experimento.
2. Una vez se llega a niveles de presión del orden de los milibares, se cierra la válvula VB.
3. Se cierra la válvula VC, la cual va a permanecer en este estado a lo largo de todo el experimento.
4. Se introduce el gas abriendo la válvula VA hasta alcanzar la presión inicial  $P_0$  de estudio y se comienzan a registrar los valores de presión recogidos por los calibradores. Inicialmente habrá una diferencia de presión en el sistema ya que el gas sólo puede circular a través del microtubo y, al tener una sección tan reducida, el proceso de equilibrio es más lento.
5. Se espera a que la presión en la zona fría y caliente sea la misma. Una vez los valores registrados de voltaje coincidan, se deja de tomar datos y se guardan para ser tratados posteriormente.

## 5.4. Tratamiento de errores

A lo largo de las prácticas, el equipo ha tenido que hacer frente a varias problemáticas que provocaban una alteración de los datos y, en consecuencia, no se obtenían los resultados esperados. En este apartado se recoge, para cada anomalía, una explicación inicial y la solución realizada para eliminarlo.

### 5.4.1. Pico de presión durante el cierre de la válvula VC

En el cambio de configuración de sistema abierto a cerrado, la válvula VC se cierra. Durante el proceso, el volumen de la válvula se reduce drásticamente, cuyo cambio queda recogido por el calibrador de presión CGB. Al estar situado en la zona fría, que es la que tiene un volumen más pequeño en comparación a la zona caliente, este calibrador es más sensible a los cambios de presión. Por tanto, se produce un pico de presión que, dependiendo de su magnitud, puede afectar en mayor o menor medida a la curva de interpolación llevada a cabo por el programa correspondiente.

Así pues, la solución propuesta es no dejar abierta la válvula VC al completo sino sólo una pequeña porción, lo suficiente para que los depósitos estén conectados entre sí. De esta forma, se reduce el efecto provocado por el cierre de la válvula, atenuando su impacto en el registro de los datos. Aun así, este pequeño error se trata de forma numérica mediante Matlab, cuya porción de código se encuentra adjunta en el Anexo 1 al final del programa.

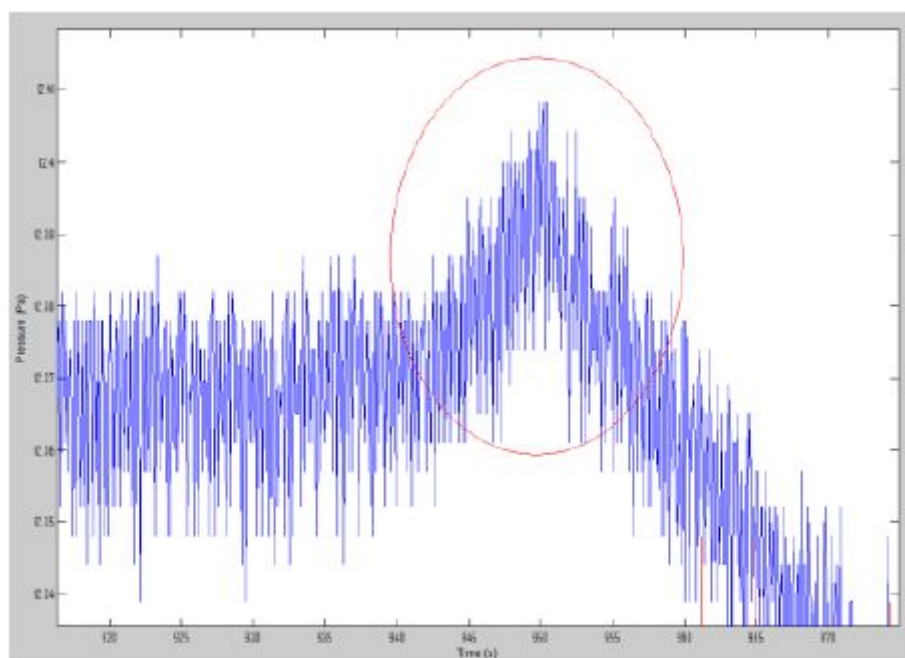


Figura 5.4.1.1. Pico de presión debido al cierre de la válvula de diafragma (Rodrigo Cavalcanti, 2017).

#### 5.4.2. Fugas de aire hacia el interior del sistema

Como se ha mencionado anteriormente (ver Aparato Experimental, Descripción General), todo sistema es permeable, y en consecuencia se debe tener en cuenta la entrada de aire en el sistema. Para cuantificar estas fugas en ciertas piezas, se utiliza un detector de fugas portátil ASM 310 (ver Figura 5.3.2.1.), dispositivo ideal para operar en las condiciones del laboratorio ya que no contamina los componentes que analiza gracias a su sistema libre de aceite. Con sus 21 kilogramos de peso puede ser desplazado con facilidad, y cuenta con una tarjeta SD para guardar los resultados. Gracias a su menú intuitivo, se puede realizar una lectura rápida y no supone un problema para el usuario en cuanto a comprensión de su funcionamiento. La detección de fugas se realiza mediante un espectrómetro de masas de helio, ya que no es tóxico, es químicamente inerte y se encuentra en muy pequeñas cantidades en la atmósfera. Con un caudal de bombeo de 1.1 l/s, se pueden detectar fugas de hasta  $5 \cdot 10^{-12}$  mbar, con un tiempo de respuesta de menos de 1 segundo. Este sistema hace que el procedimiento de detección de fugas sea muy rápido, preciso y eficaz. Este detector se ha empleado para cuantificar las fugas del sistema que cubre un termopar que va a insertarse dentro de la conducción (ver apartado 6.3.), con un resultado final de  $6 \cdot 10^{-7}$  mbar, con lo que se pueden despreciar con respecto a la presión del gas introducido.

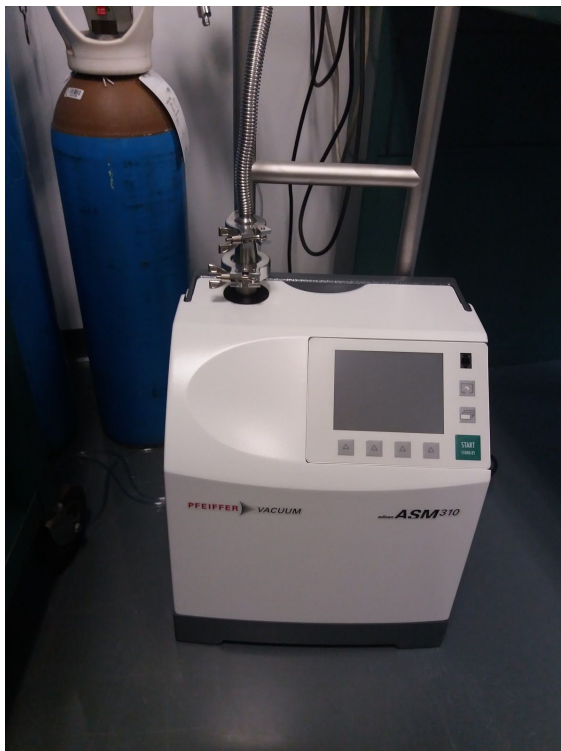


Figura 5.4.2.1. Vista frontal del detector de fugas portátil ASM 310.

En cuanto al sistema en general, se ha registrado la evolución de la presión en el sistema durante 2 horas aproximadamente partiendo de presiones submilimétricas. El resultado es un aumento de la presión lineal cuya pendiente va a determinar el grado de gravedad de las fugas hacia el interior del sistema y, en consecuencia, si afectan en gran medida al desarrollo de los ensayos.

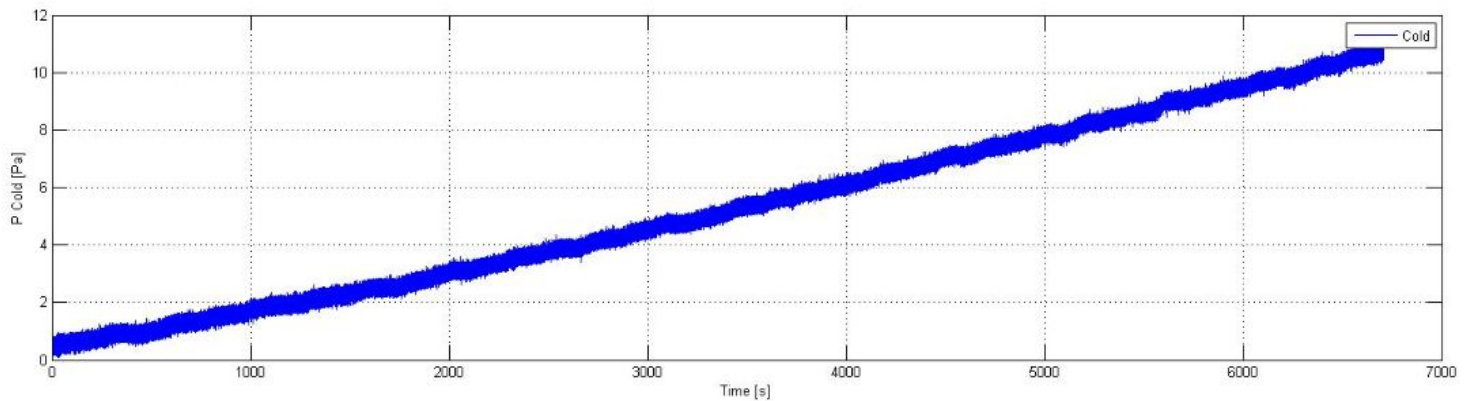


Figura 5.4.2.2. Evolución de la presión en la zona fría con respecto del tiempo.

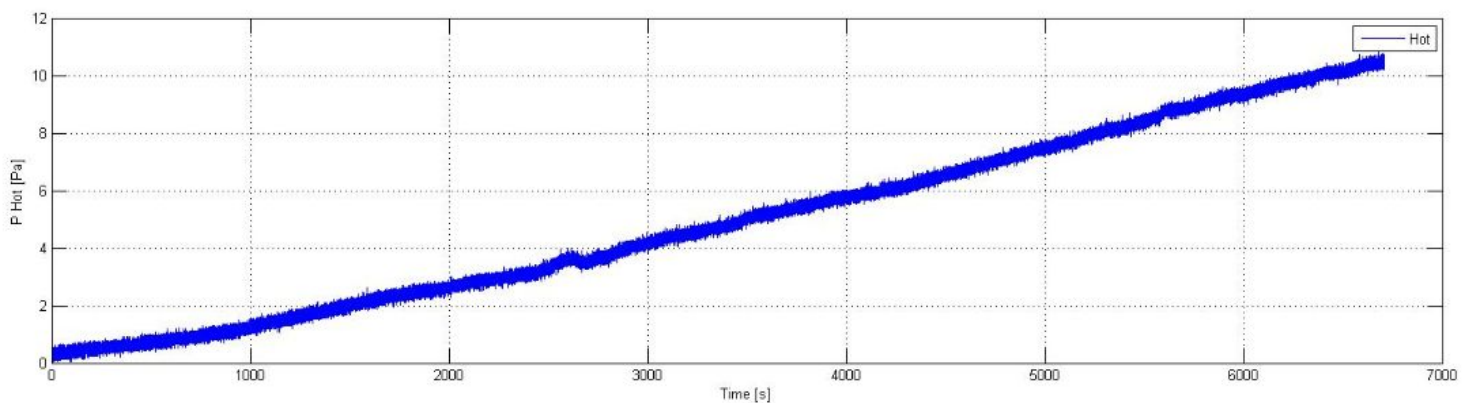


Figura 5.4.2.3. Evolución de la presión en la zona caliente con respecto del tiempo.

Tal y como se puede apreciar, al cabo de una hora la presión ha aumentado aproximadamente unos 5 Pa. Esto supone un aumento de la presión de 0,083 Pa/min, una cantidad despreciable en comparación con las presiones de utilización, que varían de los 32 a los 307 Pa. Por otro lado, a pesar de que el tiempo de estabilización del fenómeno suele estar alrededor de los 20-30 minutos dependiendo de la presión inicial introducida, el aumento de presión va a ser el mismo en las dos zonas, con lo que la diferencia total se mantiene constante. Así pues, aun observando una ligera pendiente en las curvas experimentales el resultado final no se va a ver afectado por las fugas de aire provenientes del exterior del sistema.

## 6. Resultados

Una vez el sistema de estudio está diseñado y el procedimiento experimental está detallado, se realizan los ensayos pertinentes. En este apartado se explica el tratamiento de los datos obtenidos mediante el uso de programas informáticos como Matlab para conseguir las gráficas adecuadas.

### 6.1. Gráfica TPD vs $\delta$ para el argón

Para poder analizar de forma correcta los datos de ensayos que estudian la transpiración térmica, es importante trabajar con los parámetros adecuados para así obtener una representación gráfica más visual. Según el trabajo realizado por Rojas-Cárdenas en 2014, se definen tres parámetros para las características finales de equilibrio: la diferencia de presión térmico molecular (TPD), el ratio de presión térmico molecular (TPR) y el exponente de presión térmico molecular ( $\gamma$ ). Si se denota  $T_h$  la temperatura en la zona caliente,  $T_c$  la temperatura en la zona fría,  $p_{h,\infty}$  la presión en la zona caliente en el equilibrio y  $p_{c,\infty}$  la presión en la zona fría en el equilibrio, estos parámetros se pueden expresar de la siguiente forma:

$$TPD = p_{h,\infty} - p_{c,\infty} = \Delta p_h + \Delta p_c$$

$$TPR = p_{c,\infty}/p_{h,\infty}$$

$$\frac{p_{h,\infty}}{p_{c,\infty}} = \left( \frac{T_h}{T_c} \right)^\gamma$$

Por otro lado, se define  $\delta$  como el parámetro de rarificación, el cual depende de la presión del gas  $p$ , de la longitud característica del sistema  $L$ , de la viscosidad  $\mu$  y de la velocidad molecular  $v$ :

$$\delta = \frac{pL}{\mu v}$$

En este caso, es interesante conocer la variación de presión o TPD que se obtiene para distintas presiones iniciales. Cabe destacar que los anteriores prototipos se constituyen de muchas etapas en serie, de forma que en cada etapa, aplicando un gradiente de temperatura, se obtiene un pequeño aumento de presión que se va acumulando hasta dar la diferencia total en la última etapa. Por tanto, después de cada etapa la presión inicial aumenta, y en consecuencia el TPD también. Como el parámetro de rarificación depende de dicha presión inicial, si se realiza una gráfica del TPD con respecto a  $\delta$ , se puede realizar un buen seguimiento de la evolución de dicho gradiente de presión en función de la presión a la que se encuentre el gas. En

conclusión, se puede estimar con gran precisión el TPD final para una micro bomba con un número determinado de etapas. Una información parecida se puede proporcionar mediante el ratio de presión TPR, ya que indica la relación entre las presiones de las zonas fría y caliente.

Si se revisa el artículo 3. *Time-dependent Experimental Analysis of a Thermal Transpiration Rarefied Gas Flow*, el análisis se suele realizar desde condiciones de régimen libre ( $Kn > 10$ ) hasta de deslizamiento ( $10^{-3} < Kn < 10^{-1}$ ) dado que la variación de presión en estos intervalos es mayor. Por esta razón, se han realizado 15 ensayos a diferentes presiones iniciales entre 32 y 307 Pa, que se corresponde con valores de  $\delta$  entre 0 y 10. Respecto al gradiente de temperatura impuesto, se ha calentado la zona caliente a  $T_h = 105$  °C, y la zona fría se ha mantenido a la temperatura ambiente de la sala. Sin embargo, debido a los efectos de conducción por el microtubo y el tubo de vidrio que lo envuelve, la temperatura final cuando se alcanza el equilibrio en la zona fría es de 25 °C. Por tanto, el gradiente de temperatura final impuesto es de 80 °C.

A lo largo del experimento los datos son recogidos y mostrados por pantalla utilizando el software Labview, muy útil para las aplicaciones que requieren pruebas, medidas y control con acceso rápido a la información. Gracias a él, es posible realizar un seguimiento en tiempo real de la evolución de la temperatura y la presión en el sistema.



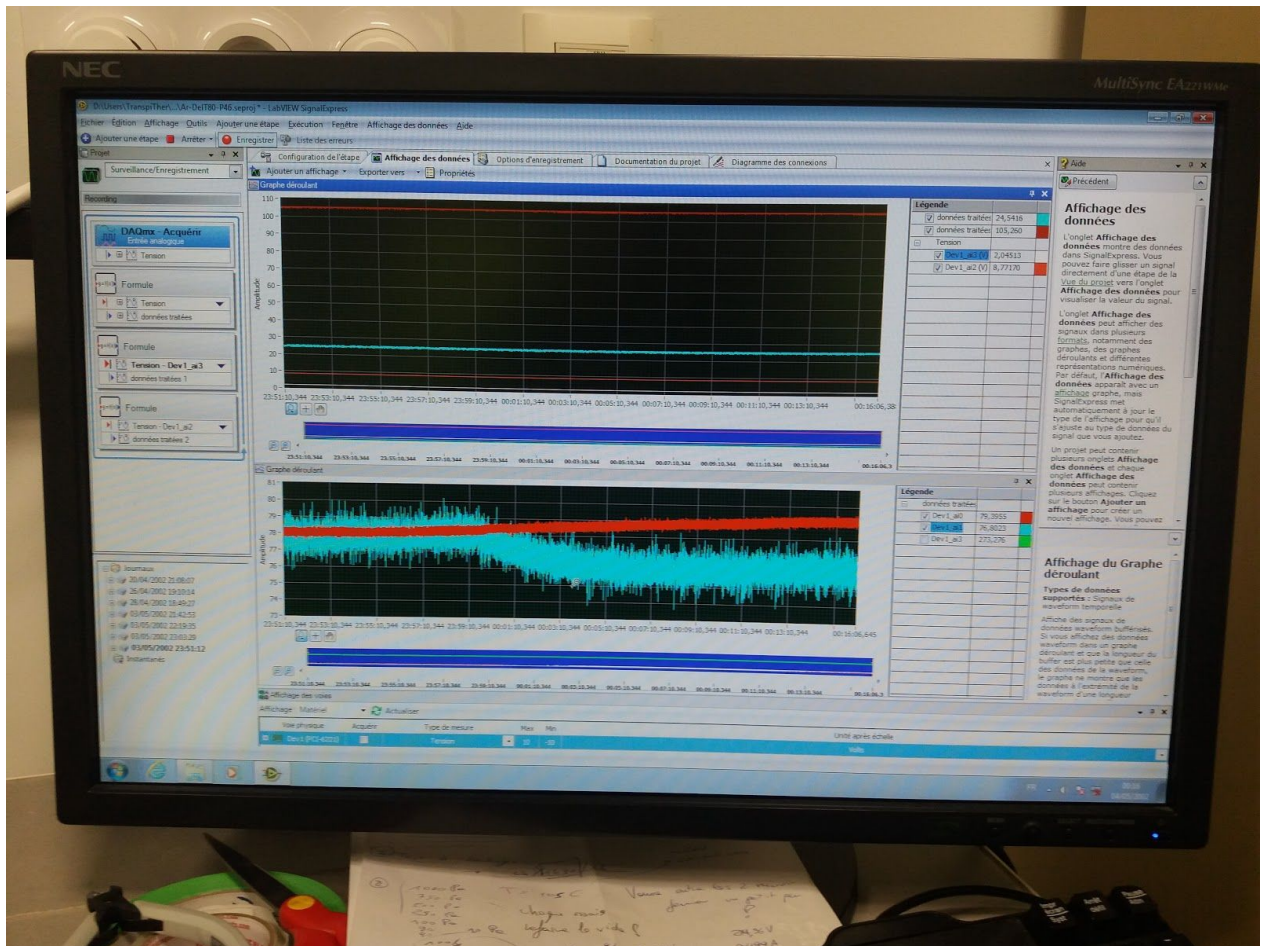


Figura 6.1.1. Resultados obtenidos después de realizar un ensayo completo mediante el software Labview. En la gráfica de arriba se registran las temperaturas de las dos zonas (parte superior: zona caliente, parte inferior: zona fría) y en la gráfica de abajo se registra la presión (curva roja: zona caliente, curva azul: zona fría).

Una vez finalizada la prueba, los datos son introducidos en un programa de Matlab (ver Anexo 1) diseñado por el equipo que muestra la variación de presión y temperatura en los dos depósitos en función del tiempo. Simplemente destacar que la temperatura está medida en voltios. En la primera imagen se pueden observar las distintas fases enunciadas en el apartado 5.1.; en la segunda, la consiguiente diferencia de presión total obtenida entre las dos zonas. Las últimas dos imágenes tiene como función realizar un seguimiento de la temperatura en los dos depósitos, la cual debe mantenerse constante para que el gas se encuentre a lo largo del ensayo bajo las mismas condiciones en todo momento. En el caso de observar fluctuaciones importantes (del orden de 0,5 °C o más), el intervalo correspondiente de datos no puede ser utilizado.

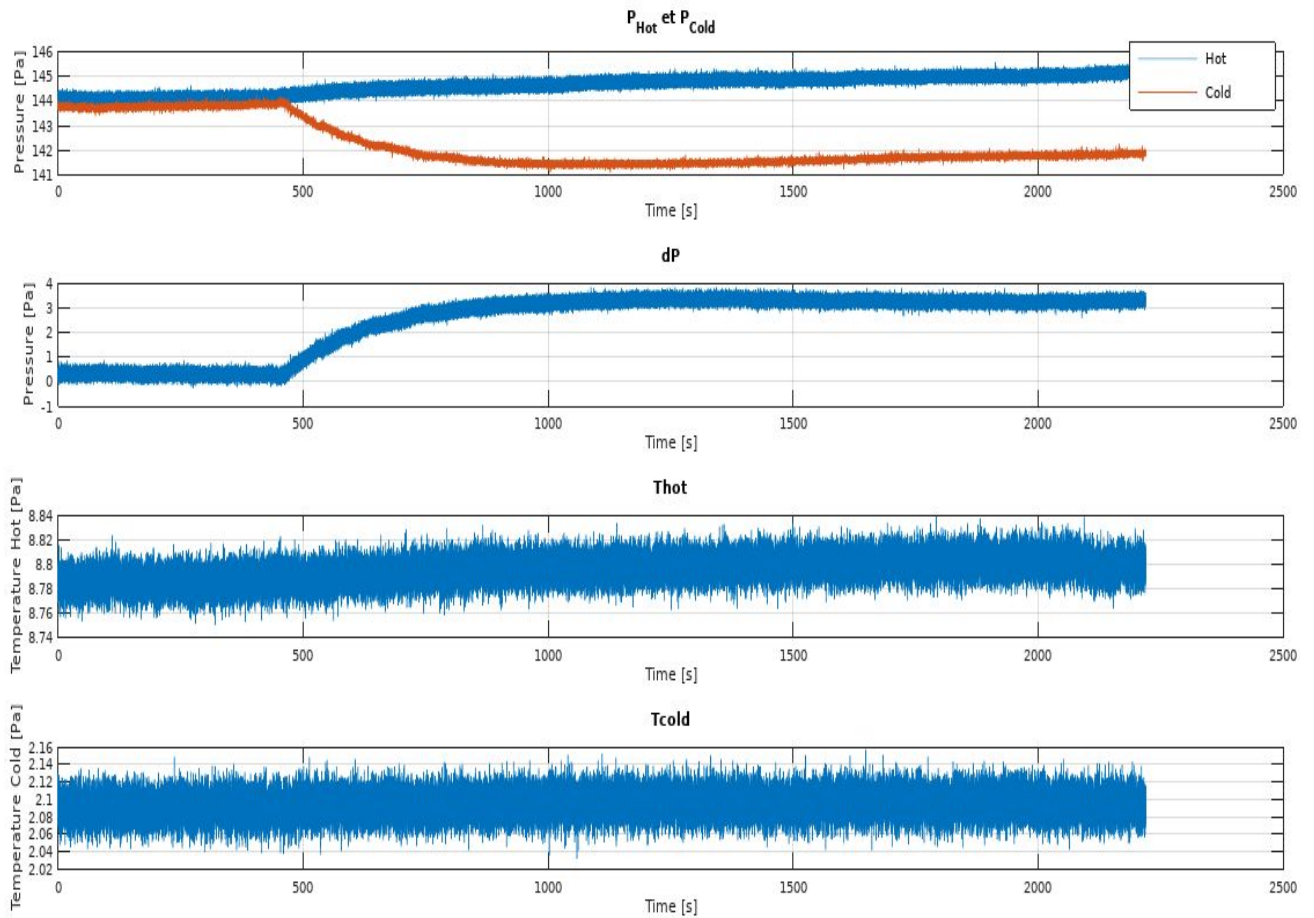


Figura 6.1.2. Resultados obtenidos de Matlab para  $P = 144 \text{ Pa}$ . Empezando por arriba: a) evolución de la presión en función del tiempo, b) gradiente de presión en función del tiempo, c) registro de la temperatura en la zona caliente, d) registro de la temperatura en la zona fría.

Estos datos se acumulan para los 15 ensayos realizados. Para obtener la gráfica, se utiliza otro programa de Matlab (ver Anexo 2) en el cual se tratan los datos analíticamente para conseguir el TPD y el TPR en función del parámetro de rarificación  $\delta$ . A su vez, se adjunta la curva obtenida por el modelo numérico a implantar para realizar las comparaciones pertinentes y extraer las conclusiones respecto a su validez.

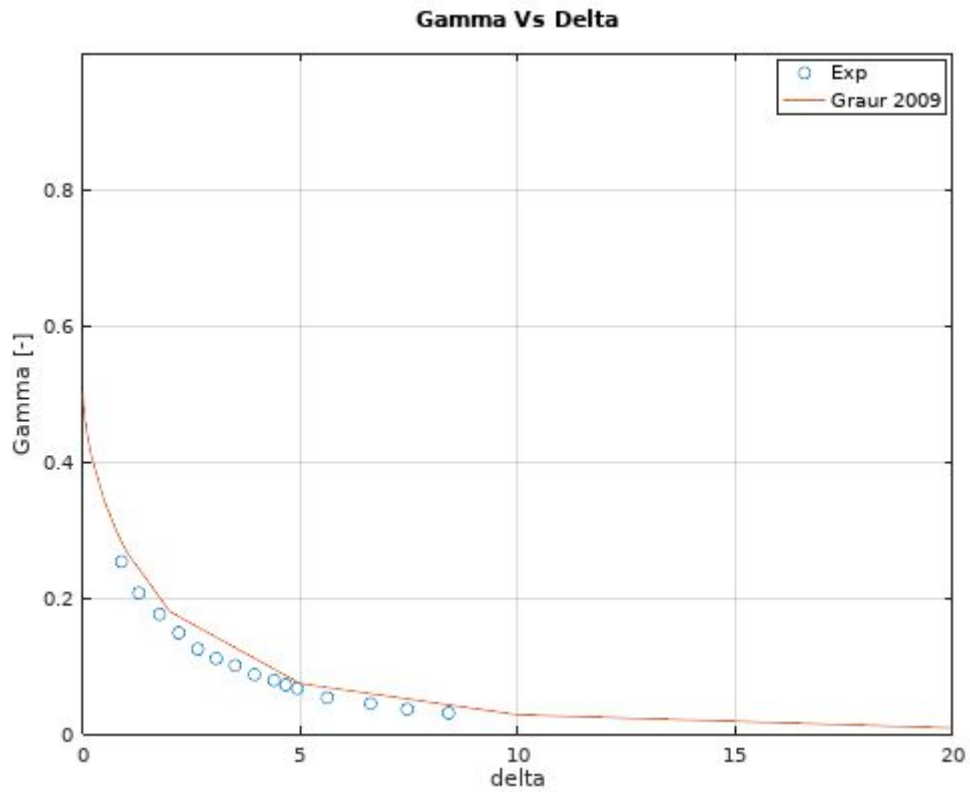


Figura 6.1.3. Gráfica del exponente de presión térmico molecular  $\gamma$  en función del parámetro de rarefacción  $\delta$ .

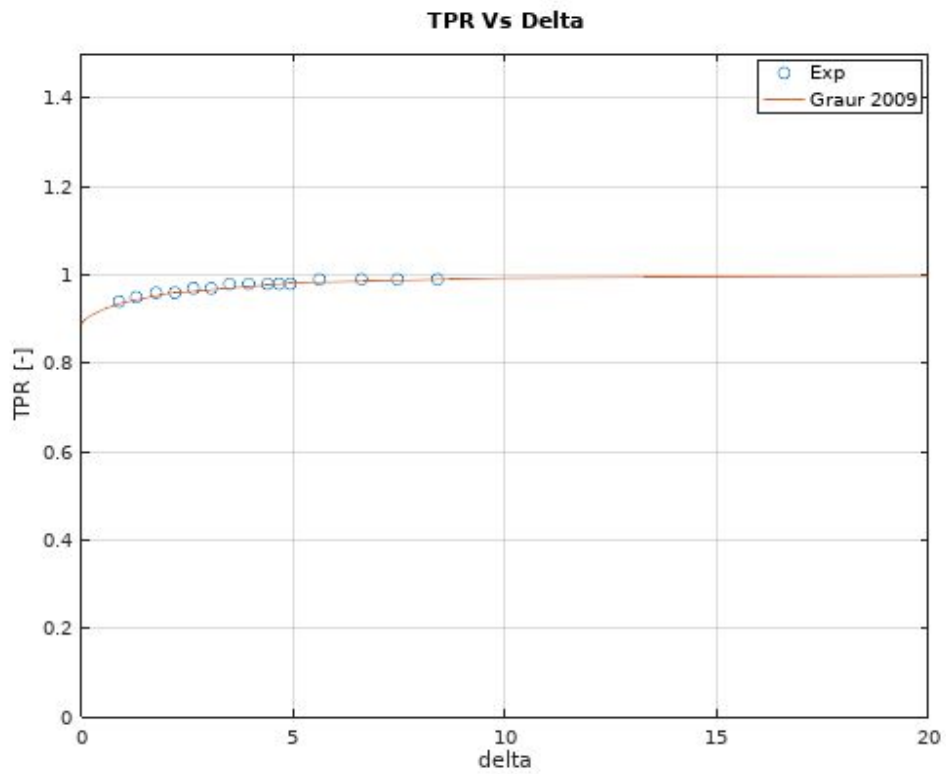


Figura 6.1.4. Gráfica del ratio de presión térmico molecular  $TPR$  en función del parámetro de rarefacción  $\delta$ .

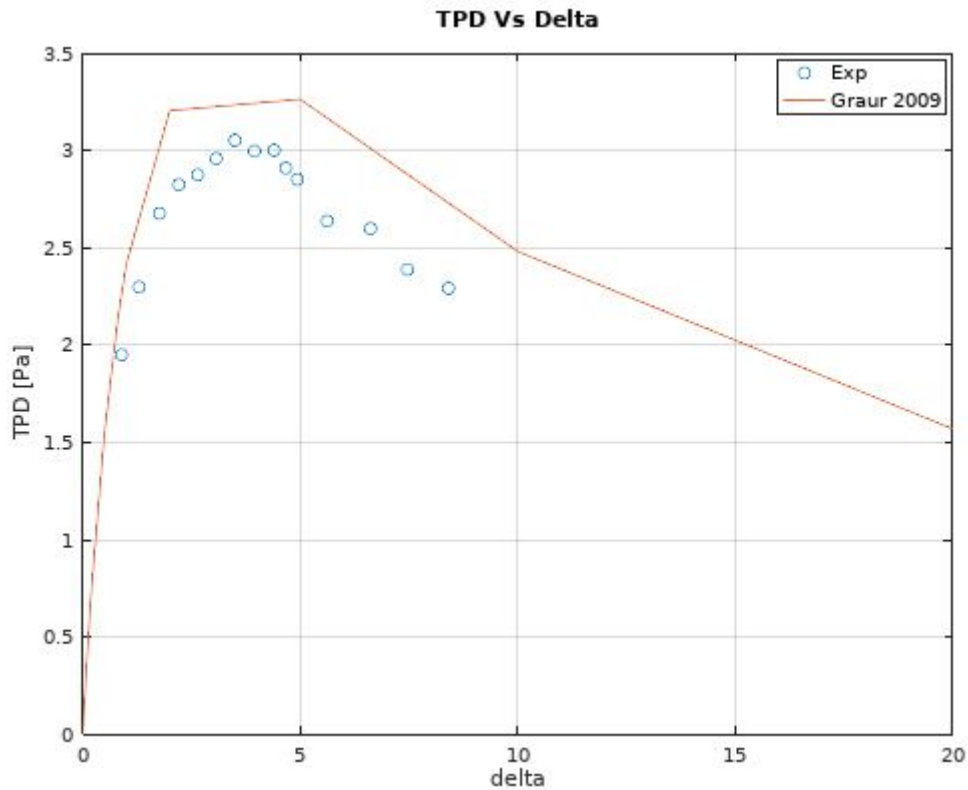


Figura 6.1.5. Gráfica de la diferencia de presión térmico molecular TPD en función del parámetro de rarificación  $\delta$ .

Comenzando por la Figura 6.1.3 y la Figura 6.1.4, se puede apreciar un buen seguimiento de los puntos experimentales respecto de la curva obtenida por el modelo numérico, aunque en la Figura 6.1.3. los puntos experimentales distan un poco de la curva numérica. Sin embargo, si se analiza la Figura 6.1.5., los puntos obtenidos describen una curva muy parecida a la realizada por el modelo numérico de Sharipov aunque no llegan a coincidir del todo con ella. Este detalle se debe principalmente a una suposición realizada por el equipo al asumir que la temperatura del gas es la misma que la aplicada en la zona caliente. En el apartado 6.3. se detalla la solución realizada para determinar con precisión dicha temperatura. Por otro lado, en el artículo publicado por Irina Graur y Félix Sharipov se opta por utilizar un coeficiente de acomodación de 1 para trazar la gráfica numérica. Sin embargo, como se ha dicho anteriormente, dicha suposición puede no ser del todo exacta, y por tanto es necesaria una revisión de los coeficientes de acomodación empleados.

Para realizar una mejor valoración de los datos experimentales, el Instituto Clément Ader trabaja con el doctor Diminitris Valougeorgis y el estudiante de doctorado Giorgios Tatsios de la universidad de Tesalia en Volos, Grecia, los cuales están desarrollando un modelo numérico que obtenga el valor exacto de dichos coeficientes de acomodación. De esa forma, se conseguirá obtener una gráfica numérica más precisa y fiable.

Por otra parte, una explicación que razona la disparidad de concordancia entre el TPD y el TPR con respecto del modelo numérico se encuentra en el estudio realizado por Rojas-Cardenas en 2014. En él, se razona que el TPD es un valor dimensional, ya que está expresado en pascales. Por consiguiente, este valor tiene una dependencia en el gas utilizado, y por tanto variará en función de ese parámetro. Por esta razón, las suposiciones realizadas en el modelo numérico y por el equipo de Microfluidics pueden ser las causantes de esa distancia que separa las dos curvas, aunque es necesaria una confirmación por parte de los homólogos griegos.

Sin embargo, el artículo especifica que el TPR es un valor adimensional, conclusión que se puede extraer directamente de la fórmula. Así pues, este parámetro no se ve afectado por la naturaleza del gas que se estudia, y en consecuencia se obtendrán curvas muy próximas. Debido a esta característica, el TPR no es un buen criterio para validar el modelo, puesto que es muy difícil determinar posibles errores tal y como se ha observado con el TPD.

## **6.2. Ensayos isotérmicos: cálculo de los volúmenes**

Estos ensayos van a ser cruciales para determinar los parámetros de acomodación del argón de forma muy precisa y así conseguir una mejor concordancia de las gráficas resultantes. Con la base teórica explicada en el apartado 3.4. y siguiendo el procedimiento experimental del apartado 5.3., se van registrando ensayos dependiendo de la presión final de equilibrio, la cual está relacionada con el parámetro de rarificación. De esta forma, se consigue obtener una gran cantidad de datos para un amplio intervalo del número de Knudsen y poder estudiar el comportamiento del gas en los distintos regímenes. Sin embargo, antes de proceder a determinar dichos coeficientes se consideró oportuno recalcular los volúmenes de las zonas fría y caliente puesto que el estudiante Rodrigo Cavalcanti, quien se encargó de esta tarea (apartado 4.1.2.), realizó un estudio sobre ellos de forma rápida antes de que finalizara su estancia en prácticas. Así pues, para evitar la acumulación de posibles errores, se diseñó una técnica para realizar la comparación pertinente.

El método pensado para llegar a este objetivo es realizar dos tipos de ensayos isotérmicos, uno con la configuración inicial del ensayo y otro con un volumen extra insertado en la zona fría. Esta variación de volumen tiene su explicación en el apartado 3.4., donde se define el caudal a partir de la ley de los gases ideales.

$$\frac{dm_i}{dt} = \left| \frac{V_i}{RT} \frac{dP_i}{dt} \right|$$

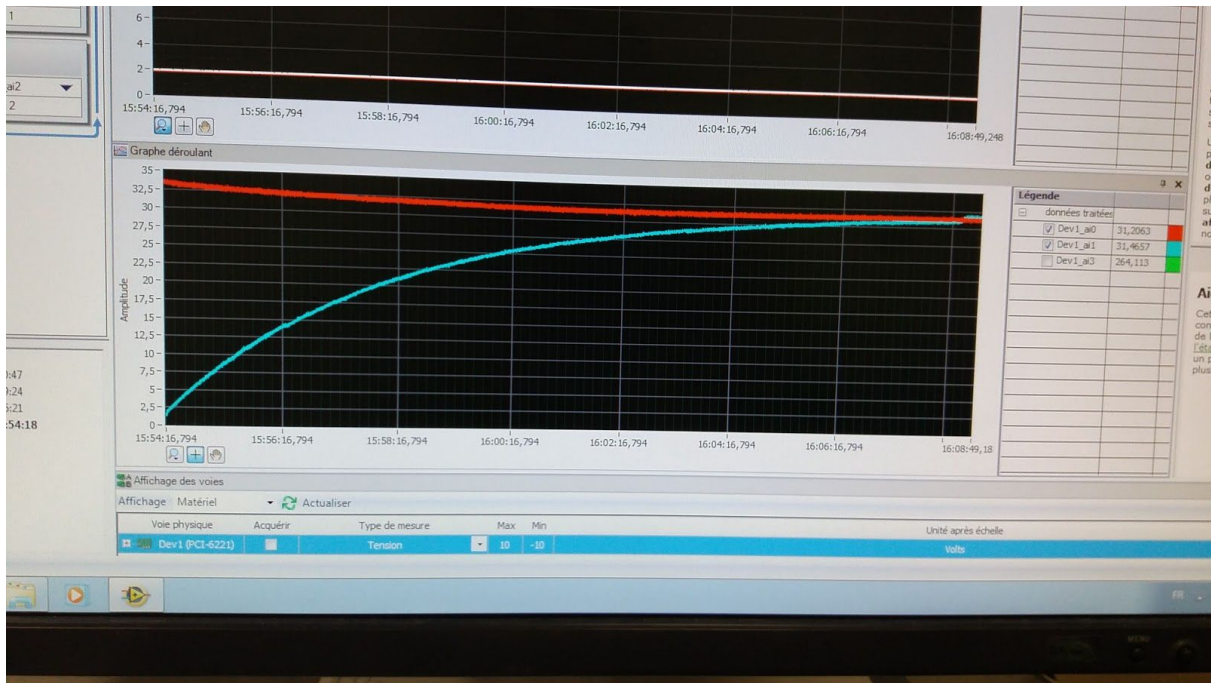
Como el caudal que circula por los dos depósitos es el mismo, se puede deducir la siguiente ecuación, siendo el índice 1 referente a la zona caliente y 2 a la zona fría:

$$\frac{V_1}{RT} \frac{dP_1}{dt} = \frac{V_2}{RT} \frac{dP_2}{dt}$$

En ella, tanto la constante de los gases R como la temperatura del sistema T son iguales en los dos casos, siendo esta última la temperatura ambiente de la sala. Por tanto, registrando la variación de presión en función del tiempo para cada configuración queda como incógnita el volumen de cada zona. Sin embargo, de momento hay una ecuación con dos incógnitas a resolver, así que al modificar el volumen de la zona fría insertando otro de volumen conocido se consigue la segunda ecuación:

$$\frac{V_1}{RT} \frac{dP_1}{dt} = \frac{V_2'}{RT} \frac{dP_2}{dt}$$

De esta forma, se puede comprobar de forma fácil si los resultados de Cavalcanti son buenos o no. Partiendo del procedimiento experimental del apartado 5.3. se obtienen curvas como la siguiente para diferentes presiones de equilibrio con la configuración inicial.



*Figura 6.2.1. Registro del ensayo isotérmico. Se parte de una diferencia de presión y el sistema evoluciona hacia el equilibrio dependiendo del tamaño de los volúmenes.*

A continuación, se inserta el volumen de la siguiente figura, el cual tiene un volumen certificado por el fabricante de  $500 \pm 25$  ml. En el laboratorio, rellenando el recipiente de agua destilada y utilizando su densidad a temperatura ambiente se ha obtenido un volumen de 486.5 ml, valor que está dentro del margen establecido.



*Figura 6.2.2. Volumen extra insertado en la zona fría.*

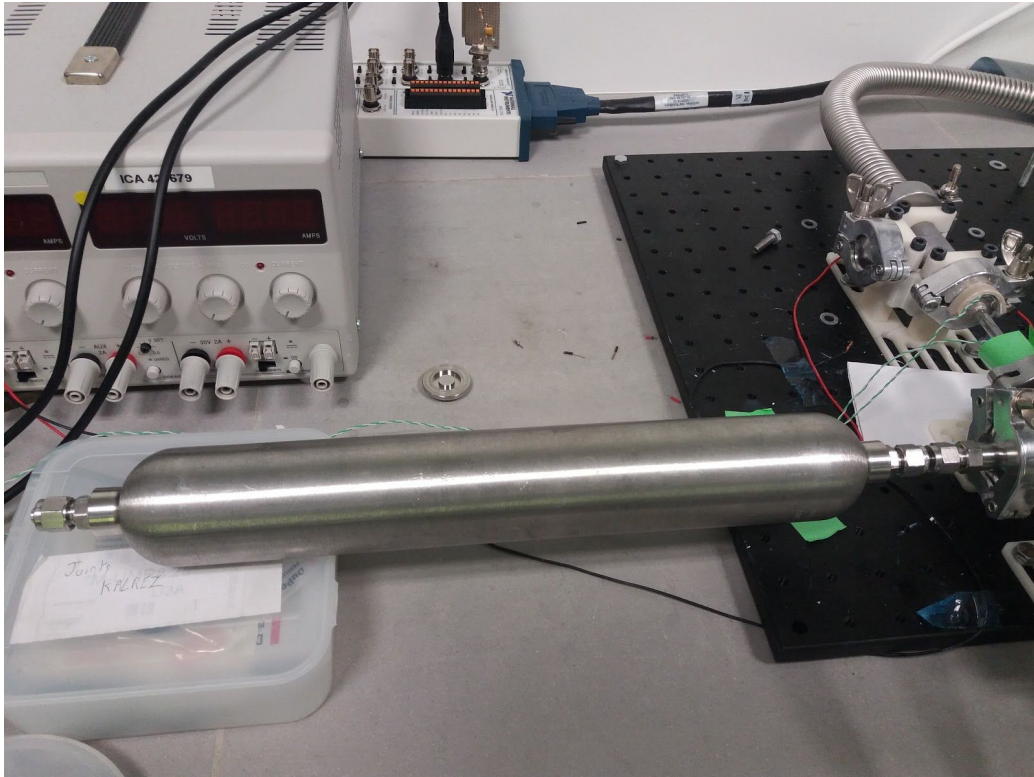


Figura 6.2.3. Resultado final al insertar el volumen extra.

Una vez se tienen las curvas, se emplea el programa del Anexo 4 para determinar la variación de presión media mediante el mismo método pero de dos formas distintas. El primero se basa en el artículo explicado en el apartado 3.4. el cual obtiene la gráfica de los coeficientes resultantes de la interpolación. El segundo, más simple que el primero y que se basa en los datos experimentales, es la denominada “técnica dinámica de volumen constante” proveniente del artículo 6. *Time-dependent methodology for non-stationary mass flow rate measure*. Si dan resultados parecidos, se puede afirmar que la interpolación realizada de los datos obtenidos es correcta.

$$\frac{p_f - p_2(t)}{p_1(t) - p_f} = \frac{V_1}{V_2}$$

Por tanto, introduciendo las dos versiones en el programa y analizando los datos registrados se obtienen las siguientes gráficas, en las cuales se muestra la tangente media de las curvas. La curva verde corresponde con el resultado del primer método mientras que la curva azul es resultado de aplicar el segundo método. Como se puede observar, el primero da lugar a una curva prácticamente estable respecto de un valor, ya que tiene en cuenta la variación lineal de la conductancia del fluido a través de los coeficientes. No obstante, el segundo fluctúa más alrededor de un valor determinado, debido a que su numerador se va haciendo cada vez más pequeño y, en consecuencia, menos estable.



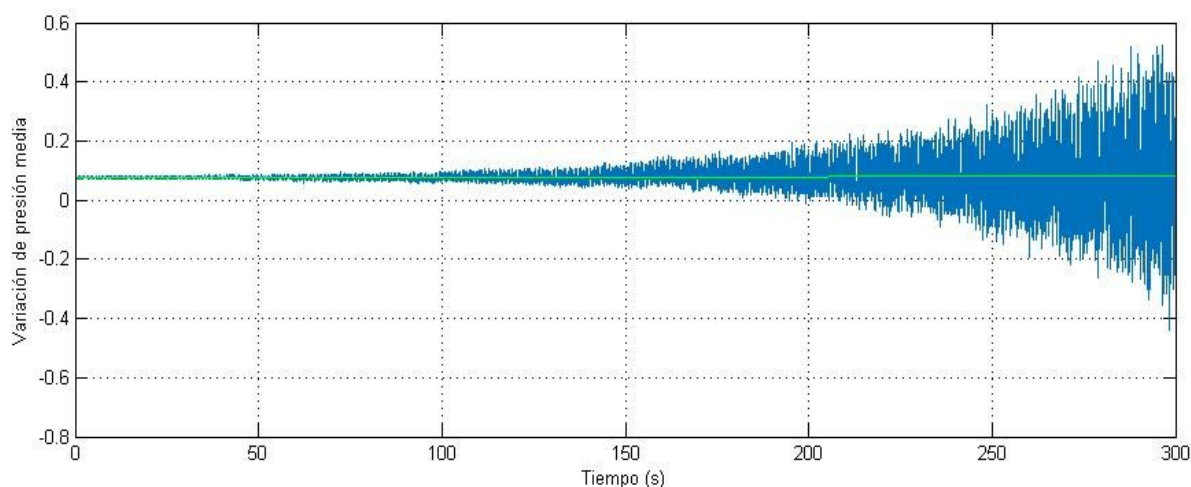


Figura 6.2.4. Variación de presión media con respecto del tiempo transcurrido. Curva verde: primera variante; curva azul: segunda variante.

A causa de las inestabilidades generadas por el segundo método, sólo se pueden elegir los resultados que den una gráfica parecida a la anterior, es decir, que ambas den un valor de variación de presión media muy cercano. En otro tipo de experimentos es posible encontrarse con gráficas como la mostrada a continuación, en la cual se observa que la curva azul tiene un comportamiento errático y poco lógico, con lo que deben rechazarse los datos tomados.

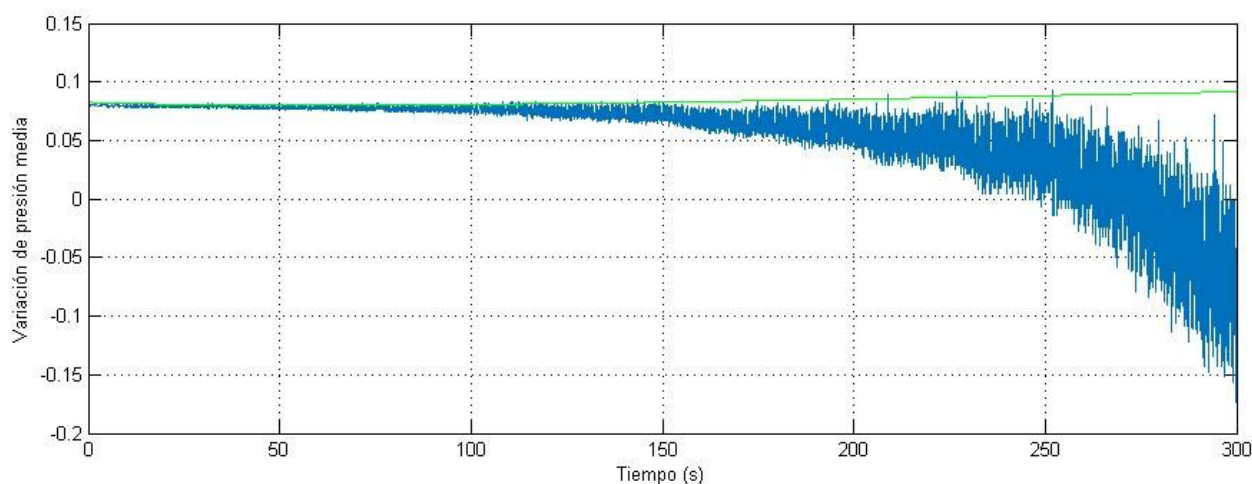


Figura 6.2.5. Variación de presión media con respecto del tiempo transcurrido. Tal y como se observa, la curva azul no se establece alrededor de un valor, con lo que no tiene ningún sentido físico.

Así pues, una vez seleccionados los ficheros con resultados óptimos, se procede a cuantificar los valores de variación de presión, el cual es extraído del programa del Anexo 4, al igual que los coeficientes del primer método. Con los termopares situados en las zonas fría y caliente se obtiene la temperatura de trabajo. Además,

se utilizan las definiciones del apartado 2.1. y 2.2. sobre el parámetro de rarificación  $\delta$  y la viscosidad dinámica del fluido  $\mu$ . En este caso, al tratarse de un tubo, se emplea  $a = D/2$ , tal y como realizan los artículos citados.

$$\delta = \frac{PD}{2\mu v_m}, \quad v_m = \sqrt{2RT}$$

$$\mu = \mu_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^\omega$$

En las siguientes tablas están registrados los datos extraídos del programa. La primera corresponde a la configuración inicial y la segunda a la inserción del volumen adicional en la zona fría.

Pin	$\psi_{A1}$ [Pa]	$\psi_{A2}$ [Pa]	$\psi_B$ [Pa]	$\tau$ [s]	Peq [Pa]	Th [°C]	Tc [°C]	$\Delta T$ [°C]	Tmoy [°C]	$\mu$ [Pa.s]	$\delta$ [-]	Mean T.R
800	-21,529	294,133	-0,405	150,431	174,305	295,177	295,866	0,689	295,522	2,26E-05	5,341	0,091
900	-23,743	356,331	-0,349	106,298	308,153	295,013	295,728	0,715	295,370	2,26E-05	9,449	0,121
800	-15,308	216,138	-0,177	96,714	323,680	295,564	296,271	0,707	295,917	2,26E-05	9,901	0,100
800	-22,900	322,606	-0,291	99,542	338,653	295,265	295,948	0,683	295,607	2,26E-05	10,373	0,107
500	-17,282	224,232	-0,345	163,154	149,749	295,501	296,164	0,663	295,833	2,26E-05	4,582	0,088
750	-18,648	243,172	-0,155	77,314	475,201	295,574	296,248	0,673	295,911	2,26E-05	14,536	0,096
1100	-18,400	270,323	-0,124	52,087	783,351	295,683	296,361	0,678	296,022	2,26E-05	23,951	0,179

Figura 6.2.6. Tabla de resultados para la configuración inicial.

Pin	$\psi_{A1}$ [Pa]	$\psi_{A2}$ [Pa]	$\psi_B$ [Pa]	$\tau$ [s]	Peq [Pa]	Th [°C]	Tc [°C]	$\Delta T$ [°C]	Tmoy [°C]	$\mu$ [Pa.s]	$\delta$ [-]	Mean T.R
127	59,565	-68,129	-0,029	1385,400	71,935	295,000	295,700	0,700	295,350	2,26E-05	2,206	0,657
710	333,709	-416,554	0,090	542,098	393,856	295,109	295,805	0,695	295,457	2,26E-05	12,072	0,843
830	392,154	-482,575	0,083	482,787	463,693	294,668	295,376	0,708	295,022	2,25E-05	14,240	0,824

Figura 6.2.7. Tabla de resultados para la configuración con el volumen adicional.

Como resultado, la variación de presión media para la configuración inicial es de 0,112 y para la configuración con el volumen adicional es de 0,775. En definitiva, se pueden determinar los volúmenes de ambas zonas utilizando las siguientes expresiones que relacionan los volúmenes entre sí, extraídas de la ley de los gases ideales. Cabe destacar que se han elegido un número determinado de columnas cada vez para obtener varios resultados y así comprobar que están alrededor de un valor fijo.

$$\frac{dP_1}{dt} - \frac{dP_2}{dt} = \frac{V_{ad}}{V_1}$$

$$\frac{dP_1}{dt} = \frac{V_2}{V_1}$$

N° rows	Mean T.R	V1 (L)	V2 (L)	V1 Rodrigo (L)	V2 Rodrigo (L)
4	0,105	0,704	0,074	0,688	0,054
6	0,101	0,699	0,070	0,688	0,054
7	0,112	0,711	0,080	0,688	0,054

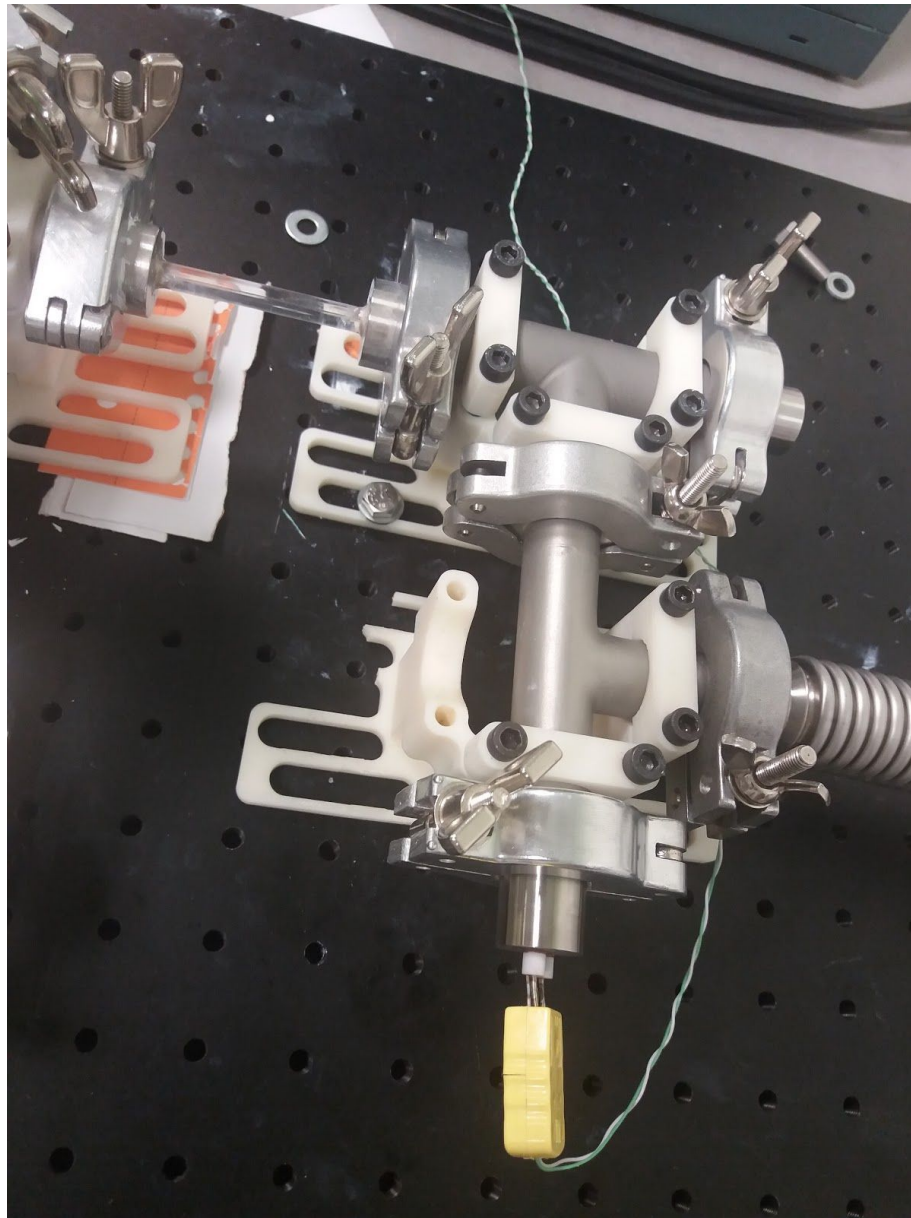
Figura 6.2.8. Resultados de los volúmenes para un número determinado de columnas.

Si se comparan estos resultados con los calculados por Rodrigo Cavalcanti, se aprecia una buena concordancia respecto a la zona caliente, a pesar que los resultados de la zona fría no concuerdan bastante. Sin embargo, esta comparación es simplemente de carácter consultivo, puesto que el análisis realizado por Cavalcanti fue, como ya se ha mencionado, hecho con prisas, y por tanto es más propenso a contener errores. Por otro lado, estos datos sirven para mejorar la calidad del código que servirá para determinar los coeficientes de acomodación.

### 6.3. Modificación del ensayo para mejorar la curva experimental

Como se ha explicado en el apartado 6.1., la gráfica de la diferencia de presión térmico molecular TPD en función del parámetro de rarefacción  $\delta$  no muestra una buena concordancia entre la curva experimental y la numérica. En el apartado 6.2. se ha trabajado sobre precisar en los valores de los coeficientes de acomodación para mejorar la precisión de la curva numérica. En este apartado se explica la modificación que se ha llevado a cabo en el montaje experimental con el mismo fin que el apartado anterior pero centrado en la curva experimental.

Para empezar, hay una suposición muy importante que, a raíz de los resultados del apartado 6.1., no debería tenerse en cuenta. Tal y como se detalla en el apartado 4.1.3., a pesar de no tener una lectura directa sobre la temperatura en el interior del tubo, se puede suponer aplicando la ecuación descrita en dicho apartado, la cual no dista mucho de la medida en la superficie. Así pues, el equipo ha decidido insertar un termopar en el interior del sistema en una zona cercana a la posición del hilo que calienta un extremo del microtubo mediante la fuente de alimentación. Con la ayuda de un muelle, se consigue mantener el contacto con la superficie de la pared del tubo, de forma que la lectura obtenida es la deseada. De esta forma, se tiene un control directo de la temperatura exacta de las partículas, información que puede dar lugar a una buena concordancia entre las dos curvas analizadas.



*Figura 6.3.1. Vista exterior de la modificación del ensayo experimental.*

El siguiente paso es medir dicha diferencia de temperatura entre el interior del tubo y su superficie calentando mediante el alambre metálico al aplicar diferentes voltajes. El alambre se sitúa en la superficie de un extremo del tubo, cuya temperatura se define  $T_{hot}$ , y por pérdidas en el flujo por conducción se obtiene una diferencia  $\Delta T$  con respecto a la temperatura interior  $T_{inside}$ . La convección exterior se minimiza al máximo colocando el aislante térmico por encima del alambre. La temperatura del otro extremo  $T_{cold}$  se mantiene a temperatura ambiente a lo largo del proceso, aunque se registran fluctuaciones debido a la convección del aire y al flujo de conducción proveniente del otro extremo. Las lecturas obtenidas por el programa Labview se tratan con Matlab mediante el programa del Anexo 3 y se realiza una tabla con los valores de voltaje y la temperatura correspondiente.

V_cold (V)	V_hot (V)	V_inside (V)	T_hot (°C)	T_cold (°C)	T_inside (°C)	Delta T (°C)
1,80	4,13	3,93	49,93	21,24	44,57	5,37
1,90	4,84	4,56	58,54	22,44	51,95	6,59
1,86	5,91	5,49	71,45	21,99	62,81	8,64
1,82	6,94	6,41	83,96	21,44	73,46	10,50
1,87	7,74	7,10	93,59	22,11	81,60	11,99
1,89	8,58	7,85	103,83	22,34	90,27	13,56
1,85	9,29	8,46	112,41	21,81	97,36	15,05
1,91	9,83	8,94	118,95	22,49	102,95	16,00

Figura 6.3.2. Resultados obtenidos del análisis experimental de la diferencia temperatura entre el interior y el exterior del tubo.

Posteriormente se dibujan en Excel las gráficas correspondientes a la evolución de la temperatura en el interior respecto a la zona calentada por el alambre y a la diferencia de temperatura registrada respecto a la temperatura exterior. En las gráficas se indican las líneas de tendencia lineal y el valor de R.

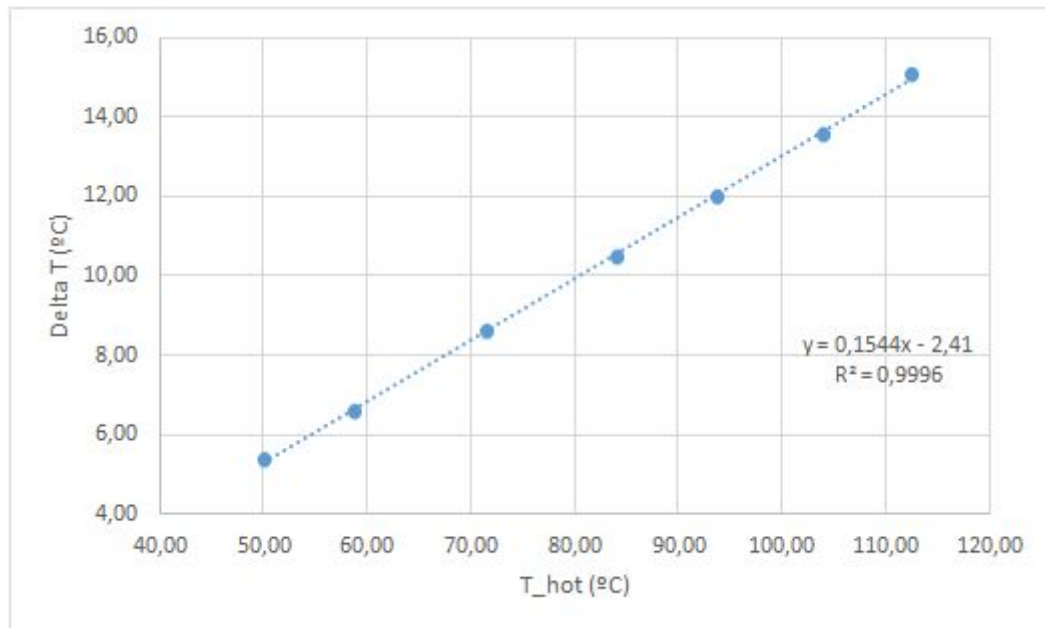


Figura 6.3.3. Gráfica de la variación de temperatura entre el interior y el exterior respecto a la temperatura aplicada en la zona caliente.

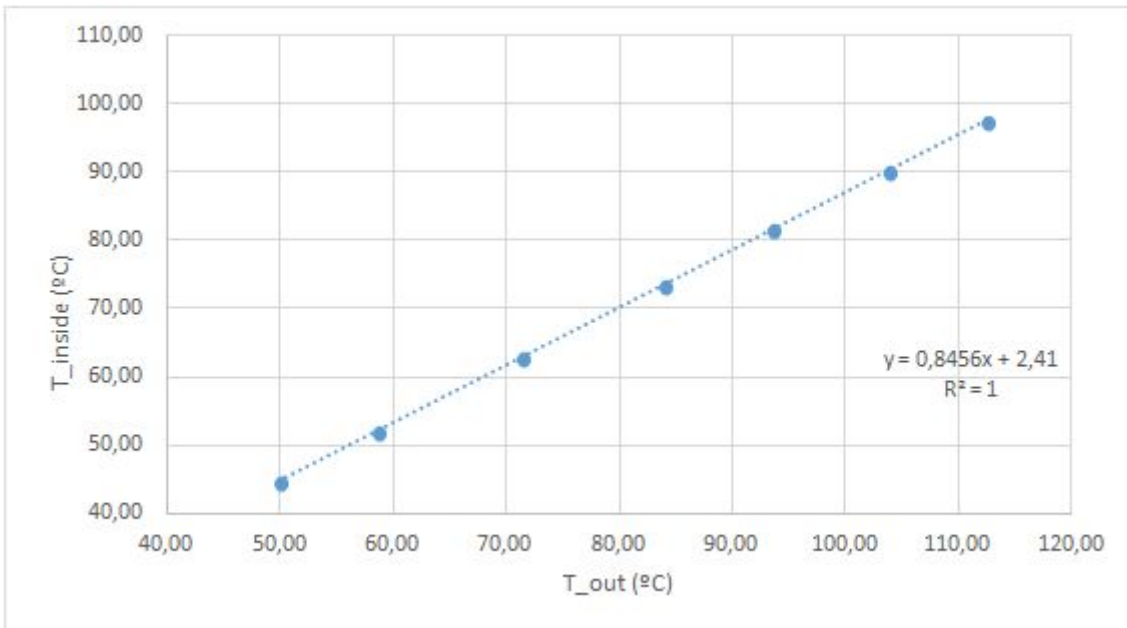


Figura 6.3.4. Gráfica de la temperatura en el interior del tubo respecto a la temperatura aplicada en la zona caliente.

Tal y como se puede observar, la evolución de la temperatura sigue un comportamiento lineal, con lo que a mayor gradiente de temperatura aplicado, mayor es la diferencia entre el interior y el exterior del tubo. En relación a los experimentos llevados a cabo en el apartado 6.1., al calentar a una temperatura de 105 °C para trabajar en las mismas condiciones, en realidad el gas estaba a una temperatura de 90 °C, es decir, la diferencia final es de aproximadamente 15°C, aspecto muy importante a la hora de realizar las gráficas correspondientes puesto que este término influye en el parámetro de rarefacción  $\delta$ . Afortunadamente, los datos obtenidos siguen siendo válidos, con lo que simplemente es necesario cambiar el código empleado para que se ajuste a la temperatura adecuada.

#### 6.4. Comparación con la literatura y con el modelo numérico modificado

A lo largo de este apartado se ha explicado el procedimiento llevado a cabo para obtener una buena concordancia entre los datos obtenidos mediante los ensayos experimentales y el modelo numérico escogido. Visto que en un principio ambas se encontraban alejadas, se han detallado los cambios, modificaciones y ensayos adicionales realizados para estar seguros de trabajar con datos fiables con el fin de llegar a la meta establecida. Tal y como se ha mencionado en el apartado 6.1., la universidad de Tesalia se dedica a obtener los resultados numéricos adaptados a los nuevos datos realizados en el laboratorio. Puesto que los modelos empleados suelen tardar entre días y semanas en calcular las múltiples iteraciones, los resultados finales no han podido ser obtenidos pero se han recibido los resultados calculados hasta el momento para realizar las comparaciones pertinentes. Para

tener un análisis más completo, se van a comparar los ensayos experimentales con una tesis que también ha estudiado la precisión de modelos numéricos respecto a sus resultados obtenidos para así poder verificar tanto la validez de nuestros datos como el montaje experimental empleado.

En la literatura científica existen artículos que se dedican principalmente a estudiar el comportamiento de los gases de forma empírica ( Rojas-Cárdenas 2013, 2014, 2017) y otros que se centran en resolver la ecuación de Boltzmann aplicando distintos modelos para obtener resultados numéricos que predigan dicho comportamiento (Sharipov 1999 y 2009). Sin embargo, es muy difícil encontrar publicaciones que realicen una comparación entre ambas metodologías. Una de las que sirven como referencia es la tesis del profesor Marcos Rojas-Cárdenas *Temperature Gradient Induced Rarefied Gas Flows*. Su trabajo se basó en estudiar el comportamiento del argón, nitrógeno y helio en un montaje experimental muy parecido al descrito en el apartado 4 y comparar los resultados extraídos con los modelos DSMC y S, en cuyo último se basa el modelo de Sharipov que sirve como referente numérico.

Para empezar, el banco de ensayos empleado consistía en los mismos elementos principales, con la única diferencia de emplear una cámara infrarroja además de posicionar los termopares en cada uno de los depósitos para obtener la lectura de temperatura tanto en la zona caliente y fría como en toda la extensión del microtubo. Mediante este método se buscaba verificar a partir de dos fuentes de información distintas la lectura de temperatura, ya que es un parámetro crucial a la hora de procesar los datos registrados.

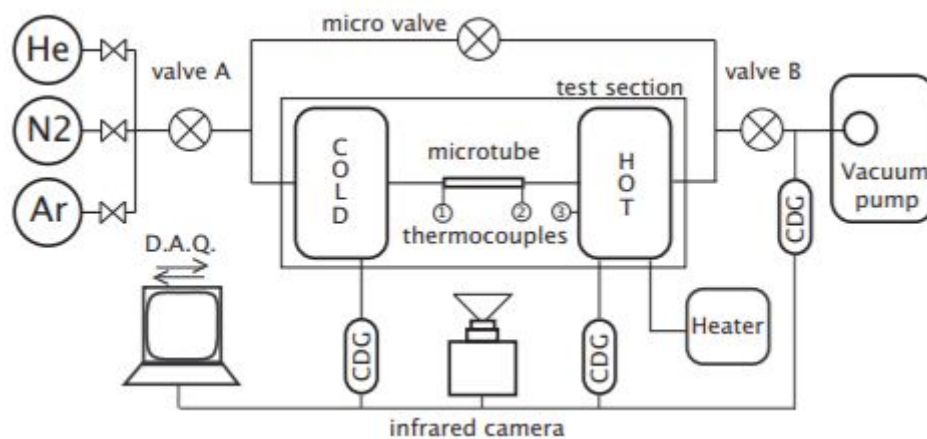


Figura 6.4.1. Montaje experimental de la tesis (Rojas-Cárdenas 2012).

Los resultados mostrados se obtienen a tres temperaturas distintas aplicadas en la zona caliente, lo que da lugar a tres gradientes de temperatura distintos, los cuales

son de 71, 53,5 y 37 K. No obstante, este no es el gradiente real ya que el gas, debido a las pérdidas por conducción y convección se encuentra a una temperatura menor tal y como se ha mostrado en el apartado 6.3. Así pues, en esta publicación se optó igualmente por introducir dos termopares en el interior de la zona caliente, sólo que uno de ellos se encontraba a medio milímetro del microtubo. El resultado fue una disparidad en las lecturas ya que el termopar más alejado del microtubo, debido a la alta inercia térmica de la pared con respecto del gas y al intercambio radiativo, mostraba un valor intermedio entre la temperatura real del gas y la de la pared. Por tanto, se procedió como alternativa a calcular de forma analítica la diferencia de temperatura que se podía dar, la cual se demostró ser inferior a 3 °C. En consecuencia, se decidió emplear los valores registrados por la cámara infrarroja como la temperatura de referencia del gas en las dos zonas.

En cuanto a los resultados, es importante destacar que el verdadero gradiente de temperatura empleado en los ensayos es de  $\Delta T = 105 - 13,8 = 66,2$  K, teniendo en cuenta la ecuación de regresión de la Figura 6.3.3. De entre los tres gradientes empleados en la tesis, el más próximo es el de 71 K, que es el que servirá como referente.

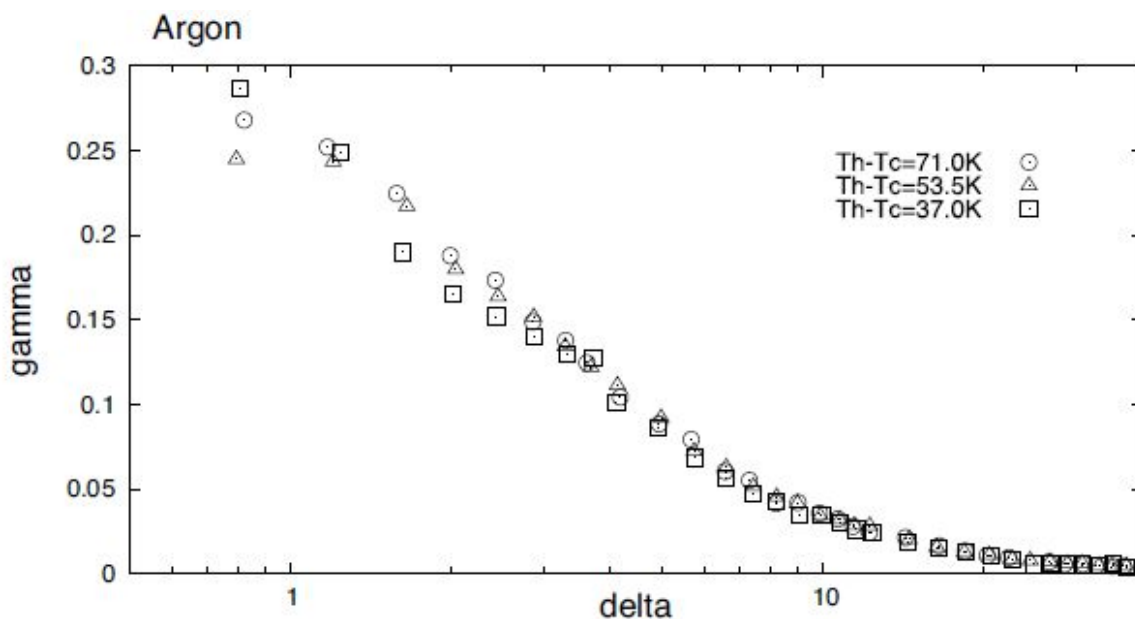


Figura 6.4.2. Gráfica del exponente de presión térmico molecular  $\gamma$  en función del parámetro de rarificación  $\delta$  (Rojas-Cárdenas 2012).



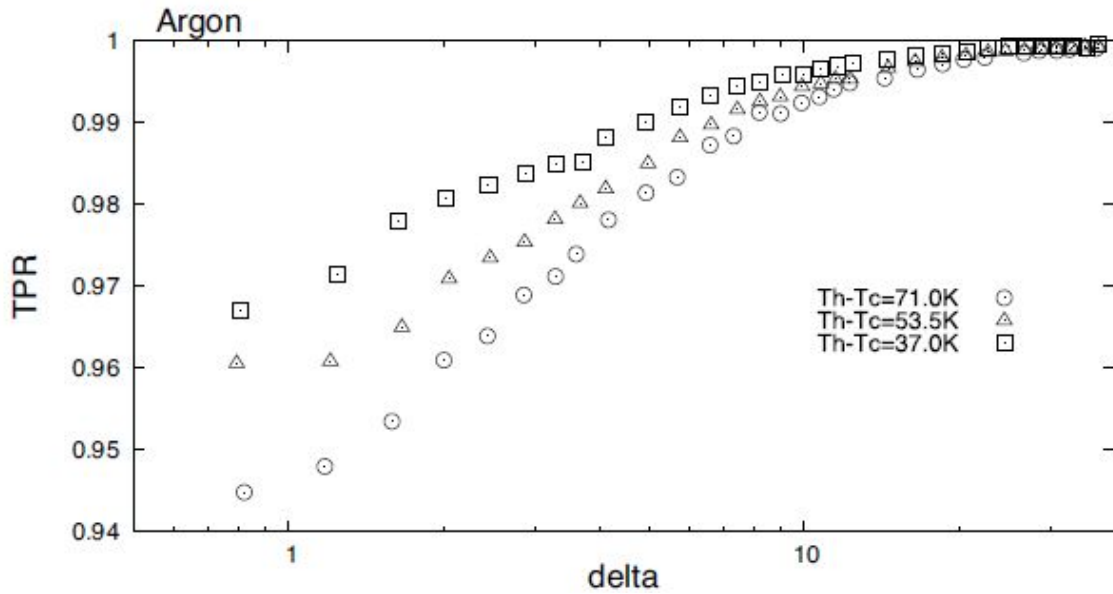


Figura 6.4.3. Gráfica del ratio de presión térmico molecular TPR en función del parámetro de rarificación  $\delta$  (Rojas-Cárdenas 2012).

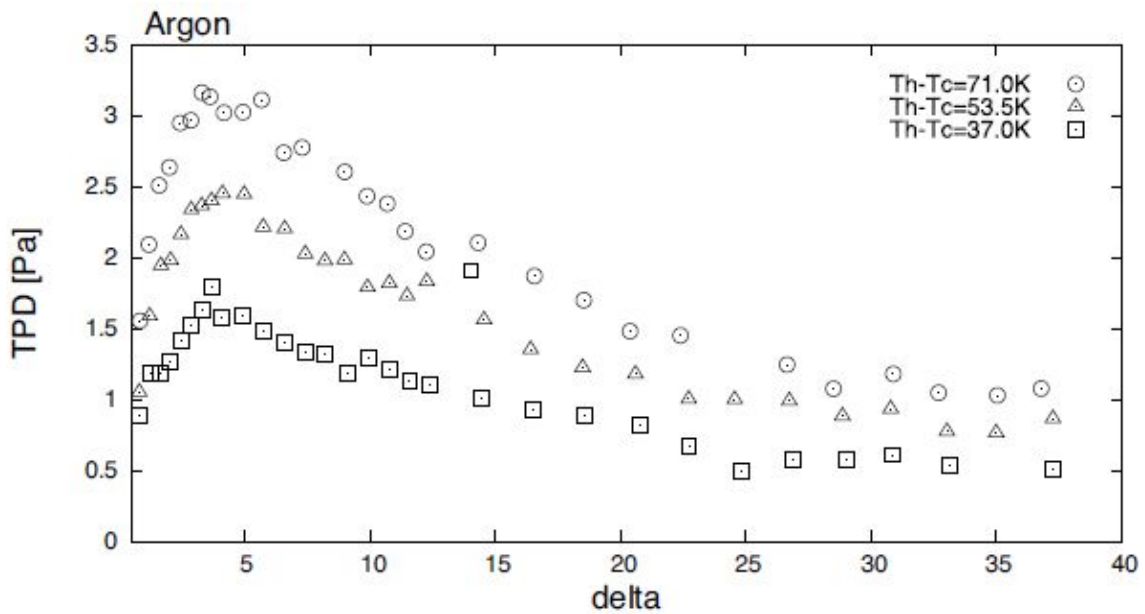


Figura 6.4.4. Gráfica de la diferencia de presión térmico molecular TPD en función del parámetro de rarificación  $\delta$  (Rojas-Cárdenas 2012).

Si se realiza la comparación con las figuras 6.1.2., 6.1.3. y 6.1.4., se observa una buena concordancia entre ambas a pesar de los 5 grados de diferencia que las separan. Aprovechando la comparación realizada con el modelo S se pueden extraer las mismas conclusiones visto la similitud entre las dos curvas experimentales.

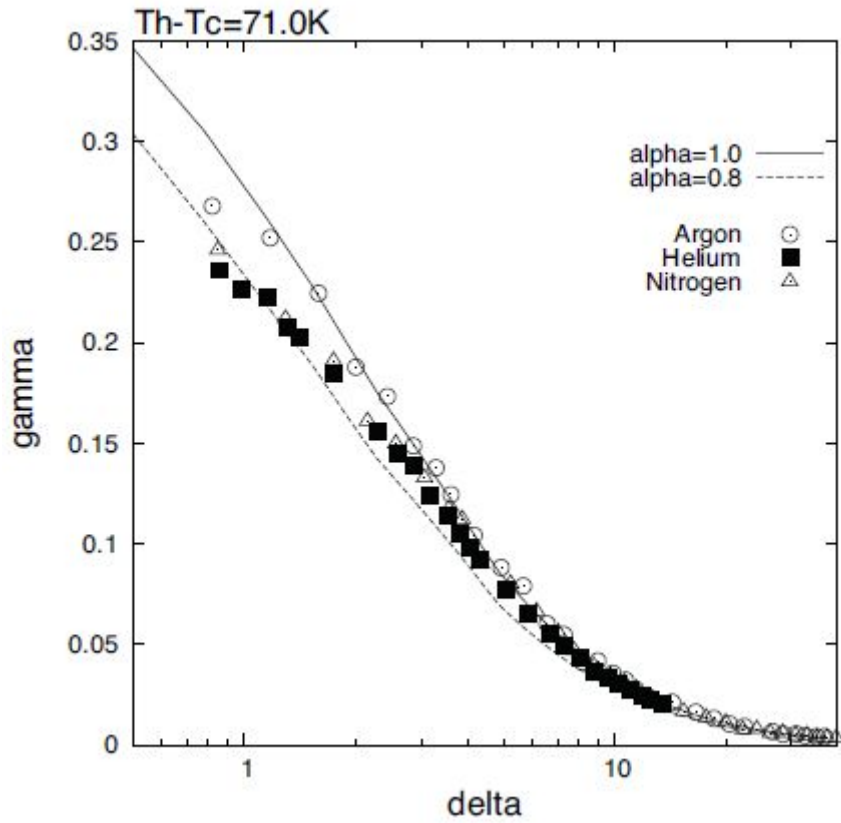


Figura 6.4.5. Comparación de los resultados experimentales de  $\gamma$  con el modelo S para diferentes valores del coeficiente de acomodación  $\alpha$  (Rojas-Cárdenas 2012).

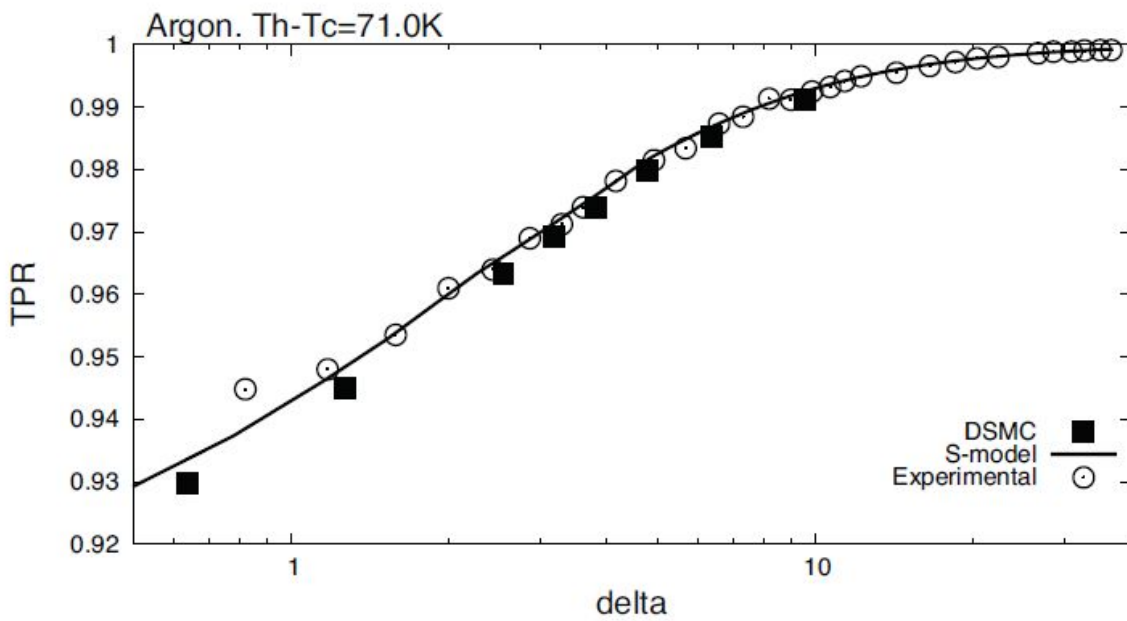


Figura 6.4.6. Comparación de los resultados experimentales del TPR con los modelos numéricos (Rojas-Cárdenas 2012).

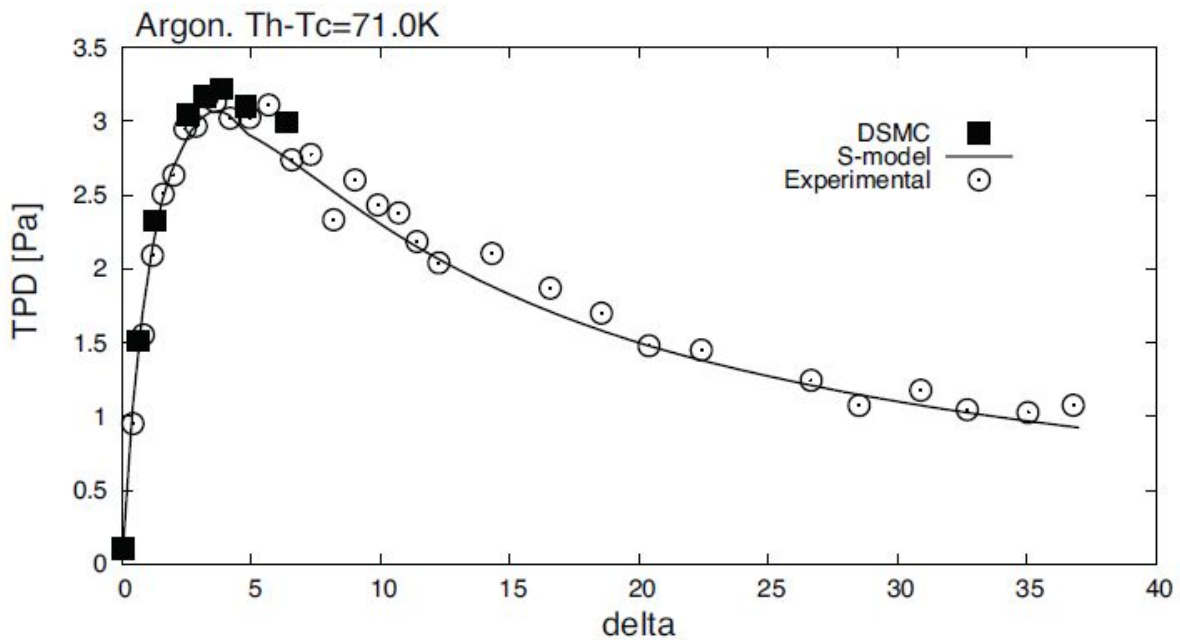


Figura 6.4.7. Comparación de los resultados experimentales del TPD con los modelos numéricos (Rojas-Cárdenas 2012).

Por tanto, se justifica el uso del modelo S como referente numérico ya que los resultados aportados son muy precisos. Por último, se analizan las gráficas realizadas por Giorgios Tatsios en la universidad de Tesalia (Grecia) empleando los datos experimentales recogidos por el banco de ensayos del laboratorio. Tal y como se observa en las dos primeras figuras, se observa una buena concordancia entre la curva experimental y numérica. No obstante, en la Figura 6.4.10., todavía no se consigue alcanzar el máximo establecido por la curva numérica, a pesar de que ambas curvas siguen una tendencia parecida. También cabe destacar que, aunque en las tesis el modelo S concuerda muy bien con los datos experimentales, en el caso del equipo Microfluidics se pretende evaluar de nuevo los coeficientes de acomodación, así que la curva numérica expuesta no es la definitiva. En conclusión, la decisión tomada es esperar a que los resultados de dichos coeficientes sean finalizados para realizar la comparación definitiva de la gráfica 6.4.10, la cual es la más crítica del conjunto.

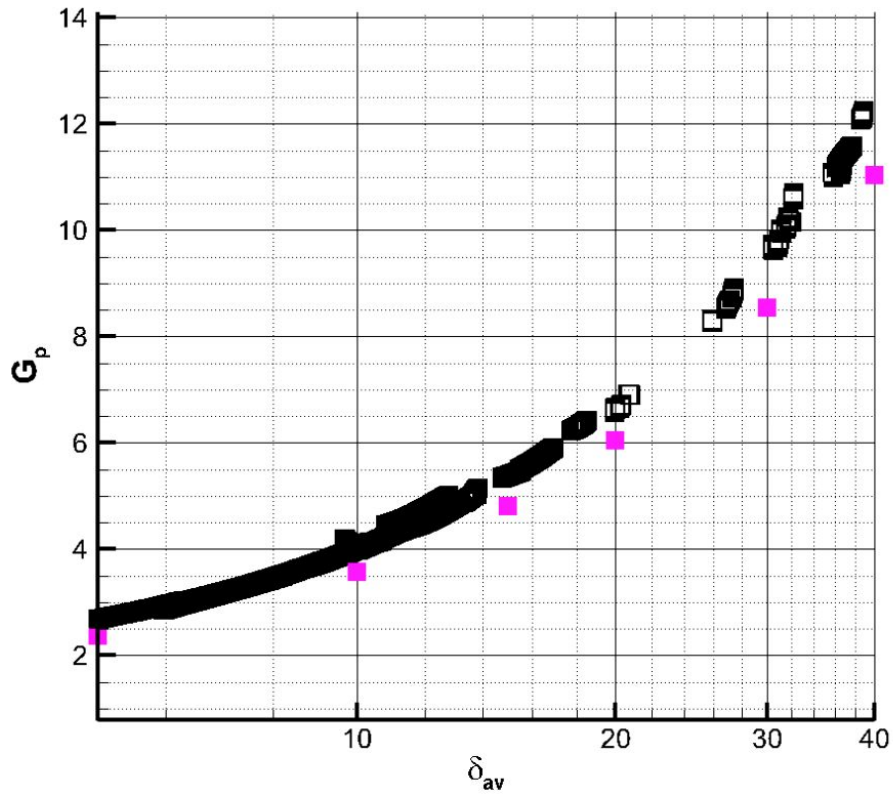


Figura 6.4.8. Comparación de los resultados experimentales del caudal adimensional en función del parámetro de rarificación  $\delta$ . En negro, los datos experimentales; en violeta, los puntos numéricos.

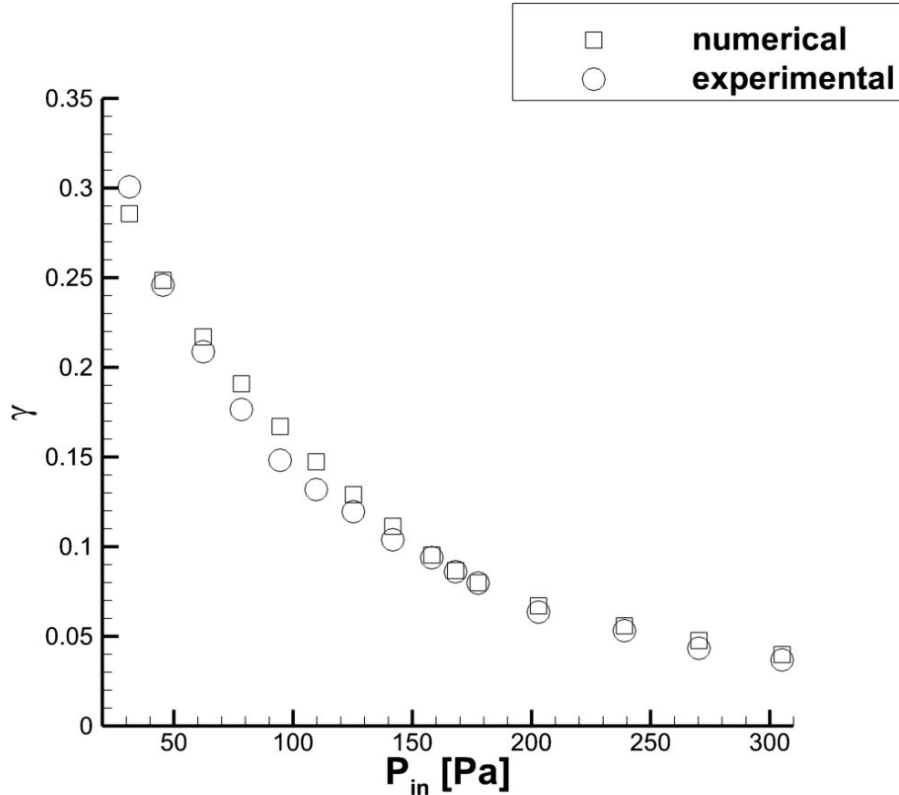


Figura 6.4.9. Comparación de los resultados experimentales del exponente de presión térmico molecular  $\gamma$  en función de la presión de entrada  $P_{in}$ .

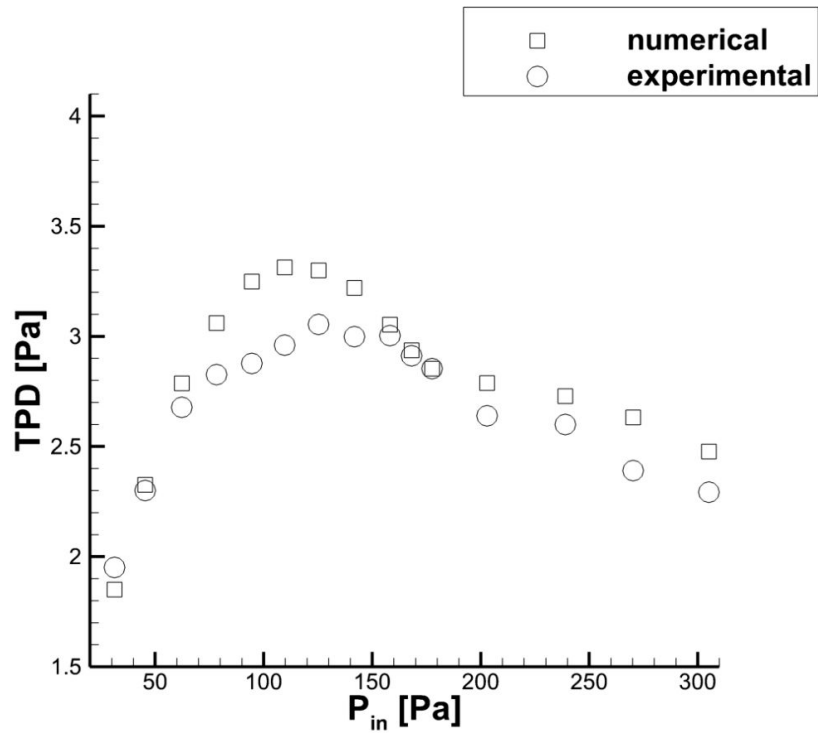


Figura 6.4.10. Comparación de los resultados experimentales de la diferencia de presión térmico molecular TPD en función de la presión de entrada  $P_{in}$ .

## **7. Análisis de un material plástico con nanopartículas de silicio como candidato para fabricar los canales del prototipo**

### **7.1. Introducción**

A lo largo de las prácticas, el Laboratorio de Análisis y Arquitectura de Sistemas (LAAS) encargó al equipo de Microfluidics estudiar el gradiente de temperatura que se produce en una placa de un material innovador (polietileno con nanopartículas de silicio). El objetivo propuesto era determinar el orden de magnitud de la conductividad de este material polimérico como posible sustituto del vidrio para fabricar los canales del microtubo. El trabajo realizado en el banco de ensayos se centró en comparar los resultados obtenidos de una muestra con una placa de vidrio para poder obtener conclusiones que sirvieran como soporte a la hora de realizar la elección.

La característica más importante que se busca en este material es que tenga una conductividad térmica baja. Como se ha visto anteriormente, los depósitos de las zonas caliente y fría están conectados por un microtubo. Cuando se aplica calor al extremo del microtubo correspondiente a la zona caliente para inducir el fenómeno de la transpiración térmica, el otro extremo debe mantenerse a una temperatura inferior para que se produzca un gradiente de temperatura considerable y que, en consecuencia, la diferencia de presión obtenida sea la más grande posible. Sin embargo, los efectos de la conducción térmica provocan que el otro extremo aumente su temperatura, lo cual es un inconveniente respecto a la eficiencia general del prototipo.

La idea principal para crear un flujo de transpiración térmica en cada etapa es enfriar un extremo y calentar el otro mediante dos módulos termoeléctricos de tipo Peltier. Para facilitar la creación de dicho gradiente de temperatura, el material que compone el canal debe tener, entre otras propiedades, una conductividad baja para disminuir al máximo el flujo transmitido por conducción. Puesto que la mayoría de microtubos están fabricados con vidrio, el LAAS se ha decantado por encontrar un material alternativo que pueda sustituirlo para aumentar el intervalo de funcionamiento del prototipo y a su vez obtener un ratio de compresión mayor.

Por tanto, una pequeña porción del poliestireno con nanopartículas de silicio ha sido proporcionada al equipo de Microfluidics para que realice el estudio y determine si sería un material válido para desempeñar esta función. Utilizando los recursos existentes en el banco de ensayos y con la ayuda de un módulo termoeléctrico, se ha procedido a desarrollar el montaje experimental.

## 7.2. Montaje experimental, desarrollo y resultados

Dicho estudio se va a realizar sobre dos materiales distintos: una placa de vidrio y una placa del material recibido por el LAAS. Para determinar el gradiente de temperatura que se produce en ambos materiales, se instala un módulo termoeléctrico en un extremo de la placa que se conecta a una fuente de alimentación. Para evitar que este dispositivo se sobrecaliente, se coloca por encima un pequeño objeto de plástico con aletas con el fin de disipar mejor el calor generado. A su vez, se utilizan dos termopares para medir dicho gradiente. Uno de ellos se instala al inicio de la placa cerca del módulo termoeléctrico y no se moverá en el desarrollo de los ensayos. El otro termopar se colocará a 17 milímetros del primer termopar con la ayuda de un pie de rey digital para así obtener dos resultados de temperaturas que formarán el gradiente buscado. Por encima se ha introducido un aislante de silicona para minimizar los efectos de la transferencia de calor por convección. El resultado se puede apreciar en la siguiente imagen:

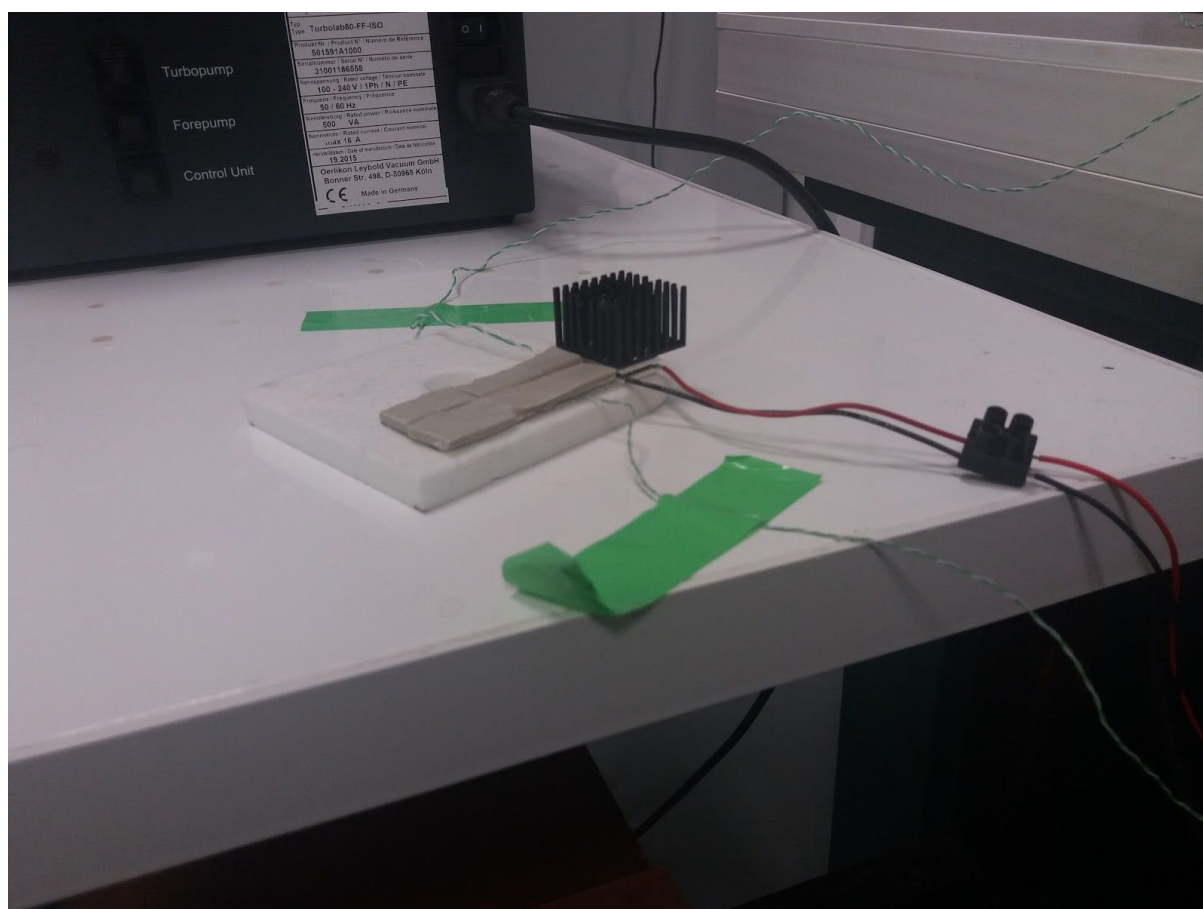


Figura 7.2.1. Montaje experimental.

Para empezar, se ajusta una corriente en la fuente de alimentación arbitraria para conseguir una temperatura de trabajo en el módulo termoeléctrico dentro de su zona de utilización. En este caso se ha decidido utilizar una corriente de aproximadamente 0.6 A para obtener una temperatura de 53 °C. Es importante esperar sobre 30 minutos para que el sistema se estabilice y no se produzcan fluctuaciones. Cuando la temperatura es constante, se registran los valores medidos por el DAQ durante 5 minutos. Estos datos son procesados posteriormente por un programa de Matlab (ver Anexo 3) para encontrar la temperatura media en los puntos donde se ha situado los termopares. Este proceso se realiza varias veces para comprobar la reproducibilidad del ensayo experimental y los resultados se pueden encontrar en la siguiente tabla:

Vidrio	Voltaje d = 0 mm (V)	Temperatura (K)	Voltaje d = 17 mm (V)	Temperatura (K)	$\Delta T$ (K)
Ensayo 1	4,46	326,5	2,5	303,05	23,45
Ensayo 2	4,46	326,58	2,51	303,11	23,47
Ensayo 3	4,48	326,71	2,62	304,44	22,27
Ensayo 4	4,45	326,38	2,6	304,26	22,12

Figura 7.2.2. Tabla de resultados para la placa de vidrio.

Poliestireno	Voltaje d = 0 mm (V)	Temperatura (K)	Voltaje d = 17 mm (V)	Temperatura (K)	$\Delta T$ (K)
Ensayo 1	4,43	326,11	2,3	300,63	25,47
Ensayo 2	4,46	326,52	2,3	300,65	25,87
Ensayo 3	4,47	326,63	2,32	300,87	25,76
Ensayo 4	4,47	326,69	2,34	301,04	25,65

Figura 7.2.3. Tabla de resultados para la placa de poliestireno.



### 7.3. Conclusiones

Según se extrae de las tablas de resultados, se observa que el gradiente de temperatura obtenido en la placa de poliestireno es un poco mayor que el obtenido con la placa de vidrio. Esta pequeña diferencia puede ser determinante en cuanto a las dimensiones reales del microtubo, ya que, por ejemplo, el utilizado en los ensayos experimentales medía 72.63 mm. Así pues, dicho gradiente aumentará a medida que la longitud del tubo sea mayor. De hecho, un gradiente de temperatura alto implica que el otro extremo del tubo no se ve afectado por el flujo térmico introducido por el módulo termoelectrónico en el extremo contrario. En conclusión, este polímero ofrece gradientes de temperatura mayores que contribuirían en gran medida a obtener diferencias de presión más altas.

Por otro lado, de las tablas también se destaca la reproducibilidad del experimento al obtener valores muy similares en los diferentes ensayos realizados. Cabe destacar la diferencia de 1 °C obtenida en la placa de vidrio, un error bastante grande en comparación al que se obtiene en la placa de poliestireno. La principal causa de esta anomalía es la disparidad de dimensiones entre las dos muestras utilizadas. Puesto que el laboratorio ha proporcionado al equipo una porción de 17 milímetros, este detalle ha limitado en gran medida la capacidad de precisión en las medidas. Además, se le pueden añadir errores puntuales de metrología en cuanto a posicionar el termopar en la placa de vidrio puesto que, al cambiar de placa, es necesario retirar ese termopar para después volver a situarlo (destacar que los ensayos se realizaron por parejas). Este hecho sumado a las fluctuaciones de temperatura registradas por el DAQ y a la limitación expuesta anteriormente pueden introducir diferencias en los valores finales.

No obstante, el objetivo que se pedía era simplemente realizar una primera aproximación para saber si el laboratorio podía sopesar este material como sustituto al vidrio. En caso de necesitar resultados más concretos, se requeriría de una muestra más voluminosa con las mismas dimensiones que la utilizada para el vidrio para poder realizar conclusiones más precisas y acertadas.

## 8. Situación actual y fase siguiente del proyecto

En vista a los resultados provisionales, se puede afirmar que el montaje experimental aporta datos fiables y cercanos a los obtenidos por otras vías (Rojas-Cárdenas 2012). Así pues, el siguiente paso es realizar el mismo procedimiento en los ensayos no isotérmicos con otros gases monoatómicos (como el helio, el cual se está actualmente empleando en el laboratorio) para así tener una gran base de datos a disposición. Las curvas obtenidas serán comparadas de la misma forma con la literatura y con modelos numéricos para demostrar su validez. El equipo incluso se plantea aumentar en complejidad e incluir gases diatómicos y poliatómicos, aunque todavía no está confirmado.

Una vez finalizada esta parte, la siguiente fase del proyecto consistirá en diseñar la estructura de la microbomba para confirmar los modelos numéricos que estiman el caudal que circula a partir de la diferencia de presión con la influencia de la geometría del canal, la presión inicial, el gradiente de temperatura aplicado y el número de etapas. Por otro lado, se realizarán estudios para identificar dificultades que puedan surgir relacionadas con el control de temperatura o la fabricación del prototipo. En la siguiente imagen se muestra un avance del esquema que se quiere implementar respecto a los depósitos y la geometría del canal que los conecta.

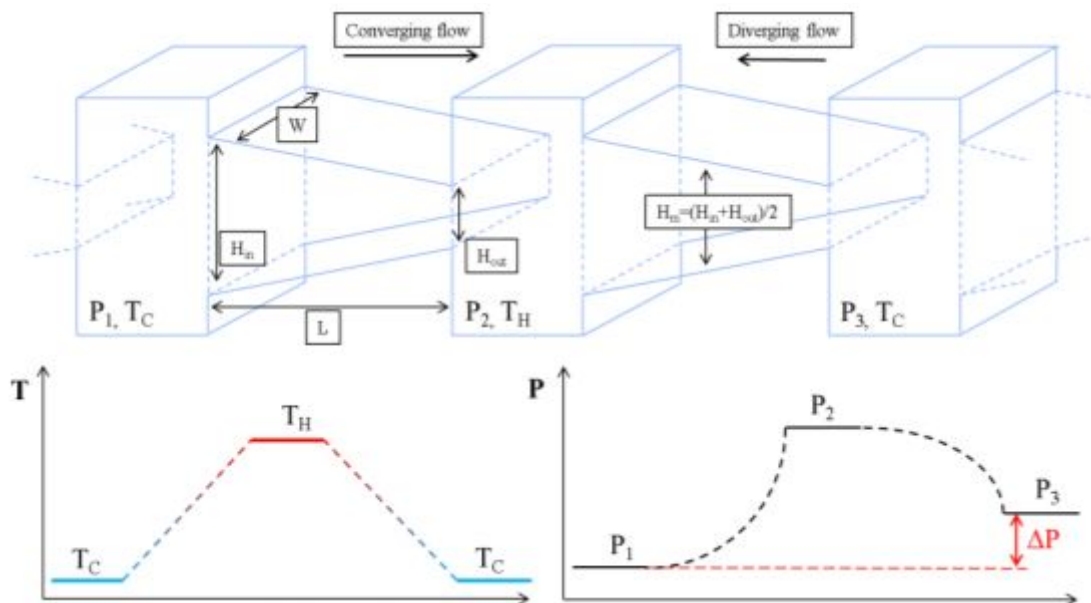


Figura 8.1. En la parte superior, esquema de los canales de conexión entre depósitos. En la parte inferior, visualización del sistema de control de temperatura y el consiguiente gradiente de presión obtenido al final de cada etapa.

Básicamente, la geometría de los canales tiene como objetivo obtener un caudal mayor hacia el extremo convergente que hacia el extremo divergente. Al aplicar calor en el depósito 2, se obtiene una diferencia de presión que se reduce hasta la presión final  $P_3$  debido a dicho caudal que circula en sentido contrario. Esta configuración también busca evitar el uso de gradientes de temperatura en un mismo volumen para simplificar el diseño. No obstante, todavía se encuentra en fase de concepción y habrá que esperar a que la recopilación de datos de otros gases y su posterior comparación sea finalizada.

## 9. Referencias

1. *A Si-micromachined 162-stage two-part Knudsen pump for on-chip vacuum.* *Journal of Microelectromechanical Systems*, 23.2 406-416. An, Seungdo, Naveen K. Gupta, and Yogesh B. Gianchandani. (2014).
2. *Thermal Transpiration Flow through a Single Rectangular Channel.* Yamaguchi, Hiroki; Rojas-Cardenas, Marcos; Perrier, Pierre; Graur, Irina; Niimi, Tomohide, *Journal of Fluid Mechanics*, 744, 169-182. 2014.
3. *Time-dependent Experimental Analysis of a Thermal Transpiration Rarefied Gas Flow,* Rojas-Cardenas, Marcos; Graur, Irina; Perrier, Pierre; and Meolans, J. Gilbert, *Physics of Fluids*, vol 25, n.7.2013.
4. *Non-isothermal gas flow through rectangular microchannels,* Felix Sharipov, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 1999.
5. *Heat Transfer and Fluid Flow in Minichannels and Microchannels,* Satish Kandlikar, Srinivas Garimella, Dongqing Li, Stéphane Colin, Michael R. King, Second Edition, Butterworth-Heinemann 2013.
6. *Time-dependent methodology for non-stationary mass flow rate measure,* Rojas-Cardenas, Marcos; Graur, Irina; Silva, Ernane; Ho, Minh-Tuan; Deschamps, César J., *Microfluid Nanofluid*, 2017.
7. *Non-isothermal flow of rarefied gas through a long pipe with elliptic cross section.* I. Graur, F. Sharipov, *Microfluidics and Nanofluidics*, Springer, 2009.
8. *A time-dependent method for the measurement of mass flow rate of gases in microchannels.* Ernane Silva, Cesar J. Deschamps, Marcos Rojas-Cardenas, Christine Barrot-Lattes, Lucien Baldas, Stéphane Colin, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 120 (2018).
9. *Numerical analysis of the Poiseuille and thermal transpiration flows between two parallel plates on the basis of the Boltzmann equation for hard-sphere molecules,* Taku Ohwada, Yoshio Sone, Kazuo Aoki, *American Institute of Physics*, 1989.
10. *Poiseuille flow and thermal creep based on the Boltzmann equation with the Lennard-Jones potential over a wide range of the Knudsen number,* Felix Sharipov, Guilherme Bertoldo, *American Institute of Physics*, 2009.

11. *Modelling of Navier-Stokes equations for high Knudsen number gas flows*, Nishanth Dongari, Amit Agrawal, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2012.
12. *Rarefaction and compressibility effects on steady and transient gas flows in microchannels*, Stéphane Colin, Microfluidics and Nanofluidics, 2014.
13. *The Direct Simulation Monte Carlo Method*, Francis J. Alexander, Alejandro L. Garcia, American Institute of Physics, 1997.
14. *Temperature jump and Knudsen layer in a rarefied gas over a plane wall: numerical analysis of the linearized Boltzmann equation for hard-sphere molecules*, Yoshio Sone, Taku Ohwada, Kazuo Aoki, American Institute of Physics, 1989.
15. *A Knudsen layer theory for lattice gases*, R. Cornubert, D. d'Humières, D. Levermore, Physica D: Nonlinear phenomena, 1991.
16. *Determination of slip coefficient for rarefied gas flows using direct simulation Monte Carlo*, L. S. Pan, G. R. Liu, K. Y. Lam, Journal of Micromechanics and Microengineering, 1999.
17. *An analysis for second-boundary conditions and temperature jump for rarefied gases*, R. G. Deissler, International Journal of Heat Mass Transfer, 1964.
18. *Initial results from the first MEMS fabricated thermal transpiration-driven vacuum pump*, Stephen E. Vargo y E. P. Muntz, American Institute of Physics, 2001.
19. *A micromachined Knudsen pump for on-chip vacuum*, Shamus McNamara y Yogesh B. Gianchandani, 12th International Conference on Solid State Sensors, Actuators and Microsystems, 2003.
20. *Knudsen pump driven by a thermoelectric material*, Kunal Pharas y Shamus McNamara, Journal of Micromechanics and Microengineering, 2010.
21. *Thermal transpiration in zeolites*, Naveen K. Gupta y Yogesh B. Gianchandani, American Institute of Physics, 2008.

22. *The Knudsen Compressor as an Energy Efficient Micro-Scale Vacuum Pump*, M. Young, E.P. Muntz, G. Shiflett, Amanda Green, 2nd NASA/JPL Miniature Pumps Workshop, 2002.
23. *XVIII. On certain dimensional properties of matter in the gaseous state*, Osborne Reynolds, Royal Society Publishing, 1879.
24. *VII. On stresses in rarified gases arising from inequalities of temperature*, J. Clerk Maxwell, Royal Society Publishing, 1879.
25. *Thermal Transpiration for the Linearized Boltzmann Equation*, Chiun-Chuan Chen, I-Kun Chen, Tai-Ping Liu, Yoshio Sone, Communications on Pure and Applied Mathematics, 2007.
26. *The Boltzmann Equation and Its Applications*, Carlo Cercignani, Applied Mathematical Sciences, 1988.
27. *The lattice Boltzmann equation: theory and applications*, R. Benzi, S. Succi, M. Vergassola, Physics Reports, 1992.
28. *A lattice Boltzmann BGK model for simulation of micro flows*, X. D. Niu, C. Shu y Y. T. Chew, Europhysics Letters, 2004.
29. *On pressure and velocity boundary conditions for the lattice Boltzmann BGK model*, Q. Zou, X. He, Physics of Fluids, 1997.
30. *Application of the Cercignani–Lampis scattering kernel to calculations of rarefied gas flows. I. Plane flow between two parallel plates*, Félix Sharipov, European Journal of Mechanics, 2002.
31. *Temperature Gradient Induced Rarefied Gas Flows*, M. Rojas-Cárdenas, Ecole Polytechnique Universitaire de Marseille, 2012.
32. *Measurements of thermomolecular pressure differences on argon and nitrogen*, J. M. Los, F. F. Fergusson, Transactions of the Faraday Society, 1952.
33. *Thermal transpiration: application of Liang's equation*, M.J. Bennett, F. C. Tompkins, Transactions of the Faraday Society, 1957.
34. *Thermal transpiration of helium and nitrogen in 50- $\mu$ m bore silica capillaries*, D. C. York, A. Chambers, A. D. Chew, Vacuum, 2000.

# ANEXOS A LA MEMORIA

# Índice

<b>Anexo 1. Programa de cálculo de la curva de transpiración térmica</b>	<b>96</b>
<b>Anexo 2. Programa de cálculo del TPD en función de <math>\delta</math></b>	<b>99</b>
<b>Anexo 3. Programa de cálculo de la temperatura media en la placa</b>	<b>101</b>
<b>Anexo 4. Programa de cálculo de los volúmenes de las zonas fría y caliente</b>	<b>102</b>



## Anexo 1. Programa de cálculo de la curva de transpiración térmica

```
1 %% Inicialización
2
3 close all
4 clear all
5 clc
6
7 donnees = load('AR-80T/Ar-DelT80-P144.txt');
8
9 Vh = 678.5e-6; % Volumen de la zona caliente
10 Vc = 53.79e-6; % Volumen de la zona fría
11
12 dt = 0.030303; % Intervalo de tiempo entre cada punto medido
13
14 fac = 1*133.3; %Utilizar 10 para los captores de 10 tor y 1 para los captores de 1 tor
15 Ph_i = fac*donnees(:,1);
16 Pc_i = fac*donnees(:,2);
17 dP_i = Ph_i - Pc_i; % Vector de diferencia de presión
18
19 Th_i=donnees(:,4); %Voltios
20 Tc_i=donnees(:,3); %Voltios
21
22 nt = length(Ph_i); % Número de puntos medidos
23 t = linspace(0, nt*dt, nt); % Creación del vector tiempo
24
25 figure(1) % Trazado de los valores no tratados
26 subplot(4,1,1)
27 plot(t,Ph_i,t,Pc_i)
28 grid
29 title('P_{Hot} et P_{Cold}')
30
31 xlabel('Time [s]')
32 ylabel('Pressure [Pa]')
33 legend('Hot','Cold')
34
35 subplot(4,1,2)
36 plot(t,dP_i)
37 grid
38 title('dP')
39 xlabel('Time [s]')
40 ylabel('Pressure [Pa]')
41
42 subplot(4,1,3)
43 plot(t,Th_i)
44 grid
45 title('Thot')
46 xlabel('Time [s]')
47 ylabel('Temperature Hot [Pa]')
48
49 subplot(4,1,4)
50 plot(t,Tc_i)
51 grid
52 title('Tcold')
53 xlabel('Time [s]')
54 ylabel('Temperature Cold [Pa]')
55
56 dtl = input('input end time for Pi= ');
57 dt_2i = input('input initial point for dP final = ');
58 dt_2f = input('input final point for dP final = ');
```

```

59 % Corrección del error entre los puntos iniciales
60
61 dt_cor1 = [dt1-10:0.05:dt1];
62 dn_cor1 = fix(dt_cor1/dt);
63 if(dn_cor1(1)==0)
64     dn_cor1(1)=1;
65 end
66
67 dt_cor2 = [dt_2i:0.05:dt_2f];
68 dn_cor2 = fix(dt_cor2/dt);
69 if(dn_cor2(1)==0)
70     dn_cor2(1)=1;
71 end
72
73
74 Pmoy_h = mean(Ph_i(dn_cor1));
75 Pmoy_c = mean(Pc_i(dn_cor1));
76 Pmoy = mean([Pmoy_h,Pmoy_c]);
77
78 Tmoy_h = mean(Th_i)
79 Tmoy_c = mean(Tc_i)
80 dTmoy = Tmoy_h-Tmoy_c
81
82 Ph_cor1 = Ph_i - (Pmoy_h - Pmoy_c);
83 dP_cor1 = Ph_cor1 - Pc_i;
84
85 P_in=Pmoy_c
86 P_h_fin= mean(Ph_cor1(dn_cor2))
87 P_c_fin= mean(Pc_i(dn_cor2))
88
89 dP_fin_mean = mean(dP_cor1(dn_cor2))
90 rP_fin=P_h_fin/P_c_fin
91 figure(2)
92 subplot(2,1,1)
93 plot(t,Pc_i,t,Ph_cor1)
94 grid
95 subplot(2,1,2)
96 plot(t,dP_cor1)
97 grid
98 title('dP')
99 xlabel('Time [s]')
100 ylabel('Pressure [Pa]')
101
102 results= [Tmoy_h Tmoy_c dTmoy P_in P_h_fin P_c_fin dP_fin_mean rP_fin]
103
104 fileID = fopen('Results_AR80.txt','a'); %w% for the first run, %a% afterwards
105
106 %Comment These lines after the first run
107 % fprintf(fileID, 'RESULTS AR dT=60\n\r\n');
108 % fprintf(fileID, 'Thot_av Tcold_av T_difference P_initial Phot_final Pcold_final TPD_final\n\r\n');
109 % fprintf(fileID, '+++ \n\r\n');
110 %%%
111
112 fprintf(fileID, '%3.2f %3.2f %3.2f %4.3f %4.3f %4.3f %4.3f %3.2f\n',results);
113
114 fclose(fileID);
115

```

```
116 type Results_AR80.txt
117
118
119
120 % fileID = fopen('Results_AR60.txt','w');
121 % replaceLine = 1;
122 % fprintf(fileID, 'RESULTS AR dT=60\n\r\n');
123 % replaceLine = 2;
124 % fprintf(fileID, 'Thot_av Tcold_av T_difference P_initial Phot_final Pcold_final TPD_final\n\r\n');
125 % replaceLine = 3;
126 % fprintf(fileID, '+++ \n\r\n');
127 % replaceLine = 4;
128 % fclose(fileID);
```

## Anexo 2. Programa de cálculo del TPD en función de $\delta$

```

1 %% Inicialización
2
3 close all
4 clear all
5 clc
6
7
8 %%Datos experimentales
9
10 results = load('Results_AR80.txt');
11
12
13 results
14
15
16 Th = results(:,1);
17 Tc = results(:,2);
18 dT = results(:,3);
19
20 Pi = results(:,4);
21 Ph = results(:,5);
22 Pc = results(:,6);
23 TPD = results(:,7);
24 TPR = results(:,8);
25
26 Th_mean=mean(Th)*12+273
27 Tc_mean=mean(Tc)*12+273
28
29
30 dT_mean=Th_mean-Tc_mean
31 Tav=(Th_mean+Tc_mean)/2;
32
33 %%Tubo
34 D=485e-6;
35
36 %%Argón
37 dynamic_visco=2.117e-5*(Tav/273)^0.5;
38 % dynamic_visco=2.117e-5*(Tc_mean/273)^0.5;
39 R_spec=208;
40
41
42 %%Rarefacción
43 delta_exp=(Pi*0.5*D)/(dynamic_visco*(2*R_spec*Tav)^0.5);
44
45 for i=1:15
46     gamma(i) = (log(Ph(i))-log(Pc(i)))/(log(Th(i)*12+273)-log(Tc(i)*12+273));
47 end
48
49 Exp = [delta_exp Pi Ph Pc TPD TPR]
50
51 %%Datos numéricos
52
53 %%Flujo no isoterma de un gas rarificado a través de un tubo con sección elíptica."
54 gamma_al = [0.4999 0.4886 0.4803 0.4624 0.4405 0.4080 0.3415 0.2942 0.2686 0.1801 0.0743 0.0284...
55 0.009];

```

```

56
57 gamma_al=gamma_al';
58
59 delta_num=[0 0.01 0.02 0.05 0.1 0.2 0.5 0.8 1 2 5 10 20];
60
61 delta_num=delta_num';
62
63 P_num= delta_num./ (0.5*D)*dynamic_visco*(2*R_spec*Tav)^0.5;
64 TPR_num=(Tc_mean/Th_mean).^gamma_al;
65 TPD_num= P_num.* ((Th_mean/Tc_mean).^gamma_al-1);
66
67 Num= [delta_num P_num TPD_num gamma_al];
68
69 figure(1)
70 subplot(1,1,1)
71 plot(delta_exp,TPD,'o',delta_num, TPD_num)
72 axis([0 20 0 inf])
73 grid
74 title('TPD Vs Delta')
75 xlabel('delta')
76 ylabel('TPD [Pa]')
77 legend('Exp','Graur 2009')
78
79 figure(2)
80 subplot(1,1,1)
81 plot(delta_exp,TPR,'o',delta_num, TPR_num)
82 axis([0 20 0 1.5])
83 grid

```

### Anexo 3. Programa de cálculo de la temperatura media

```
1 % Inicialización
2 donnees = load('2Verre-2V-17mm-NewPeltier-Carles3.txt');
3
4
5 dt = 0.030303; % Intervalo de tiempo entre cada valor medido
6
7 Volt_hot = donnees(:,3);
8 Volt_cold = donnees(:,4);
9 dVolt = Volt_hot-Volt_cold;
10
11 nt = length(Volt_hot);
12 t = linspace(0, nt*dt, nt);
13 % Volt_hot_av = mean(Volt_hot(nt-330:nt))
14 % Volt_cold_av = mean(Volt_cold(nt-330:nt))
15
16 figure(1) % Trazado de los valores
17 subplot(2,1,1)
18 plot(Volt_hot)
19 %plot(Volt_hot_av)
20 grid
21 subplot(2,1,2)
22 plot(Volt_cold)
23 %plot(Volt_cold_av)
24 grid
25 title('Volt_{Hot} et Volt_{Cold}')
26 xlabel('Time [s]')
27 ylabel('Tension [mV]')
28 legend('Hot','Cold')
29
30 dt_hi = input('input initial point to start averaging Hot = ');
31 dt_hf = input('input final point to stop averaging Hot = ');
32
33 dt_ci = input('input initial point to start averaging Cold = ');
34 dt_cf = input('input final point to stop averaging Cold = ');
35
36 dt_cor_h = [dt_hi dt_hf];
37 dn_cor_h = fix(dt_cor_h/dt);
38 if(dn_cor_h(1)==0)
39     dn_cor_h(1)=1;
40 end
41
42 dt_cor_c = [dt_ci dt_cf];
43 dn_cor_c = fix(dt_cor_c/dt);
44 if(dn_cor_c(1)==0)
45     dn_cor_c(1)=1;
46 end
47 Volt_hot_av = mean(Volt_hot(dn_cor_h))
48 Volt_cold_av = mean(Volt_cold(dn_cor_c))
```

## Anexo 4. Programa de cálculo de los volúmenes de las zonas fría y caliente

```

1 - close all;
2 - clear all;
3 - donnees = load('Ar-exp/Ar-Isotherme-P410.txt'); % Obtencion de los datos
4
5 - % Vh = 678.5e-6; % No se emplean en el programa
6 - % Vc = 53.79e-6;
7
8 - dt = 0.030303; % Intervalo de tiempo para cada valor medido
9
10 - fac = 1*133.3; % Utilizar 10 para los calibradores de 10 tor y 1 para los de 1 tor
11 - y3 = fac*donnees(:,1);
12 - y4 = fac*donnees(:,2);
13 - Th1_i=donnees(:,3); %Voltios
14 - Tc1_i=donnees(:,4); %Voltios
15
16 - t_tr_start=0; % Intervalos de toma de datos
17 - t_tr_stop=50;
18 - t_fit_start=100;
19 - t_fit_stop=300;
20
21 - nt=(t_fit_stop)*33; % n° puntos = tiempo x frecuencia
22 - Th_i=linspace(0, nt*dt, nt); % Creacion vector temperatura
23 - Tc_i=linspace(0, nt*dt, nt);
24 - for i=1:nt
25 -     Th_i(i) = Th1_i(i); % Valores temperatura dentro del fitting
26 -     Tc_i(i) = Tc1_i(i);
27 - end
28 - y1 = linspace(0, nt*dt, nt); % Creacion vector diferencia presion dentro del fitting
29 - y2 = linspace(0, nt*dt, nt);
30 - difp=0;
31 - for i=length(y3)-99:length(y3)
32 -     difp = difp + abs(y3(i)-y4(i));
33 - end
34 - difp=difp/100;
35 - % Media de los valores para que al final las dos curvas coincidan
36 - if y3(length(y3))>y4(length(y3))
37 -     for i=1:nt
38 -         y1(i) = y3(i+t_fit_start*33) - difp/2;
39 -         y2(i) = y4(i+t_fit_start*33) + difp/2;
40 -     end
41 - else
42 -     for i=1:nt
43 -         y1(i) = y3(i+t_fit_start*33) + difp/2;
44 -         y2(i) = y4(i+t_fit_start*33) - difp/2;
45 -     end
46 - end
47
48 - %nt = length(y1); % Numero de puntos medidos
49 - x= linspace(0, nt*dt, nt); % Creacion del vector tiempo
50
51 - % Grafica del ensayo isoteramico
52 - figure
53 - subplot(4,1,1)
54 - plot(x,y1,x,y2)

```

```

55 - grid
56 - title('P_{Hot},P_{Cold}')
57 - xlabel('Time [s]')
58 - ylabel('Pressure [Pa]')
59 - legend('Hot','Cold')
60 - subplot(4,1,2)
61 - plot(x,Th_i)
62 - grid
63 - title('Thot')
64 - xlabel('Time [s]')
65 - ylabel('Temperature Hot [K]')
66
67 - subplot(4,1,3)
68 - plot(x,Tc_i)
69 - grid
70 - title('Tcold')
71 - xlabel('Time [s]')
72 - ylabel('Temperature Cold [K]')
73
74 % Primer metodo. Se deriva la expresion y se expresa de la forma y=a/(exp(x/b)+c)+d
75 - options = optimoptions('lsqcurvefit','Algorithm','levenberg-marquardt','MaxIterations',20000);
76 - constant_1 = lsqcurvefit(@f3, [-y1(1);-y1(1);0.15;0.1;y1(nt)],x,y1); % ;2;200
77
78 - ylmean = mean(y1);
79 - s1=0;
80 - s2=0;
81 % Calculo de la desviacion tipica de la curva
82 - for i=1:nt
83 -     s1 = s1 + (y1(i) - constant_1(1)/(exp(x(i)*constant_1(3))+constant_1(4))-constant_1(5) )^2;
84 -     s2 = s2 + (y1(i) - ylmean )^2;
85 - end
86 - r2p1 = 1 - s1/s2;
87 % Calculo de la tangente, se deriva la expresion analitica
88 - t1 = zeros(1,nt);
89 - for i=1:nt
90 -     t1(i) = - exp(x(i)*constant_1(3))*constant_1(1)*constant_1(3)/(exp(x(i)*constant_1(3))+constant_1(4))^2;
91 - end
92 - constant_2 = lsqcurvefit(@f4, [y2(1);y2(1);0.15;0.1;y2(nt)],x,y2); % ;2;200
93 % Mismo procedimiento para la otra curva
94 - y2mean = mean(y2);
95 - s1=0;
96 - s2=0;
97 - for i=1:nt
98 -     s1 = s1 + (y2(i) - constant_2(2)/(exp(x(i)*constant_2(3))+constant_2(4))-constant_2(5) )^2;
99 -     s2 = s2 + (y2(i) - y2mean )^2;
100 - end
101 - r2p2 = 1 - s1/s2;
102
103 - t2 = zeros(1,nt);
104 - for i=1:nt
105 -     t2(i) = - exp(x(i)*constant_2(3))*constant_2(2)*constant_2(3)/(exp(x(i)*constant_2(3))+constant_2(4))^2;
106 - end
107 - tr = zeros(1,nt);

```



```

108 - for i=1:nt
109 -     tr(i) = - t1(i)/t2(i);
110 - end
111 -     meantr=0;
112 -     counter=0;
113 - for i = t_tr_start*33+1:t_tr_stop*33
114 -     meantr = meantr + tr(i); % Se calcula la tangente media
115 -     counter = counter + 1;
116 - end
117 -     meantr = meantr/(counter);
118 -     % Se muestran los resultados por pantalla
119 -     a1 = constant_1(1);
120 -     a2 = constant_2(2);
121 -     b = constant_2(3);
122 -     c = constant_2(4);
123 -     d = constant_2(5);
124 -     dd = constant_1(5);
125 -     rr = f6([a1,b,c,d],x,y1) + f6([a2,b,c,d],x,y2);
126 -     rr = sqrt(rr)/nt;
127
128 -     fprintf('%3.2f %3.2f %3.2f %4.3f %4.3f %4.3f %4.3f %3.2f\n',constant_1);
129 -     fprintf('%3.2f %3.2f %3.2f %4.3f %4.3f %4.3f %4.3f %3.2f\n',constant_2);
130 -     %Segundo metodo
131 -     volratio = -(y1-(abs(dd)+d)/2)./(y2-(abs(dd)+d)/2); % Expresion analitica
132 -     meanvolratio=0;
133 -     counter=0;
134 - for i = t_tr_start*33+1:t_tr_stop*33
135 -     meanvolratio = meanvolratio + volratio(i); % Calculo del volumen medio
136 -     counter = counter + 1;
137 - end
138 -     meanvolratio = meanvolratio/(counter);
139 -     %xfit = 0:0.05:nt*dt;
140 -     % Fitting de las graficas
141 -     xfit = linspace(0,nt*dt,nt);
142 -     y1fit = f3(constant_1,xfit);
143 -     y2fit = f4(constant_2,xfit);
144
145 -     dify1=zeros(1,nt);
146 -     dify2=zeros(1,nt);
147 - for i=1:nt
148 -     dify1(i) = abs(y1(i)-y1fit(i));
149 -     dify2(i) = abs(y2(i)-y2fit(i));
150 - end
151 -     % Grafica de la variacion de presion en funcion del tiempo
152 -     figure
153 -     title('difference Fit_P_{Hot},Fit_P_{Cold}')
154 -     hold on
155 -     plot(xfit,dify1,'r',xfit,dify2,'b')
156 -     grid on
157 -     figure
158 -     plot(x,y1,x,y2)
159 -     title('Fit_P_{Hot},Fit_P_{Cold}')
160 -     hold on

```

```

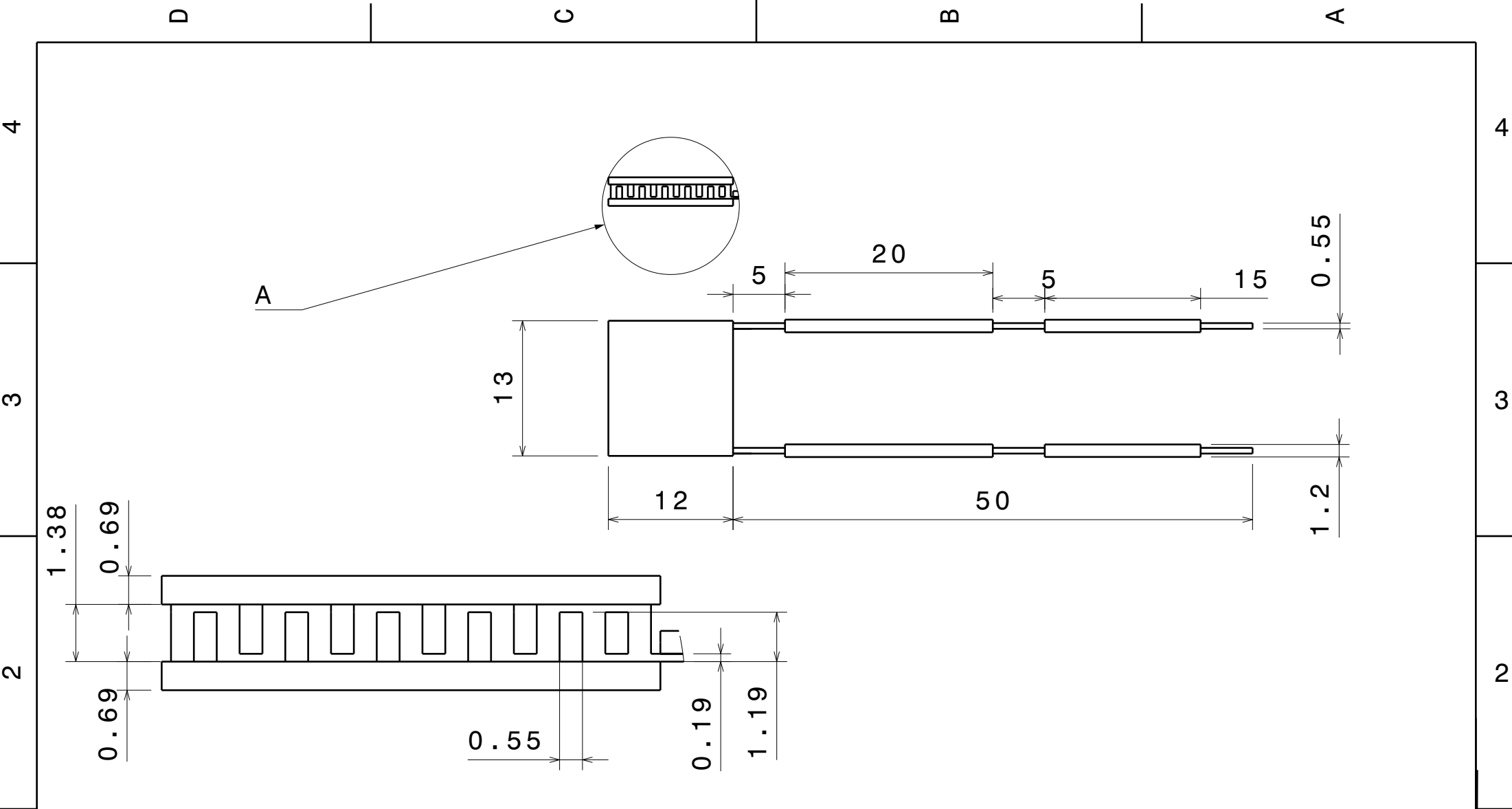
161 - plot(xfit,y1fit,'r',xfit,y2fit,'b')
162 - grid on
163 - figure
164 - plot(x,volratio)
165 - grid on
166 - hold on
167 - plot(linspace(0, length(tr)*dt, length(tr)),tr,'g')
168 - grid on
169 - hold on
170 % figure
171 % plot(linspace(0, nt*dt, nt),t1,'g')
172 % title('tangent 1')
173 % grid on
174 % hold on
175
176 % figure
177 % plot(linspace(0, nt*dt,nt),t2,'g')
178 % title('tangent 2')
179 % grid on
180 % hold on
181 %
182 %Temperature averaging
183 - Tmoy_h = mean(Th_i)*12+273;
184 - Tmoy_c = mean(Tc_i)*12+273;
185 % Se guardan los resultados y se muestran por pantalla
186 - results = [a1 a2 c 1/b d Tmoy_h Tmoy_c];
187 - fileID = fopen('Results_AR_ISO.txt','a');
188
189 - fprintf(fileID,'%3.2f %3.2f %3.2f %4.3f %4.3f %4.3f %4.3f\n',results);
190 - fclose(fileID);

```



**PLANOS**

# Índice

<b>1.Peltier</b>	<b>108</b>
<b>2.Válvula de tres vías</b>	<b>109</b>
<b>3.Válvula diafragma</b>	<b>110</b>
<b>4.Tapón</b>	<b>111</b>
<b>5.Cubierta</b>	<b>112</b>
<b>6.Diafragma</b>	<b>113</b>
<b>7.Tubo</b>	<b>114</b>
<b>8.Soporte</b>	<b>115</b>



Detalle A  
Escala : 8:1

Observaciones:		Título: <b>Peltier</b>			Nº de dibujo: <b>1</b>	<b>A4</b>
	Ud.dim.mm		Apellidos	Nombre	Fecha	
	Escala: 2:1	Dibujo	Jovaní Pérez	Carles	1/06/2018	
		Revisión	Llopis Doménech	Rodrigo	24/06/2018	
	Aprobación	Llopis Doménech	Rodrigo	24/06/2018		

D

C

B

A

4

4

3

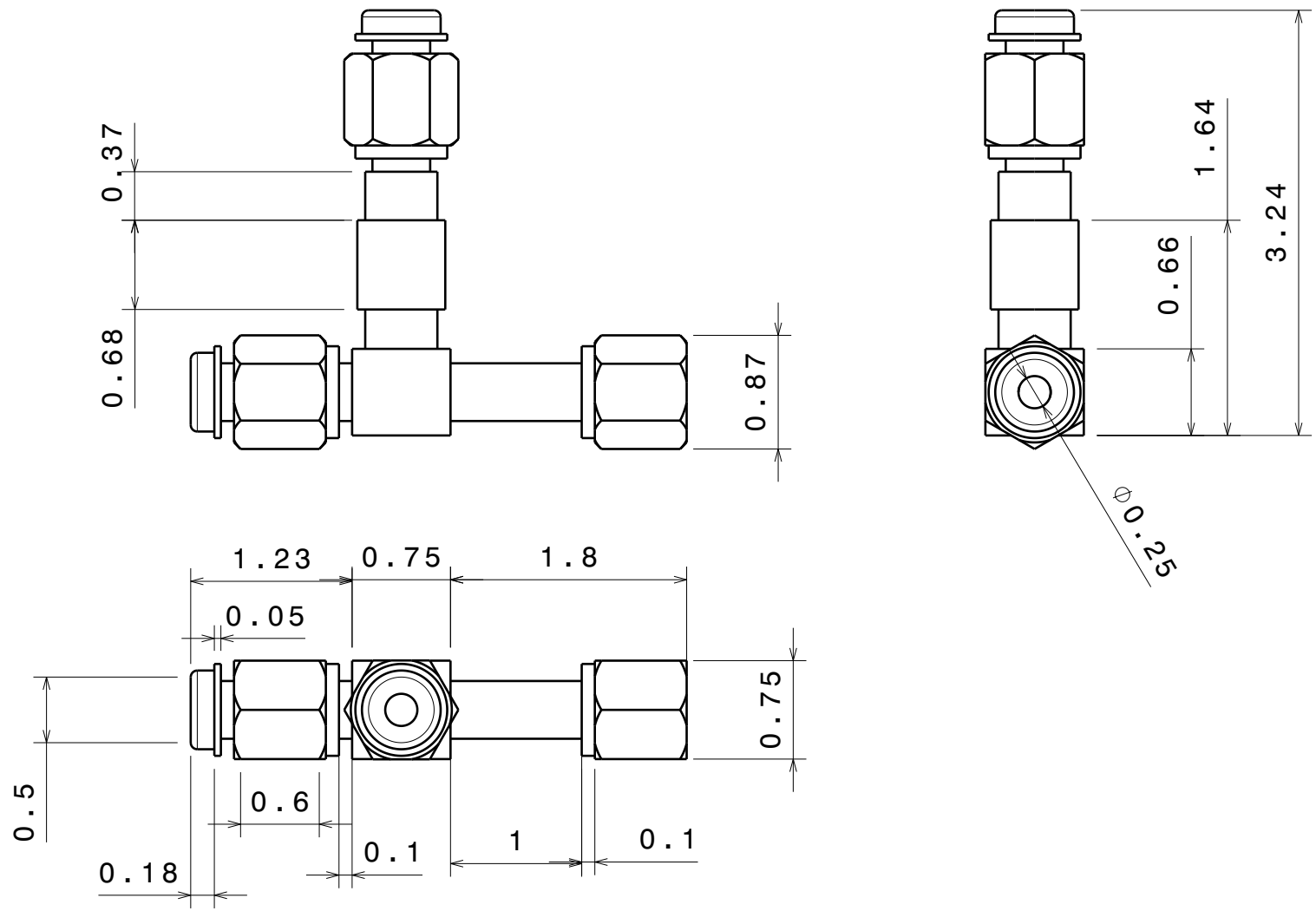
3



2

2

1

1



Observaciones:		Título:			Nº de dibujo:	
		Válvula de tres vías			2	A4
	Ud.dim.mm		Apellidos	Nombre	Fecha	
	Escala:20:1	Dibujo	Jovaní Pérez	Carles	4/06/2018	
		Revisión	Llopis Doménech	Rodrigo	24/06/2018	
		Aprobación	Llopis Doménech	Rodrigo	24/06/2018	

D

A

D

C

B

A

4

4

3

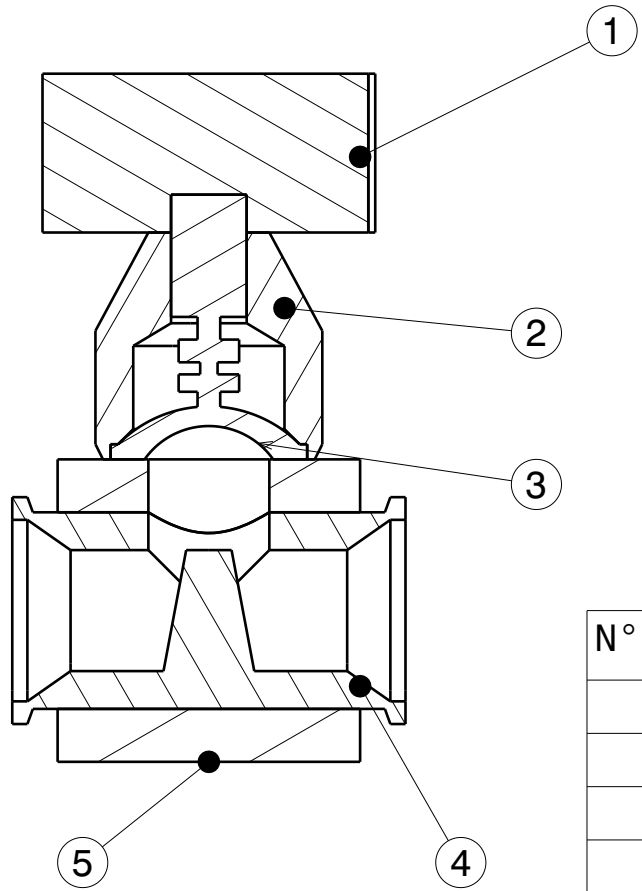
3

2


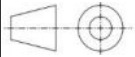
2

1

1



N° de pieza	Descripción	Cantidad	Material	N° de dibujo
1	Tapón	1	PVC	4
2	Cubierta	1	Acero	5
3	Diafragma	1	PVC	6
4	Tubo	1	Acero	7
5	Soporte	1	Acero	8

Observaciones:		Título: <b>Válvula diafragma</b>			N° de dibujo: <b>3</b>	<b>A4</b>
	Ud.dim.mm		Apellidos	Nombre	Fecha	
	Escala: 1:1	Dibujo	Jovaní Pérez	Carles	7/06/2018	
		Revisión	Llopis Doménech	Rodrigo	24/06/2018	
		Aprobación	Llopis Doménech	Rodrigo	24/06/2018	

D

A

D

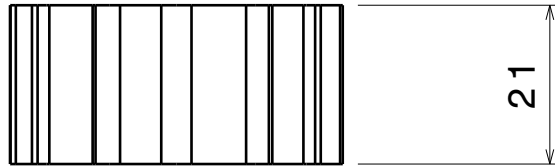
C

B

A

4

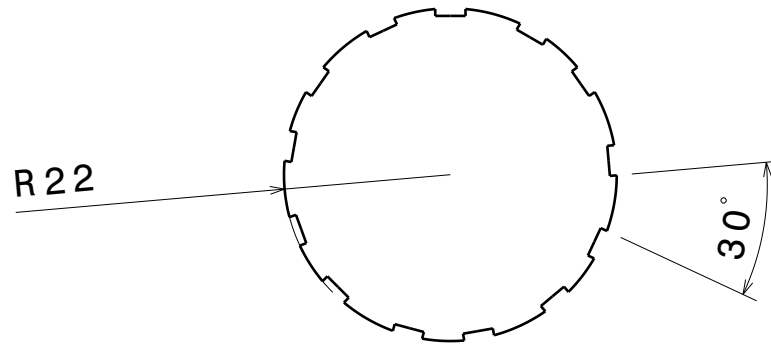
4



21

3

3



R22



30°

2

2

1

1

Observaciones:		Título: <b>Tapón</b>			N° de dibujo: <b>4</b>	<b>A4</b>
	Ud.dim.mm		Apellidos	Nombre	Fecha	
	Escala: 1:1	Dibujo	Jovaní Pérez	Carles	18/06/2018	
		Revisión	Llopis Doménech	Rodrigo	24/06/2018	
		Aprobación	Llopis Doménech	Rodrigo	24/06/2018	

D

A



D

C

B

A

4

4

3

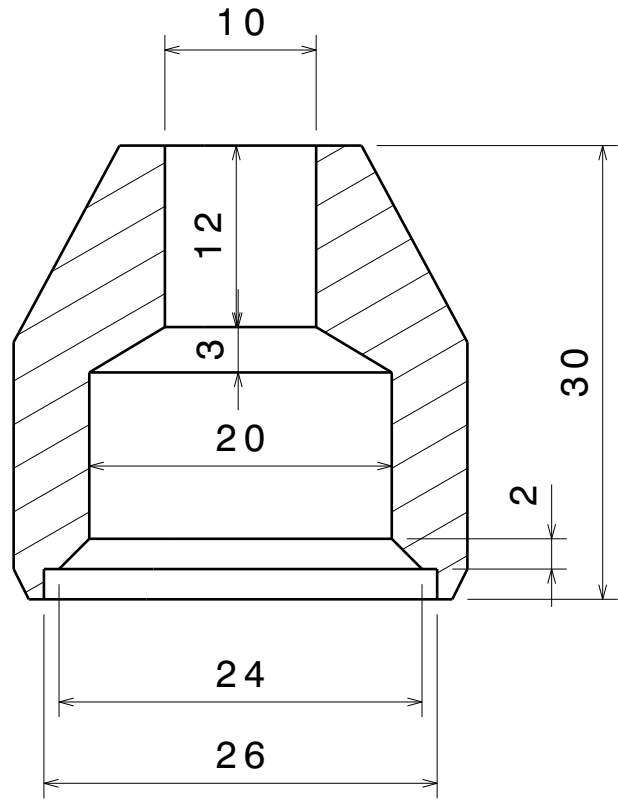
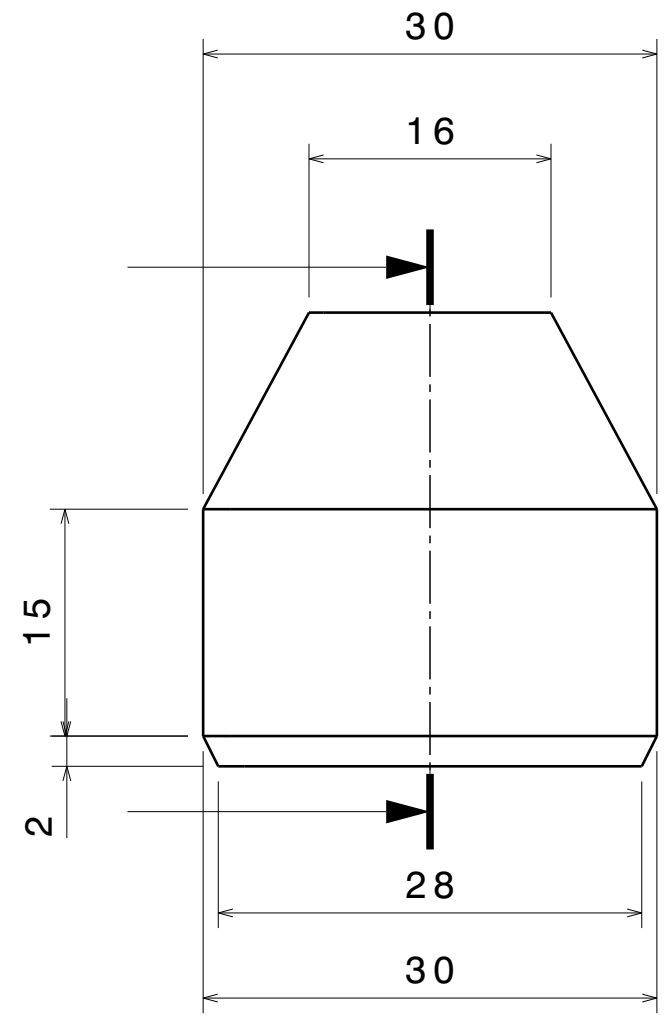
3



2

2

1

1



Observaciones:		Título: <b>Cubierta</b>			Nº de dibujo: <b>5</b>	<b>A4</b>
	Ud.dim.mm		Apellidos	Nombre	Fecha	
	Escala: 2:1	Dibujo	Jovaní Pérez	Carles	18/06/2018	
		Revisión	Llopis Doménech	Rodrigo	24/06/2018	
		Aprobación	Llopis Doménech	Rodrigo	24/06/2018	

D

A

D

C

B

A

4

4

3

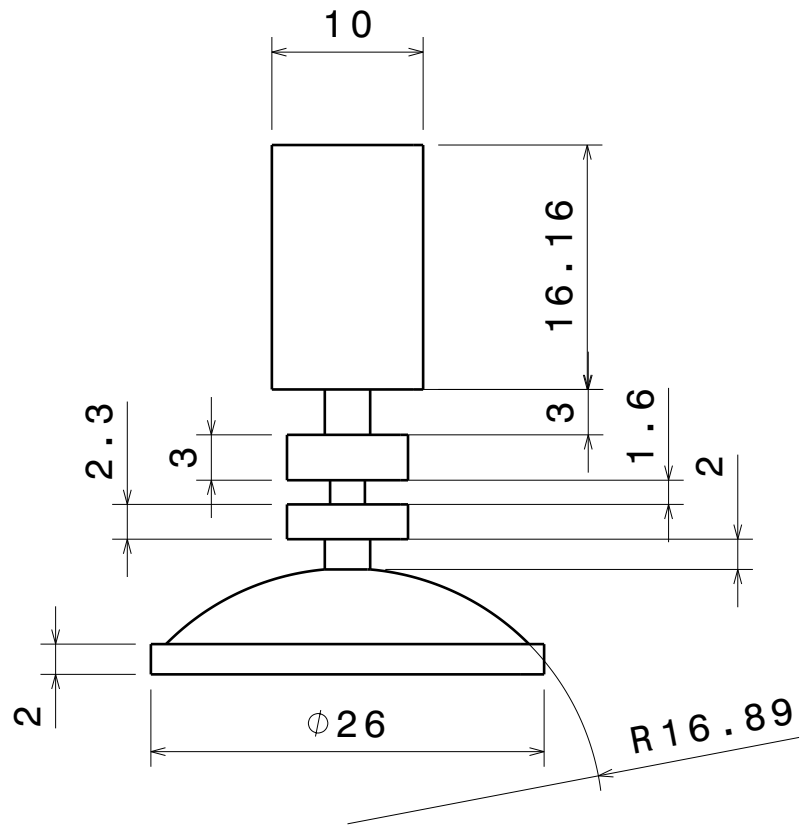
3




2

2

1

1



Observaciones:		Título: <b>Diafragma</b>			Nº de dibujo: <b>6</b>	<b>A4</b>
	Ud.dim.mm		Apellidos	Nombre	Fecha	
	Escala: 2:1	Dibujo	Jovaní Pérez	Carles	18/06/2018	
		Revisión	Llopis Doménech	Rodrigo	24/06/2018	
		Aprobación	Llopis Doménech	Rodrigo	24/06/2018	

D

A

D

C

B

A

4

4

3

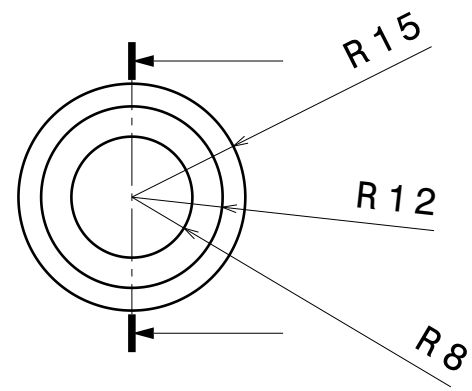
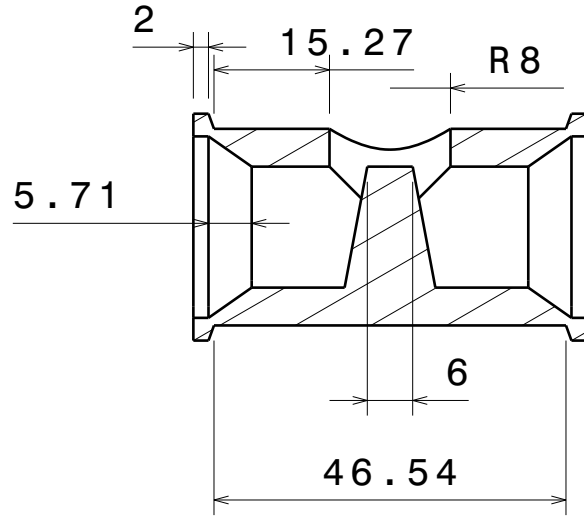
3



2

2

1

1



Observaciones:		Título: <b> tubo</b>			Nº de dibujo: <b> 7</b>	<b> A4</b>
	Ud.dim.mm		Apellidos	Nombre	Fecha	
	Escala: 1:1	Dibujo	Jovaní Pérez	Carles	18/06/2018	
		Revisión	Llopis Doménech	Rodrigo	24/06/2018	
		Aprobación	Llopis Doménech	Rodrigo	24/06/2018	

D

A

D

C

B

A

4

4

3

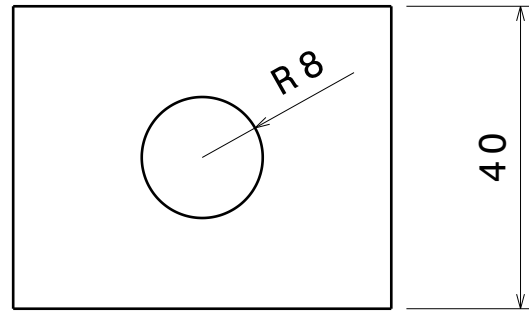
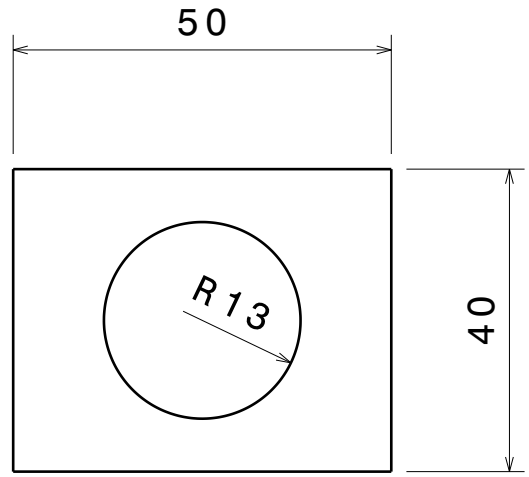
3


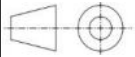
2

2

1

1



Observaciones:		Título: <b>Soporte</b>			Nº de dibujo: <b>8</b>	<b>A4</b>
	Ud.dim.mm		Apellidos	Nombre	Fecha	
	Escala: 1:1	Dibujo	Jovaní Pérez	Carles	18/06/2018	
		Revisión	Llopis Doménech	Rodrigo	24/06/2018	
		Aprobación	Llopis Doménech	Rodrigo	24/06/2018	

D

A

# **PLIEGO DE CONDICIONES**

# Índice

<b>1. Alcance del pliego</b>	<b>118</b>
<b>2. Prescripciones generales</b>	<b>119</b>
2.1. Condiciones facultativas	119
2.1.1. Dirección (meter organigrama)	119
2.1.2. Responsabilidad	119
2.1.3. Formación	119
2.2. Condiciones económicas	120
2.2.1. Valoración del montaje experimental	120
2.2.2. Pagos	120
<b>3. Prescripciones técnicas particulares</b>	<b>121</b>
3.1. Condiciones de materiales y equipos	121
3.1.1. Control de calidad	121
3.1.2. Herramientas mecánicas	122
3.1.3. Herramientas eléctricas	122
3.2. Condiciones de ejecución y montaje	123
3.2.1. Montaje	123
3.3. Condiciones de seguridad e higiene	123
3.3.1. Acceso de personal	123
3.3.2. Objetos no permitidos	123
3.3.3. Normas de uso del laboratorio	124
3.3.4. Protección intelectual	124
3.3.5. Normativa antitabaco	124
3.3.6. Faltas	124
3.3.7. Sanciones	126

## **1. Alcance del pliego**

El pliego de condiciones de este proyecto indica las relaciones establecidas entre los estudiantes en prácticas y la institución, por lo que contiene las informaciones necesarias para que dichas relaciones sean lo más adecuadas posibles. Cabe destacar que el pliego aquí expuesto difiere de uno creado para un proyecto de empresa, ya que los apartados se llevan a cabo de forma más flexible al tratarse de un proyecto de investigación. No obstante, se ha detallado al máximo las normas establecidas para facilitar la comprensión del lector sobre la organización y el procedimiento burocrático del laboratorio.

Así pues, el pliego de condiciones se divide en dos grandes grupos: prescripciones generales y prescripciones técnicas particulares. En el primero se indica la organización del Instituto Clément Ader así como la gestión de las becas recibidas para financiar los experimentos realizados. En el segundo se incluyen las normas, instrucciones y especificaciones tanto técnicas como de seguridad e higiene que deben respetarse durante la realización de los ensayos experimentales.

## **2. Prescripciones generales**

### **2.1. Condiciones facultativas**

#### **2.1.1. Dirección**

El laboratorio se organiza en cuatro grupos principales de investigación:

- Grupo MSC: Materiales y Estructuras Compuestas.
- Grupo SUMO: Superficie, Mecanizado, Materiales y Herramientas.
- Grupo MS2M: Modelización de sistemas y Microsistemas Mecánicos.
- Grupo MICS: Metrología, Identificación, Control y Vigilancia.

Por otro lado, cuenta con la ayuda de un equipo de apoyo administrativo y técnico, denominado grupo ESTA. La dirección de cada uno de los grupos anteriores se compone de un director y de dos directores adjuntos, los cuales pertenecen a entidades que representan a los tres ministerios de tutela: UPS por el Ministerio de la Enseñanza Superior y de la Investigación, ISAE por el Ministerio de Defensa y Mines Albi por el Ministerio de la Industria. En cuanto al equipo de apoyo técnico o personal BIATSS, se organiza en tres componentes, una por cada ministerio. Cada grupo de investigación federa al personal que pertenece a diferentes establecimientos y lugares geográficos.

#### **2.1.2. Responsabilidad**

Los directores de cada grupo son los responsables de velar por que se cumplan las normas establecidas dentro del laboratorio y de reponer las piezas o componentes que sean dañadas durante su uso.

#### **2.1.3. Formación**

El encargado de manipular el banco de ensayos debe haber cursado o estar cursando cualquiera de los programas citados en este apartado:

- Ingeniería mecánica.
- Máster de investigación en Microfluidos.



- Doctorado en Mecánica y Energía.

## **2.2. Condiciones económicas**

### **2.2.1. Valoración del montaje experimental**

La valoración del montaje experimental se encuentra explicada y detallada en el Punto 5. *Mediciones y Presupuestos* de este proyecto.

### **2.2.2. Pagos**

Los pagos para la obtención de piezas necesarias para el desarrollo de nuevos experimentos se realizará por parte del doctor jefe o cualquiera de los estudiantes de doctorado. El importe de dichas piezas se suministra a partir de las becas recibidas, las cuales se ingresan en una cuenta común y que está a disposición de cualquiera de los doctores o estudiantes de doctorado del equipo.

## **3. Prescripciones técnicas particulares**

### **3.1. Condiciones de materiales y equipos**

#### **3.1.1. Control de calidad**

El control de la calidad de ciertas piezas del equipo es primordial para asegurar una buena fiabilidad de los datos y resultados. Por tanto, para evitar posibles rupturas y un nuevo pedido con su consiguiente aumento del presupuesto, se han de seguir las pautas siguientes:

- Los materiales y equipos utilizados en este montaje pueden provenir de experimentos anteriores siempre y cuando no se aprecien defectos graves que puedan impedir su buen funcionamiento como grietas, deformaciones, o rayados.
- En el caso de piezas que tengan componentes electrónicos, se debe proceder a su calibración (ver Apartado 4.2.) para asegurar la buena lectura de los datos obtenidos.
- Las piezas defectuosas serán notificadas al doctor jefe para evaluar los daños ocasionados y proceder a su sustitución.
- La manipulación del microtubo durante los cambios realizados en el montaje experimental se realizará con el mayor cuidado posible, evitando que las uniones con los tubos adyacentes produzcan un momento crítico que lleve a la ruptura del mismo.
- Los termopares también serán tratados de forma cuidadosa, procediendo a su calibración y verificando que el montaje interno es correcto para no obtener fallos de lectura de temperaturas que den lugar a resultados erróneos.
- La utilización de la bomba turbomolecular también debe gestionarse con delicadeza, encendiéndola alrededor de los 200 Pa para no dañarla irreversiblemente. Encender siempre primero la bomba de diafragma y posteriormente la bomba turbomolecular; para apagar el equipo, realizar el orden inverso.

- La manipulación de los equipos más delicados se llevará a cabo bajo la supervisión del ingeniero técnico del laboratorio.

### **3.1.2. Herramientas mecánicas**

Se define como herramienta mecánica aquellos utensilios que permiten realizar una labor mecánica sin estar conectado a una fuente de alimentación. Respecto a las normas a considerar, se ha realizado la siguiente lista:

- Utilizar herramientas en buen estado.
- Utilizar las herramientas adecuadas para cada tarea establecida.
- Las herramientas deben permanecer dentro del laboratorio de Microfluidos y deben guardarse una vez utilizadas en el recipiente de donde se extrajeron. En caso de provocar un daño severo, se debe contactar con el ingeniero técnico o el doctor jefe del laboratorio.

### **3.1.3. Herramientas eléctricas**

Se define como herramienta eléctrica aquellos dispositivos que necesitan estar conectados a una fuente de energía para poder funcionar correctamente. Respecto a las normas a considerar, se ha realizado la siguiente lista:

- Antes de su uso, asegurar que el dispositivo está bien conectado a la red de alimentación.
- En caso de avería o cualquier mensaje de error, apagar inmediatamente el dispositivo.
- No hacer reparaciones sobre estos aparatos si no se trata del ingeniero técnico o de un especialista.
- No operar con los aparatos eléctricos si están mojados o húmedos.
- Los fallos o anomalías encontradas deben ser notificadas al ingeniero técnico o el doctor jefe del laboratorio.

## **3.2. Condiciones de ejecución y montaje**

### **3.2.1. Montaje**

Cualquier modificación en el aparato experimental debe ser llevada a cabo por dos personas siempre, ya que una sola persona no está sometida a la supervisión de la otra y la adición de más personas puede empeorar la maniobrabilidad del resto provocando errores y posibles rupturas de piezas. En el caso de tratarse de una manipulación delicada, una de la personas como mínimo debe ser el doctor jefe, el ingeniero técnico del laboratorio o un estudiante de doctorado.

## **3.3. Condiciones de seguridad e higiene**

### **3.3.1. Acceso de personal**

Si se accede al laboratorio por primera vez, se debe ir acompañado del doctor jefe en todo momento y cumplir con las normas de higiene impuestas. Además, se debe obtener el convenio de prácticas accediendo a la correspondiente página web e indicar las informaciones que se detallan a continuación:

- Información personal del estudiante.
- Información sobre el organismo de acogida.
- Información sobre el tutor de las prácticas.
- Fecha de inicio y fin de las prácticas.
- Número de horas a realizar semanalmente.

Por otro lado, se debe informar en secretaría la realización de este convenio para obtener los pases tanto a los despachos del Instituto Clément Ader como al laboratorio de Microfluidos.

### **3.3.2. Objetos no permitidos**

Está prohibida la entrada de teléfonos móviles, con la excepción de realizar alguna foto puntual para documentar el proyecto. A su vez, queda prohibida la entrada de comida o bebida así como de lápices que puedan introducir polvo en el laboratorio. En el caso de que sea estrictamente necesario el trabajo manual, proteger la zona y limpiar inmediatamente después de haber finalizado.

### **3.3.3. Normas de uso del laboratorio**

- Es obligatorio el uso de cubiertas de zapato desechables y de una bata para acceder al laboratorio, las cuales son proporcionadas por el laboratorio. Antes de colocarse las cubiertas pisar varias veces sobre la alfombra pegajosa (QD) del umbral de entrada para eliminar el polvo de las suelas de los zapatos. Cambiar regularmente la alfombra y las cubiertas desechables para que no pierdan su función.
- Mantener en todo momento las puertas cerradas, ya que la sala de trabajo está presurizada para evitar todo lo posible la aparición de polvo.
- Queda prohibida la apertura de las ventanas con el fin de mantener la sala limpia y sin polvo.
- Está prohibido manipular cualquier parte del montaje sin discusión previa con el doctor jefe.

### **3.3.4. Protección intelectual**

Queda prohibido filmar o fotografiar el montaje experimental así como la divulgación de las tareas diarias realizadas sin el consentimiento del doctor jefe del laboratorio.

### **3.3.5. Normativa antitabaco**

Queda terminantemente prohibido fumar en el laboratorio así como en el resto del edificio exceptuando los espacios habilitados para tal fin.

### **3.3.6. Faltas**

El no cumplimiento de las normas indicadas anteriormente se clasifican dependiendo de su gravedad en faltas leves, graves o muy graves.

- **Faltas leves**
  - Descuido en la utilización de los equipos o componentes del montaje.
  - La ausencia de las fórmulas cotidianas de cortesía hacia los empleados, supervisores y/o compañeros tanto del equipo como de otros grupos.

- No informar u ocultar de algún incidente leve en la utilización de los equipos o componentes del montaje.
- No utilizar las cubiertas de zapato desechable o la bata durante la estancia en el laboratorio.
- Utilizar el teléfono móvil dentro del laboratorio con intenciones lúdicas.
- Mantener la puerta interior que da acceso al vestíbulo abierta.
- La complicidad o encubrimiento de una o varias faltas leves.

- **Faltas graves**

- Ruptura de los equipos más delicados tales como el microtubo o la bomba por uso inadecuado de los mismos.
- No asistencia al horario establecido por el convenio de prácticas sin justificación.
- La desobediencia a compañeros respecto a las normas de uso del laboratorio y en especial a los supervisores.
- Mostrar una educación incorrecta respecto al resto de empleados del laboratorio.
- Fumar en las zonas prohibidas por las normas.
- Divulgación no autorizada del trabajo realizado en el laboratorio.
- No informar u ocultar sobre un incidente grave.
- La práctica reiterada de una o varias faltas leves.
- La complicidad o encubrimiento de una o varias faltas graves.

- **Faltas muy graves**

- Ruptura intencionada o robo de piezas del montaje experimental.
- Provocar peleas o proferir amenazas a empleados, supervisores y/o compañeros tanto del equipo como de otros grupos.

- Robo de las pertenencias de un compañero del laboratorio así como la manipulación de su trabajo.
- Consumir drogas dentro de las instalaciones o intentar introducirlas.
- Cualquier delito contra la propiedad llevado a cabo dentro de las instalaciones del centro.
- No informar u ocultar sobre un incidente muy grave.
- La práctica reiterada de una o varias faltas graves.
- La complicidad o encubrimiento de una o varias faltas muy graves.

### **3.3.7. Sanciones**

Las faltas citadas anteriormente serán sancionadas de la forma siguiente, atendiendo a la mayor o menor peligrosidad o malicia con la que puedan haberse cometido.

- **Faltas leves**

- Aviso privado por escrito al empleado o empleados implicados.

- **Faltas graves**

- Aviso privado por escrito, anunciado que la práctica reiterada de faltas graves supondría la expulsión del edificio y anulación del convenio de prácticas.

- **Faltas muy graves**

- Expulsión del laboratorio y edificio así como la anulación del convenio de prácticas.

# MEDICIONES Y PRESUPUESTO



# Índice

<b>1.Introducción</b>	<b>129</b>
<b>2. Cuadro de precios</b>	<b>130</b>
<b>3. Amortización proyecto</b>	<b>131</b>

# 1.Introducción

En este apartado se adjunta una recopilación de las piezas utilizadas para la fabricación del montaje experimental así como del número empleado y su coste unitario. Cabe destacar que, al tratarse de un proyecto de investigación en una fase inicial, no hay una estimación del coste del prototipo a diseñar puesto que todavía falta realizar diversas pruebas a partir de los resultados obtenidos para llegar a ese punto. No obstante, el coste total del montaje experimental utilizado durante las prácticas de este trabajo está bien documentado tal y como se puede apreciar en el punto siguiente.

## 2. Cuadro de precios

Núm.	Denominación	Precio	Cantidad	Total
2.1	Bomba vacío TurboLab 80	3.499,00 €	1,00 ud	3.499,00 €
2.2	Válvula diafragma	200,00 €	3,00 ud	600,00 €
2.3	Microtubo CV 5070	247,72 €	1,00 ud	247,42 €
2.4	Calibrador presión INFICON	1.000,00 €	4,00 ud	4.000,00 €
2.5	Cable conexión placa base	7,99 €	2,00 ud	15,98 €
2.6	Fuente alimentación	590,60 €	1,00 ud	590,60 €
2.7	Cable fuente alimentación	172,00 €	2,00 ud	344,00 €
2.8	Placa base control	1.289,00 €	1,00 ud	1.289,00 €
2.9	Cable transductor	140,00 €	1,00 ud	140,00 €
2.10	Pegamento Epotek H20	188,54 €	1,00 ud	188,54 €
2.11	Juego de bridas ISO KF 16	34,00 €	1,00 ud	34,00 €
2.12	Series 99 válvula solenoide	145,70 €	2,00 ud	291,40 €
2.13	Botella muestra	128,18 €	1,00 ud	128,18 €
2.14	Cable acero inoxidable	20,25 €	1,00 ud	20,25 €
2.15	Depósito ALPHAGAZ	180,00 €	2,00 ud	360,00 €
2.16	Dispositivo DAQ	881,00 €	1,00 ud	881,00 €
2.17	Termopar tipo K	8,99 €	3,00 ud	26,97 €
2.18	Junta	5,70 €	20,00 ud	114 €
2.19	Tubo forma T acero	10,54 €	3,00 ud	31,62 €
2.20	Tubo forma cruz	12,24 €	2,00 ud	24,48 €
2.20	Codo acero	11,15 €	1,00 ud	11,15 €
2.21	Módulo Peltier	3,99 €	1,00 ud	3,99 €
2.22	Detector fugas portátil ASM 310	15.000,00 €	1,00 ud	15.000,00 €
2.23	Licencia LabVIEW Completo	3.451,00 €	1,00 ud	3.451,00 €
			Total materiales:	31.292,58 €

### 3. Amortización del proyecto

Coste materiales	31.292,58 €
Horas realizadas	300 h
Vida útil equipo	5 años
Amortización equipo	6.258,52 €/año
Amortización periodo prácticas	214,33 €
Amortización acumulada	18.775,55 €