



---

**Universidad de Valladolid**

ESCUELA DE INGENIERÍAS INDUSTRIALES

DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA ENERGÉTICA Y FLUIDOMECÁNICA

TESIS DOCTORAL:

**Eyectores para aplicaciones frigoríficas**

Presentada por Javier García del Valle para optar al  
grado de  
doctor por la Universidad de Valladolid

Dirigida por:  
José María Saíz Jabardo  
Francisco Castro Ruíz

**Agradecimientos:**

A mis tutores J.M. Saíz Jabardo y Francisco Castro Ruíz.

A Julio Francisco San José Alonso.

A Luis y Albito Martín Gil y personal de S.F.I. Intraensa.

A la Universidad de La Coruña.

A la Junta de Castilla y León por proporcionar financiación.

A mis padres y hermano.

# Índice

	Página
<b>I Preámbulo:</b>	<b>7</b>
<b>1 Introducción.</b>	<b>7</b>
1.1 Perspectiva histórica. . . . .	7
1.2 Objetivos. . . . .	9
<b>II Revisión bibliográfica.</b>	<b>10</b>
<b>2 Desarrollo inicial</b>	<b>11</b>
<b>3 Modelos referenciados</b>	<b>13</b>
3.1 Termodinámicos . . . . .	13
3.1.1 Modelo turbina-compresor expansión intermedia . . . . .	13
3.1.2 Modelos turbina-compresor expansión total . . . . .	14
3.1.3 Modelos termodinámicos según el segundo principio . . . . .	14
3.2 Energéticos . . . . .	15
3.2.1 Modelo de Flügel . . . . .	15
3.2.2 Modelo de Stoecker . . . . .	17
3.2.3 Modelo de Munday y Bagster . . . . .	18
3.3 Cinemáticos: . . . . .	21
3.3.1 Modelo de Fabri y Siestrunk . . . . .	21
3.3.2 Experimentos de Matsuo . . . . .	28
3.3.3 Modelo de Keenan (primero) . . . . .	32
3.3.4 Modelo de Keenan (segundo) . . . . .	34
3.3.5 Modelo de Elrod . . . . .	35
3.3.6 Modelo de Huang . . . . .	35
3.3.7 Modelo de Ouzzane y Aidoun. . . . .	38
3.3.8 Modelo de Zhu . . . . .	39
3.4 Apreciaciones particulares . . . . .	40
3.4.1 Modelo según el segundo principio: expresión simplificada . . . . .	40
3.4.2 Modelo de Fabri: elección del régimen de funcionamiento . . . . .	40
3.4.3 Modelo de Fabri: inclusión de un difusor . . . . .	49
3.4.4 Modelo de Fabri: extensión para mezcla a área variable . . . . .	50
3.4.5 Modelo de Fabri: gases reales . . . . .	52
3.4.6 Modelo de Keenan: comparación de datos experimentales con distintos modelos . . . . .	54
3.4.7 Modelo de Huang: comparación de datos experimentales con distintos modelos . . . . .	55
3.4.8 Modelo según el segundo principio: punto de mejor operación del eyector . . . . .	59
3.4.9 Instalación de eyectores en cascada . . . . .	63
<b>4 Otros artículos</b>	<b>65</b>
4.1 Cálculo de eyectores por modelos unidimensionales y datos experimentales . . . . .	65
4.2 Modelos mediante soluciones numéricas . . . . .	67
4.3 Aplicaciones del eyector . . . . .	68
4.4 Tesis doctorales referidas a eyectores . . . . .	71
4.5 Conclusiones sobre la investigación bibliográfica . . . . .	71

<b>III Modelos matemáticos:</b>	<b>73</b>
<b>5 Modelo potencial axilsimétrico linealizado</b>	<b>73</b>
5.1 Hipótesis . . . . .	73
5.2 Desarrollo teórico . . . . .	75
5.3 Implementación práctica . . . . .	82
5.4 Resultados . . . . .	87
5.4.1 Aplicación del modelo a los resultados de Huang [54] (R141b) . . . . .	88
5.4.2 Aplicación del modelo a los resultados de Yapici [126] (R123) . . . . .	94
5.4.3 Aplicación del modelo a los resultados de Eames et al. [29] (agua) . . . . .	96
5.4.4 Aplicación del modelo a los resultados de Selvaraju et al. [100] (R134a) . . . . .	100
<b>6 Modelo potencial axilsimétrico: solución no linealizada</b>	<b>101</b>
6.1 Desarrollo teórico . . . . .	101
6.2 Implementación práctica . . . . .	107
6.3 Aplicación del modelo a los resultados de Huang [54] (R141b) . . . . .	110
<b>IV Banco experimental de aire.</b>	<b>112</b>
<b>7 Diseño y puesta en marcha del eyector de aire</b>	<b>112</b>
<b>8 Análisis de medidas del eyector de aire</b>	<b>124</b>
8.1 Variación del cociente de masas con la presión de condensación . . . . .	125
<b>V Banco experimental de refrigerante.</b>	<b>133</b>
<b>9 Diseño y puesta en marcha del eyector de refrigerante</b>	<b>133</b>
9.1 Dimensionamiento del eyector . . . . .	135
9.2 Dimensionamiento de la instalación . . . . .	137
9.3 Instrumentación, automatización y control . . . . .	139
9.4 Puesta en marcha y operación de la instalación experimental . . . . .	142
<b>10 Análisis de medidas del eyector de refrigerante</b>	<b>144</b>
10.1 Flujo másico a través de la tobera . . . . .	144
10.2 Influencia del recalentamiento en la caldera . . . . .	146
10.3 Influencia del recalentamiento en el evaporador . . . . .	147
10.4 Influencia de la posición de la tobera . . . . .	148
10.4.1 Ensayos variando la posición de la tobera para la cámara de mezcla “A” . . . . .	148
10.4.2 Ensayos variando la posición de la tobera para la cámara de mezcla “B” . . . . .	150
10.4.3 Ensayos variando la posición de la tobera para la cámara de mezcla “C” . . . . .	151
10.5 Series de medidas variando la presión de caldera, evaporador y condensador . . . . .	152
10.5.1 Comparación entre el modelo potencial y las medidas experimentales . . . . .	156
10.6 Perfiles de presión en la cámara de mezcla “B” . . . . .	161
10.7 Funcionamiento del eyector con cociente de masas nulo . . . . .	167
10.8 Comparación de los resultados del eyector con otras tecnologías. . . . .	171
<b>VI Conclusiones y trabajos futuros.</b>	<b>172</b>
<b>11 Conclusiones</b>	<b>172</b>
<b>12 Trabajos futuros</b>	<b>174</b>

<b>A</b>	<b>Propiedades termodinámicas de los refrigerantes.</b>	<b>182</b>
A.1	Ecuaciones de estado de Helmholtz para gases reales . . . . .	183
<b>B</b>	<b>Eyector de aire.</b>	<b>186</b>
B.1	Medidas con el eyector de aire . . . . .	187
<b>C</b>	<b>Eyector de refrigerante.</b>	<b>202</b>
C.1	Premisas de diseño . . . . .	203
C.2	Geometría del eyector . . . . .	207
C.2.1	Elección del diámetro de la garganta . . . . .	208
C.2.2	Elección del diámetro a la salida de la tobera, diámetro de la zona de área constante y ángulo de la cámara de mezcla . . . . .	209
C.2.3	Geometría de la tobera . . . . .	213
C.3	Diseño mecánico del eyector . . . . .	215
C.4	Diseño de la instalación . . . . .	216
C.4.1	Generador . . . . .	217
C.4.2	Evaporador . . . . .	220
C.4.3	Condensador . . . . .	220
C.4.4	Control de la instalación, adquisición de datos y evaluación de errores .	223
C.4.5	Evaluación de errores . . . . .	227
C.4.6	Operación de la instalación experimental . . . . .	231
C.5	Medidas . . . . .	235
C.5.1	Series de medidas variando la presión de caldera, evaporador y condensador	235

# Nomenclatura

“,” Separador decimal.

## Variables:

$A$	Área.
$c$	Velocidad del sonido.
$c_p$	Calor específico a presión constante.
$c_v$	Calor específico a volumen constante.
$d$	Diámetro.
$FS$	Fondo de escala.
$h$	Entalpía.
$Imp$	Función de impulso en flujo isentrópico de gases ideales= $=(p \cdot A + \rho \cdot A \cdot V^2 = p \cdot A \cdot (1 + k \cdot M^2))$
$k$	$\frac{c_p}{c_v}$
$\dot{m}$	Caudal másico
$M$	Número de Mach.
$\mathcal{M}$	Masa molecular.
$p$	Presión
$\mathfrak{R}$	Constante universal de los gases ideales = 8,314 [J · mol <sup>-1</sup> · K <sup>-1</sup> ].
$R = \frac{\mathfrak{R}}{\mathcal{M}}$	Constante universal de los gases en base másica.
$r$	Coordenada radial.
$s$	Entropía.
$T$	Temperatura.
$\hat{T}$	Temperatura de saturación calculada a partir de un valor de presión.
$V$	Velocidad.
$w$	Cociente de masas = $\frac{\dot{m}_{\text{secundario}}}{\dot{m}_{\text{primario}}}$
$x$	Coordenada axial.

## Letras griegas:

$\alpha$	$\sqrt{M^2 - 1}$ .
$\beta_n$	Raíz n de Bessel.
$\delta$	Error unitario sobre el fondo de escala.
$\varkappa$	Cordenada x local para cada subregión.
$\rho$	Densidad.
$\sigma_{gen}$	Entropía generada.
$\Upsilon(x)$	Funciones separación de variables.
$\phi$	Función potencial.
$\varphi$	Función potencial.
$\Psi(r)$	Funciones separación de variables.

## Subíndices:

0	Condiciones de remanso.
ac	Área constante.
e	Fluido eyectado o secundario.
fr	Frontera, interfaz entre fluido primario y secundario.
gt	Garganta tobera.
i,x	propiedades en la sección "i" del fluido x = "m", "e" ó "mz".
m	Fluido motriz o primario.
mz	Mezcla de fluido motriz y fluido secundario.
st	Sección salida de la tobera.
sc	Sección crítica.
[...]n	Subregión n.

## Funciones:

Movimiento isoentrópico compresible de gases ideales:

$$f_A(M_x) = \frac{A_x}{A_{th}} = \frac{A_x}{A_{th}} = \frac{1}{M_x} \left[ \frac{2}{k+1} \left( 1 + \frac{k-1}{2} \cdot M_x^2 \right) \right]^{\frac{k+1}{2(k-1)}}$$

$$f_\rho(M_x) = \frac{\rho_0}{\rho_x} = \frac{\rho_0}{\rho_x} = \left( 1 + \frac{k-1}{2} \cdot M_x^2 \right)^{\frac{1}{k-1}}$$

$$f_p(M_x) = \frac{p_0}{p_x} = \frac{p_0}{p_x} = \left( 1 + \frac{k-1}{2} \cdot M_x^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

$$f_T(M_x) = \frac{T_0}{T_x} = \frac{T_0}{T_x} = \left( 1 + \frac{k-1}{2} \cdot M_x^2 \right)$$

Las funciones inversas se designan como:  $f_A^{-1}$ ,  $f_\rho^{-1}$ ,  $f_p^{-1}$ ,  $f_T^{-1}$

$$f_{Imp}(M) = \frac{Imp}{Imp|_{M=1}} = \frac{1 + kM^2}{M \cdot \sqrt{2 \cdot (1+k) \cdot \left( 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)}}$$

Onda de choque normal: 1-antes y 2-después de la onda de choque.

$$f_{OC,p}(M_1) = \frac{p_2}{p_1} = \frac{2 \cdot k \cdot M_1^2 - (k-1)}{k+1}$$

$$f_{OC,p0}(M_1) = \frac{p_{20}}{p_{10}} = \frac{A_{gt,1}}{A_{gt,2}} = \left[ \frac{2 \cdot k \cdot M_1^2 - (k-1)}{k+1} \cdot \left( \frac{2 + (k-1) \cdot M_1^2}{(k+1) \cdot M_1^2} \right)^k \right]^{\frac{-1}{k-1}}$$

Gases reales:

$\mathbf{i}(j, k)$  Función general que nos da la propiedad termodinámica i en función de j y k.  
La forma que toma la ecuación será detallado en la sección 3.4.5

## Parte I

# Preámbulo:

## 1. Introducción.

La apetencia energética de la sociedad se presenta insaciable, es por ello que el hombre se resigna a atisbar el ocaso de los días de abundancia de energía de bajo coste. La convicción de que mi generación vivirá cambios profundos tanto en la disponibilidad, diversidad y explotación de fuentes de energía, ha sido la fuente de entusiasmo para embarcarme en el presente trabajo, siendo el mismo concebido con la idea de profundizar en el conocimiento de la refrigeración por eyección desde dos vertientes, una estrictamente teórica, con el objeto de dar fruto a la presente publicación, y otra de corte práctico en colaboración con la empresa, como complemento indispensable de la anterior.

### 1.1. Perspectiva histórica.

El eyector fue inventado en 1901 por Charles Parsons para la extracción de gases no condensables del condensador de una máquina de vapor. Lo bautizó como “vacuum augmentor”. En 1918 Maurice Leblanc [67] presenta la patente “Steam Ejector Aparatus” US Patent 1461447. Su idea es perfeccionar el “vacuum augmentor” desarrollado por Parsons. Es el predecesor del eyector como sustituto del compresor en un ciclo de refrigeración. Su utilización se inició en la década de los 20, extendiéndose hasta la década de los 30, período en el que operaba con vapor de agua como refrigerante y vapor de calefacción como “fluido motriz”, siendo fundamentalmente empleado para la climatización de grandes edificios. La introducción de los CFC en la década de los 30, debido a su mayor rendimiento energético, desplazó prácticamente el eyector del campo de la refrigeración. A pesar de ello se ha seguido usando en otros sectores como en la petroquímica, industria del papel (ventosas), condensadores de vapor y en otras aplicaciones en las que se requiera vacío. A partir de finales de los 80, motivado por las crisis energéticas y la creciente sensibilización sobre criterios medioambientales (Protocolos de Montreal y posteriormente el de Kyoto), crece el interés por la mejora de ciclos termodinámicos que, aunque conocidos, están lejos de poder competir contra la máquina de compresión por razones de eficiencia, coste y sencillez de operación. Los nuevos criterios de diseño se centran en el empleo de energías renovables y el uso de refrigerantes que no afecten el medio ambiente, generalmente, denominados de “refrigerantes naturales” por sus características y origen. Los ciclos que en la actualidad se consideran como alternativos al de compresión de vapor y que se encuentran en distintas etapas de comercialización son los siguientes:

1. Ciclos operados por energía térmica
  - 1.1. Absorción, en los que se investiga nuevas parejas refrigerante/solvente y la optimización del generador y los intercambiadores/etapas del ciclo.
  - 1.2. Eyector, en los que la investigación se centra en el diseño del eyector y en la búsqueda del refrigerante ideal para las distintas condiciones de operación.
  - 1.3. Adsorción, estudiando tanto en ciclos cerrados como en ciclos abiertos (en este caso la sustancia absorbida es la humedad del aire).
2. Ciclos operados por energía eléctrica: magnético, termoeléctrico y termoacústico, que se caracterizan por ser adecuados en aplicaciones específicas, con condicionantes como reducida capacidad frigorífica, o requerimientos de poco volumen ocupado.

Por fortuna para estas tecnologías, independientemente de la técnica, cada día que existe una subida de precios en la estación de servicio o en el recibo de la luz, más cerca está su implantación práctica. Actualmente ni las distintas Administraciones ni el mundo empresarial son

ajenos a estos retos, los primeros como gestores de fondos públicos y creadores de marcos reglamentarios y los segundos como beneficiarios y protagonistas finales en la comercialización de soluciones concretas. Dos sectores en especial están siendo trascendentales en el desarrollo de las mismas, debido a que están enfocadas al gran público, uno es la climatización residencial, en donde la tradicional caldera de gasóleo o gas natural se está viendo desplazada paulatinamente por bombas de calor bien mecánicas (ciclo compresión) o bien térmicas (absorción) y el otro es el sector automovilístico. Aquí existen dos segmentos diferenciados, el primero son los vehículos de combustión interna, en donde el esfuerzo se halla en obtener aire acondicionado aprovechando calor de gases de escape. El segundo segmento son los vehículos eléctricos (EV), aquí la problemática es doble pues no solo el aire acondicionado sino también la calefacción necesita de un ciclo termodinámico. Amén de desarrollos comerciales de sistemas de compresión, la mano de la subvención se ha tendido a sistemas magnéticos y termoeléctricos.

Parece obvio preguntarse el papel que está jugando la refrigeración por eyección en este desarrollo. Campos de investigación son la climatización doméstica mediante energía solar y aire acondicionado en automóviles mediante el uso de energías residuales. Se puede constatar que existe un número de publicaciones aceptable, pero implementaciones comerciales prácticamente nulas. Más que consuelo es, y a decir fuente de motivación, que tampoco el resto de tecnologías están consiguiendo, hasta la fecha, implementación comercial significativa. Ejemplo de ello en España, por ser quizás el proyecto de mayor presupuesto financiado por la Unión Europea sobre bombas de calor, sea TEMACS (Thermally Operated Mobile Air Conditioning Systems), enfocado al desarrollo de un aire acondicionado para uso automovilístico (tanto coches como camiones) cuya fuente primaria de energía fuese el calor perdido en agua de refrigeración. El proyecto fracasó en su objetivo de desarrollo de una máquina de adsorción comercial, ó en boca de uno de sus participantes [84] “However, the project showed that it is possible to recover the heat from the engine, but the volume, weight and costs are too high to make this solution feasible on a commercial level”.

A modo de referencia introductoria se muestra en la figura 1 el ciclo de eyección aplicado a refrigeración.

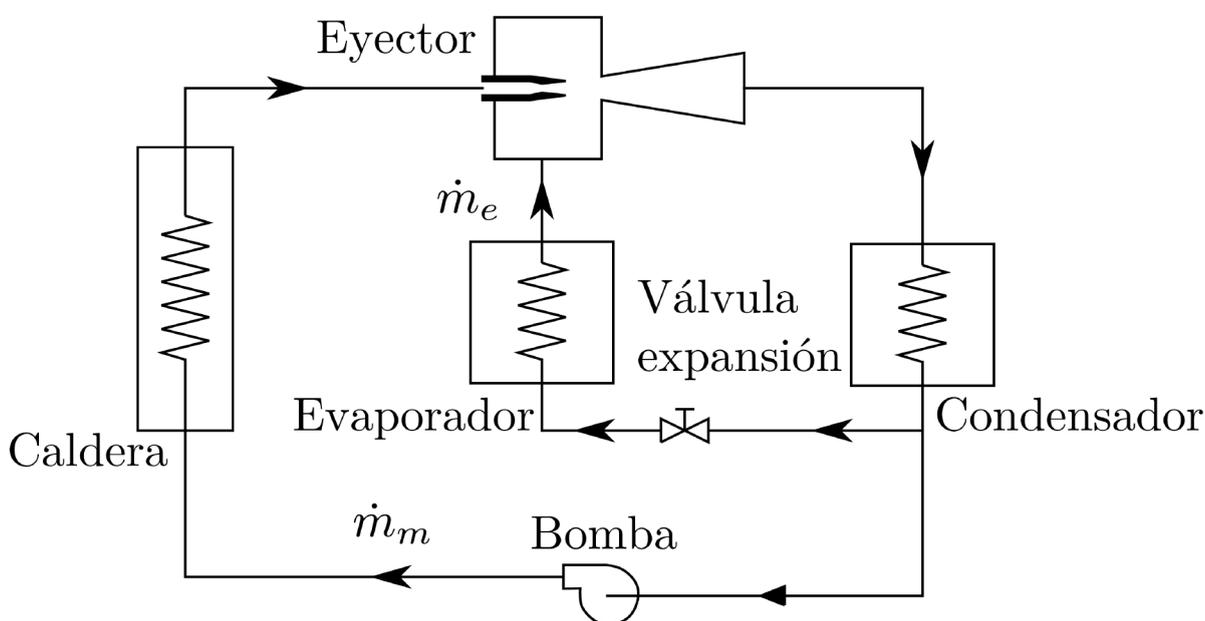


Figura 1: Esquema base de un ciclo de refrigeración por eyección.

En la caldera (“boiler”) se genera el denominado “vapor primario o motriz ( $\dot{m}_m$ )”, constituido del mismo refrigerante de la instalación frigorífica propiamente dicha, que ejercerá el efecto de arrastre del vapor de refrigerante en el eyector. En el eyector, el chorro de alta presión y temperatura de vapor primario aspira el vapor de refrigerante a baja presión y temperatura

proveniente del evaporador, llamado de flujo “secundario o arrastrado ( $\dot{m}_e$ )”, obteniendo como resultado un vapor a una presión y temperatura intermedias. De la salida del eyector en adelante el circuito es semejante a uno frigorífico convencional, como se observa en la Fig. 1. En condiciones de estado estacionario parte del líquido que deja el condensador debe ser impulsado a la caldera a una tasa igual a la del vapor primario mediante una bomba. El rendimiento del ciclo frigorífico de la figura 1, también llamado usualmente COP, (acrónimo del término en inglés “Coefficient Of Performance”) queda definido en la ecuación (1).

$$COP = \frac{Calor_{evaporador}}{Calor_{caldera}} = \frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_m} \cdot \frac{\Delta h_{evaporador}}{\Delta h_{caldera}} \quad (1)$$

El cociente entre flujo másico secundario ( $\dot{m}_e$ ) y el primario ( $\dot{m}_m$ ) se denomina “cociente de masas” o “ $w$ ”, quedando definido en la ecuación (2).

$$w = \frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_m} \quad (2)$$

## 1.2. Objetivos.

Visto el devenir histórico, la cuestión trascendental es cuestionarse si hay campo posible de aportación en la refrigeración por eyección y si tal es el caso en qué términos. Sería imprudente adentrarse en tal actividad sin un bosquejo inicial de las posibilidades que ofrece el tópico en cuestión. Una primera inmersión en la bibliografía demuestra que la mayoría de libros de refrigeración menciona el tema de forma vaga, dedicándole habitualmente un epígrafe. En cuanto a artículos, es fácil reconocer cual son los clásicos por el número de referencias. Tras un cierto tiempo de lectura es desconcertante ver por una parte la falta de una metodología para el cálculo de eyectores y por otra la dispersión de datos entre distintos autores. Después de una reflexión preliminar y un acaecer benigno del tiempo, se juzga apropiado considerar los siguientes objetivos como meta canalizadora de los esfuerzos de este trabajo:

1. Estado del arte
2. Desarrollo de un modelo matemático para el cálculo de eyectores.
3. Investigación con una instalación experimental de aire para la obtención de parámetros geométricos no definibles con el modelo.
4. Investigación con una instalación de R134a para la prueba de distintas geometrías y contraste del modelo. Para fijar un marco de trabajo, la investigación experimental se centrará en simular las condiciones existentes en dos aplicaciones diferenciadas, una es la climatización de vehículos aprovechando calores residuales y la otra es de climatización mediante paneles solares convencionales.

## Parte II

# Revisión bibliográfica.

La revisión bibliográfica se estructura de forma que, en primer lugar, se introduce al lector en las condiciones técnicas que propiciaron la invención del eyector; en segundo lugar nos centraremos en los modelos matemáticos desarrollados para el modelado de eyectores. La exposición de los modelos se realiza por familias según el grado de abstracciones que se realicen, estando ordenados de menor a mayor complejidad de acuerdo a los epígrafes de modelos termodinámicos, energéticos y cinemáticos. Para esto último podría insinuarse una exposición cronológica, sin embargo se empezará con el modelo matemático presentado por Fabri y Siestrunck [36] que, a juicio del autor, es el primero en realizar una clasificación, basada en experimentación, de los regímenes de operación para eyectores con cámara de mezcla a área constante, así como proponer un modelo analítico para cada uno de ellos. En segundo lugar se expone los resultados de un artículo puramente experimental, que a pesar de no proponer análisis matemáticos viene a ser el equivalente del artículo de Fabri para eyectores con cámara de mezcla a área variable. En tercer lugar se revisan datos experimentales publicados por otros autores, este requisito es previo a una crítica fundamentada de los modelos numéricos, objeto del siguiente punto de discusión, los cuales tomarán, en general, datos experimentales para su validación. Se termina la exposición indagando sobre artículos basados en la aplicación práctica de eyectores en el ámbito de las instalaciones frigoríficas.

Los tópicos que de forma recurrente se van a tratar de responder en la bibliografía, sobre los que el lector debe fijar su atención y cuya adecuada respuesta será discutida al final de la bibliografía como elemento justificativo del estudio desarrollado en el presente trabajo son:

1. Mezcla a área constante o área variable (un eyector se dice a área variable cuando la sección de salida tobera se encuentra antes de la sección  $x=0$  y es a área constante cuando ambas secciones coinciden, ver fig. 2) y longitud de área constante en ambos casos.
2. Posición de descarga de la tobera.
3. Perfil de tobera y difusor.
4. Fluido empleado, junto con condiciones de remanso de fluido motriz y secundario y presión de descarga.

### Nomenclatura:

Antes de comenzar y en aras de ofrecer claridad al lector sobre una serie de parámetros geométricos que van a aparecer de forma reiterada, se muestra en la figura 2 un esquema básico de un eyector, mostrando los parámetros característicos. La explicación física de aquellos términos que lo requieran, será dada más adelante. El objetivo de cualquier modelo es obtener el cociente de masas " $w$ ", definido de acuerdo a la ecuación (2).

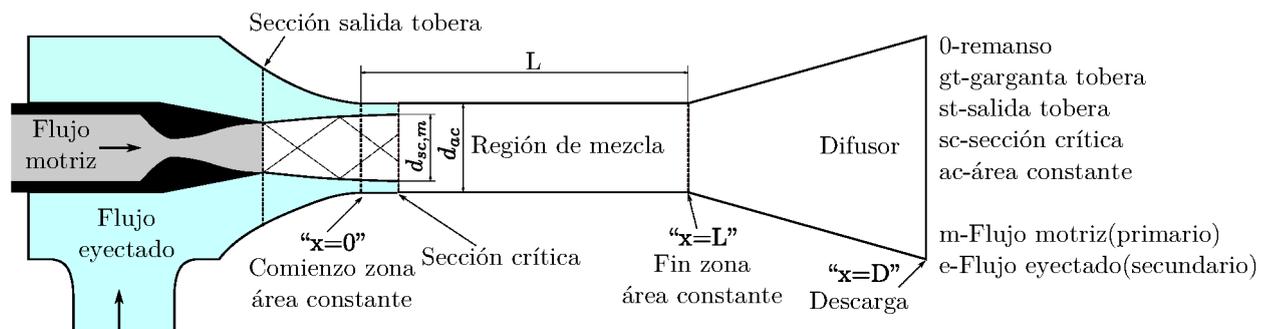


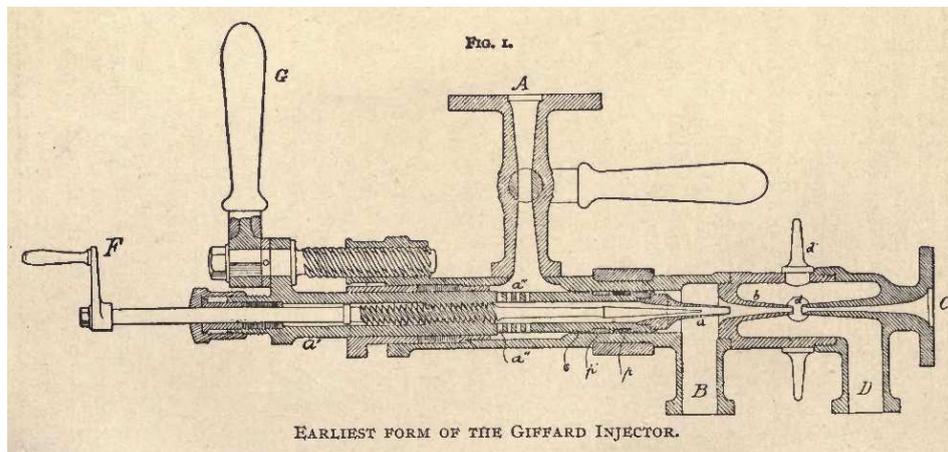
Figura 2: Nomenclatura a emplear en el estudio de eyectores.

## 2. Desarrollo inicial

La búsqueda de dispositivos capaces de actuar bien como bombas, bien como compresores, sin el empleo de elementos mecánicos móviles es un hecho empleado desde que Venturi propusiera que incrementos de la velocidad producen decrementos de presión. Multitud de dispositivos cotidianos se basan en este hecho, como carburadores, pistolas de pintura a aire comprimido, trompas de elefante para crear vacío en el laboratorio... Muchos estos inventos datan de finales del XIX. El eyector es resultado de los avances científicos e ingenieriles aplicados a las máquinas de vapor. Dos son los problemas técnicos que motivaron la invención del eyector:

1. Dispositivos para alimentar de agua a presión a las calderas.
2. Dispositivos para extraer el aire infiltrado en el sistema y que produce el aumento de la presión de condensación.

Respecto al primer problema (dispositivos para alimentar agua a las calderas), la primera alternativa a las bombas alternativas de alimentación de calderas se materializa en el año 1858, cuando el ingeniero francés Henry Giffard estaba trabajando en un dispositivo que usaba el propio vapor como fluido motriz.

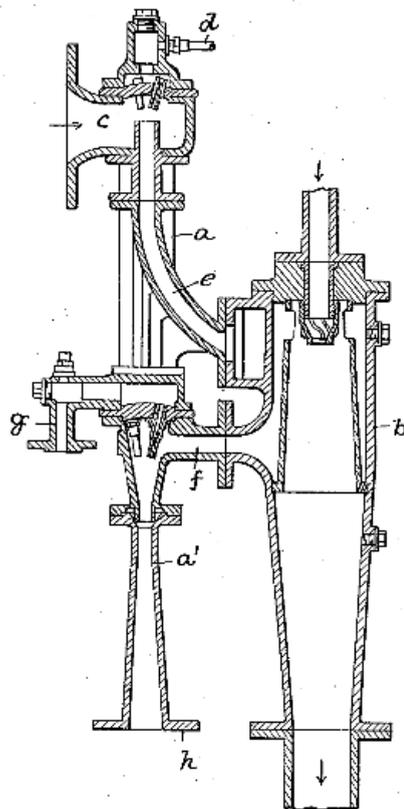


**Figura 3:** Esquema del inyector de Giffard [66].

A tal dispositivo lo llamó inyector, y en palabras del propio Giffard [66], su principio de funcionamiento se fundamenta en: “El poder de un chorro de vapor para arrastrar una masa de agua (a presión ambiente) muy superior a la del vapor e introducirla en la caldera”. Sus trabajos los resumió en una publicación titulada “L’injecteur automoteur” por la que solicitó una patente. El trabajo de Giffard se extendió rápidamente por Francia, Reino Unido, Alemania y Estados Unidos. A la par con su implantación como alimentador de calderas, creció la atención por el principio teórico de funcionamiento y su optimización. Existe un buen número de publicaciones al respecto [66], [85], [80] y [91]. El principio de funcionamiento del inyector de Giffard se puede explicar en base a la figura 3.

El vapor sobrecalentado a presión de la caldera entra a través del conducto “A” para pasar a la tobera “a”, donde alcanza condiciones sónicas. En “B” hay agua a presión atmosférica y temperatura de condensación. En la tobera “b” ocurren dos fenómenos, condensación del vapor y mezcla a presión constante (debido a que “d” está conectado a la atmósfera). El resultado es agua a presión atmosférica a alta velocidad a la entrada del difusor “C”, que está conectado a la caldera. Es curioso que con este sistema se puede alimentar agua a una mayor presión de la que está el vapor inicial. El resto de obras revisan el trabajo realizado por Giffard, planteando el análisis teórico a través de la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento y proporcionando datos empíricos. Se muestran asimismo detalles constructivos de inyectores de distintas firmas.

La resolución del segundo problema (dispositivos para retirar aire infiltrado en el sistema) se aborda hacia 1900, cuando LeBlanc y Parsons se dan cuenta de la capacidad de crear vacío del inyector de Giffard cuando se hacía funcionar sin agua, e introducen el “vacuum augmentor”, para eliminar los gases no condensables en los condensadores de ciclos de potencia con vapor de agua. El esquema operativo del eyector patentado por LeBlanc se encuentra en la Figura 4. Desde LeBlanc se han presentado más de 1000 patentes sobre eyectores en Estados Unidos. En la década de los 20 aprovechando la capacidad de crear vacío del eyector se plantea para ser aplicado como compresor en un sistema frigorífico. De esta época son los primeros sistemas de climatización por eyección tanto para edificios como para vagones de tren. No se sabe exactamente cual fue la primera aplicación comercial del eyector aplicada a la refrigeración, si bien es verdad que a partir de la década de los 30 se empiezan a publicar artículos referentes a datos experimentales de eyectores con vapor de agua y el estado del arte, como el de Jackson (1936) [55]. En este artículo se da una pequeña historia de los procesos de enfriamiento de líquido bajo alto vacío, por razones de su reciente aplicación comercial. Se describe el eyector de vapor como aparato capaz de crear vacío aplicado a la refrigeración. Igualmente se proporcionan curvas operacionales reales de eyectores mostrando el consumo de agua y vapor a distintas temperaturas de condensación y evaporación. Se discuten también distintas formas de uso del eyector: enfriamiento de líquidos por vacío por exposición directa, por exposición indirecta en un intercambiador de calor con agua en su interior, refrigeración continua o intermitente, y aplicaciones a la industria química como cristalización al vacío, acondicionamiento de aire, enfriamiento en destilarias, enfriamiento y desgasificación de mezclas... También hace notar que el eyector debe estar expresamente diseñado para cada aplicación, mencionando que variaciones en temperaturas de condensación o geometrías harían que el eyector no funcionase.



**Figura 4:** Eyector de LeBlanc [67] para retirar gases no condensables en el condensador de un ciclo de vapor. Eyector de dos etapas.

### 3. Modelos referenciados

En esta sección se estudia con detalle los modelos de base matemática encontrados en la literatura. Como se mencionó al comienzo de la revisión bibliográfica, se decidió organizar los modelos en tres familias, con los epígrafes termodinámicos, energéticos y cinemáticos. Esta clasificación se ajusta a los recursos físicos empleados para la modelización.

#### 3.1. Termodinámicos

Esta familia se caracteriza por abstraer el eyector a un conjunto de máquinas, bien compresores, turbinas o máquinas de Carnot. Es función de cada modelo el realizar la analogía correspondiente con las máquinas citadas anteriormente para obtener el cociente de masas función de los parámetros de remanso y la presión de descarga.

##### 3.1.1. Modelo turbina-compresor expansión intermedia

Este modelo termodinámico [23] es una abstracción del eyector que consiste en transformar el eyector en un conjunto turbina-compresor, tal y como muestra la figura 5.

El compresor y la turbina están acoplados, de forma que el trabajo realizado por la turbina es absorbido por el compresor. Termodinámicamente si consideramos que tanto en la turbina como en el compresor ocurren procesos internamente reversibles tenemos:

$$\left. \begin{aligned} W_{turbina} &= \dot{m}_m \int_{p_{0,m}}^{p_{descarga}} \nu_m \cdot dp_m \\ W_{compresor} &= \dot{m}_e \int_{p_{0,e}}^{p_{descarga}} \nu_e \cdot dp_e \end{aligned} \right\} W_{turbina} + W_{compresor} = 0 \quad (3)$$

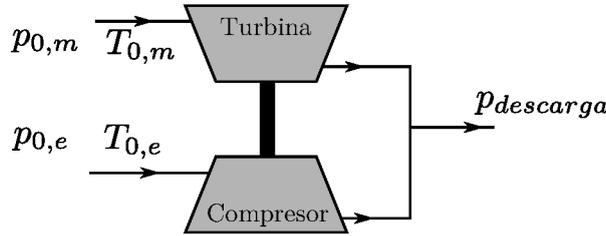


Figura 5: Modelo termodinámico turbina-compresor.

De tal forma que podemos despejar el cociente de masas como:

$$w = \frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_m} = \frac{\int_{p_{0,m}}^{p_{descarga}} \nu_m \cdot dp_m}{\int_{p_{descarga}}^{p_{0,e}} \nu_e \cdot dp_e} \quad (4)$$

La costumbre de la termodinámica técnica lleva a considerar un proceso no isoentrópico caracterizado por un rendimiento isoentrópico  $\eta_{turb}$ ,  $\eta_{comp}$  respectivamente para turbina y compresor. Asumiendo fluido ideal (gas ideal caloríficamente perfecto) el cociente de masas se puede expresar como:

$$w = \frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_m} = \frac{\eta_{turb} \int_{p_{0,m}}^{p_{descarga}} \nu_m dp_m|_{iso}}{\frac{1}{\eta_{comp}} \int_{p_{descarga}}^{p_{0,e}} \nu_e dp_e|_{iso}} = \eta_{turb} \cdot \eta_{comp} \frac{p_{0,m} \cdot \nu_{0,m} \left( \left( \frac{p_{descarga}}{p_{0,m}} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right)}{p_{0,e} \cdot \nu_{0,e} \left( 1 - \left( \frac{p_{descarga}}{p_{0,e}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)} \quad (5)$$

### 3.1.2. Modelos turbina-compresor expansión total

Este modelo [23] busca ajustarse más al funcionamiento del eyector que el anterior. Si nos fijamos en el esquema del eyector de la figura 2, el fluido motriz no expande directamente hasta la  $p_{descarga}$ , sino que expande hasta una presión inferior a la  $p_{0,e}$  para luego comprimirse junto con el fluido secundario en el tubo de mezcla y difusor hasta la presión de descarga. Parece más acertado un modelo como el que se muestra en la figura 6. En este caso la turbina de flujo motriz no expansiona hasta la presión intermedia si no que llega hasta la presión de remanso de flujo secundario. Esta condición es consistente con lo que se discutió sobre eyectores de cámara de mezcla variable. Si asumimos un proceso no isoentrópico, con el mismo rendimiento para turbina y compresor que el dado para el caso anterior, el cociente de masas será menor, debido al efecto de tener que comprimir de nuevo el flujo motriz desde la presión de baja hasta la presión de descarga.

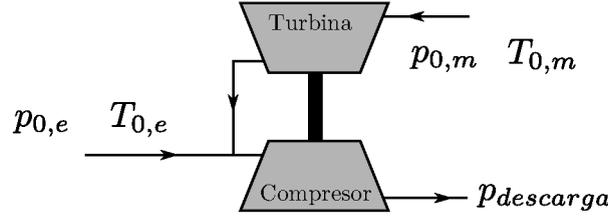


Figura 6: Modelo termodinámico turbina-compresión de expansión total.

Como en la situación anterior la igualdad de trabajos entre turbina y compresor nos permite obtener el cociente de masas:

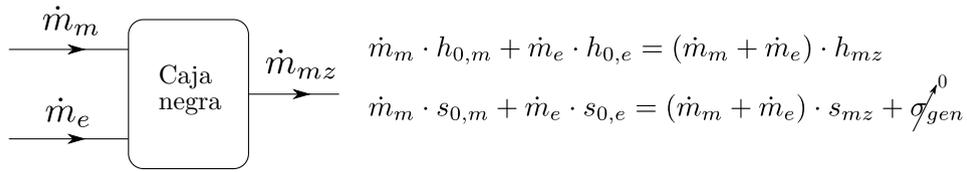
$$\left. \begin{aligned} W_{turbina} &= \eta_{turb} \cdot \dot{m}_m \int_{p_{0,m}}^{p_{descarga}} \nu_m \cdot dp_m \\ W_{compresor} &= \frac{(\dot{m}_e + \dot{m}_m)}{\eta_{comp}} \int_{p_{0,e}}^{p_{descarga}} \nu_{mz} \cdot dp_{mz} \end{aligned} \right\} W_{turbina} + W_{compresor} = 0 \quad (6)$$

De donde el cociente de masas se puede expresar como:

$$w = \frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_m} = \frac{\eta_{turb} \int_{p_{0,m}}^{p_{descarga}} \nu_m dp_m|_{iso}}{\frac{1}{\eta_{comp}} \int_{p_{0,e}}^{p_{descarga}} \nu_{mz} dp_{mz}|_{iso}} - 1 = \eta_{turb} \cdot \eta_{comp} \frac{p_{0,m} \cdot \nu_{0,m} \left( \left( \frac{p_{descarga}}{p_{0,m}} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right)}{p_{0,e} \cdot \nu_{mz} \left( 1 - \left( \frac{p_{descarga}}{p_{0,e}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)} - 1 \quad (7)$$

### 3.1.3. Modelos termodinámicos según el segundo principio

Si observamos los dos casos anteriores existe en ambos una mezcla de fluidos a distintas temperaturas (proceso irreversible). El modelo según el segundo principio (Elrod [32] y Arbel et al. [14]) va a proporcionar el máximo teórico del cociente de masas de cuantos procesos se puedan diseñar. Podríamos idear un montaje con máquinas de Carnot para analizar la máquina más eficiente. Conceptualmente es más sencillo el esquema mostrado en la figura 7, donde se muestra la conservación de energía y la ecuación para la entropía. El proceso por el que se obtendría el mayor cociente de masas es aquel para el que la entropía generada (“ $\sigma_{gen}$ ”) fuese nula, siendo este proceso el que idealmente se realiza en la “caja negra”, sin entrar a detallar los ciclos reales operantes.



**Figura 7:** Esquema de eyector para explicar el modelo de segundo principio.

Asumiendo conocidas las condiciones de remanso y presión de descarga, podemos escribir:

$$\dot{m}_e \cdot h_{0,e} + \dot{m}_m \cdot h_{0,m} = (\dot{m}_e + \dot{m}_m) \cdot h_{mz} \quad (8)$$

$$\dot{m}_{ef} \cdot s_{0ef} + \dot{m}_{mf} \cdot s_{0mf} = (\dot{m}_e + \dot{m}_m) \cdot s_{mz} \quad (9)$$

Dividiendo estas ecuaciones por  $\dot{m}_m$  y añadiendo una forma particular de la ecuación de estado podemos escribir un sistema de tres ecuaciones con tres incógnitas:  $w$ ,  $h_{mz}$ ,  $s_{mz}$ .

$$\begin{aligned} w \cdot h_{0,e} + h_{0,m} &= (w + 1) \cdot h_{mz} \\ w \cdot s_{0,e} + s_{0,m} &= (w + 1) \cdot s_{mz} \\ p_{descarga} &= \mathbf{p}(h_{mz}, s_{mz}) \end{aligned} \quad (10)$$

Este sistema puede ser resuelto fácilmente por métodos numéricos conocida la expresión para la  $p_{descarga}$ .

## 3.2. Energéticos

Para resolver un fenómeno de mezcla en un volumen de control siempre hemos de plantear la conservación de la masa, cantidad de movimiento y energía. Históricamente se han presentado tres modelos, por Flügel, Stoecker y Munday y Bagster, que se basan únicamente en balances másicos y energéticos. La conservación de la cantidad de movimiento se ha suplido en todos los casos asumiendo una mezcla a presión constante de fluido primario y secundario, para obtener como resultado un flujo uniforme. Esta presión de mezcla varía modelo a modelo. El hecho de suprimir la ecuación de conservación de cantidad de movimiento que es la principal afectada entre eyectores con cámara de mezcla a área variable o constante, hace su aplicación al diseño difícil.

### 3.2.1. Modelo de Flügel

Este autor es el primero (1939) en proponer un modelo matemático para el eyector [38]. Sugiere tres formas distintas de calcular el cociente de masas de un eyector, tanto para líquido/líquido (incompresible) como para gas/gas (compresible), extendiendo el modelo a eyectores operando con gases distintos en primario y secundario. Se presentan tres modelos que se adaptan con pequeños matices para las condiciones de operación anteriores:

1. Modelo por la ecuación de la energía.
2. Modelo por la ecuación de la energía modificada.
3. Por el efecto de arrastre entre fluido primario y secundario.

Por ser de aplicación en este trabajo los eyectores gas/gas nos centraremos únicamente en la descripción de éstos, es decir, en el primer modelo propuesto por Flügel. El segundo modelo es una variación del primero por lo que no se prestará atención a su desarrollo.

### Modelo por la ecuación de la energía

La discusión se realiza sobre una geometría similar a la del eyector mostrado en la figura 2 y se fundamenta en estipular los distintos procesos que ocurren en el eyector en un diagrama de Mollier. La base de la siguiente discusión la podemos ver en el diagrama de la figura 8. El fluido motriz parte del punto A, expandiéndose hasta una presión  $p_{st,m}$  a la salida de la tobera. Las condiciones en el punto C pueden ser calculadas fácilmente para gas ideal haciendo uso de las ecuaciones para flujo compresible unidimensional. Para gas real conlleva igualar el gasto másico de la garganta con el que pasa a la salida de la tobera. Esta expansión no es isoentrópica si no que existen irreversibilidades que llevan el punto C a C' (el autor propone un rango de valores para el rendimiento de la tobera). El fluido secundario se expansiona desde el remanso, punto B, hasta alcanzar una presión de  $p_{st,m}$  en la sección "st". Este proceso es no isoentrópico por lo que el flujo secundario se desplaza hasta el punto D' (el autor propone un rango de valores para el rendimiento de esta expansión). A continuación se produce la mezcla fluido primario y secundario a presión constante e igual a  $p_{st,m}$ , resultando el punto M. Esta zona se correspondería con el área constante. A partir de aquí la mezcla se comprime, a base de perder energía cinética a favor de energía interna, en el punto E'. Este punto E' tiene que cumplir la conservación de la energía:

$$h_{E'} = \frac{h_{0,m} - w \cdot h_{0,e}}{1 + w} \quad (11)$$

Para que el eyector pueda operar es condición necesaria que  $h_{E'} > h_E$ . Caso contrario el eyector viola el segundo principio.

Este modelo permite calcular el cociente de masas. Esto es debido a la condición impuesta de que la presión del secundario en "st" es igual a la del primario (asumiendo que el primario se expande hasta la salida de la tobera de forma no isoentrópica aunque conocido  $\eta$ ).

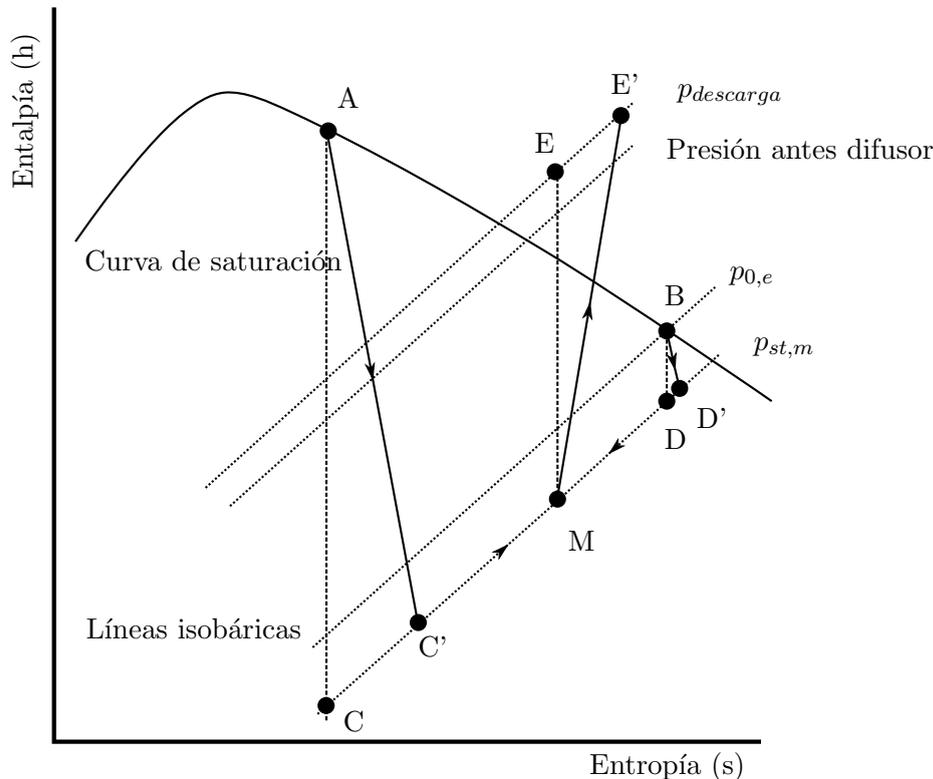


Figura 8: Diagrama de Mollier para el modelo de Flügel [38].

### Modelo por el efecto de arrastre entre fluido primario y secundario

Persigue el autor en este estudio modificar la hipótesis de mezcla ideal. Se busca resolver la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento aplicada a un volumen diferencial.

Para el caso de que el eyector descarga en la zona de área constante, el sistema de ecuaciones a resolver para la conservación de la cantidad de movimiento es:

$$\begin{aligned} \dot{m}_m dV_{x,m} + d(p \cdot A_{x,m}) + dP &= 0 \\ \dot{m}_e dV_{x,e} + d(p \cdot A_{x,e}) - dP &= 0 \end{aligned} \quad (12)$$

En donde:

$$dP = \chi(V_{x,m} - V_{x,e})^2 dA_{fricción} \quad \text{En donde } \chi \text{ es un coeficiente de fricción turbulento.} \quad (13)$$

Bajo una serie de hipótesis sobre la posición de la interfaz y el perfil de velocidades, para flujo incompresible se puede encontrar una solución analítica mientras que para flujo compresible hay que acudir a resultados numéricos para casos muy especiales (área constante).

### Críticas al modelo

1. Presenta poca relación con la geometría, de hecho en ningún momento se calcula ningún parámetro geométrico del eyector.
2. No distingue entre regímenes de funcionamiento.
3. Admite presiones iguales para fluido primario y secundario a la salida de la tobera, lo que no es necesariamente verdad.

#### 3.2.2. Modelo de Stoecker

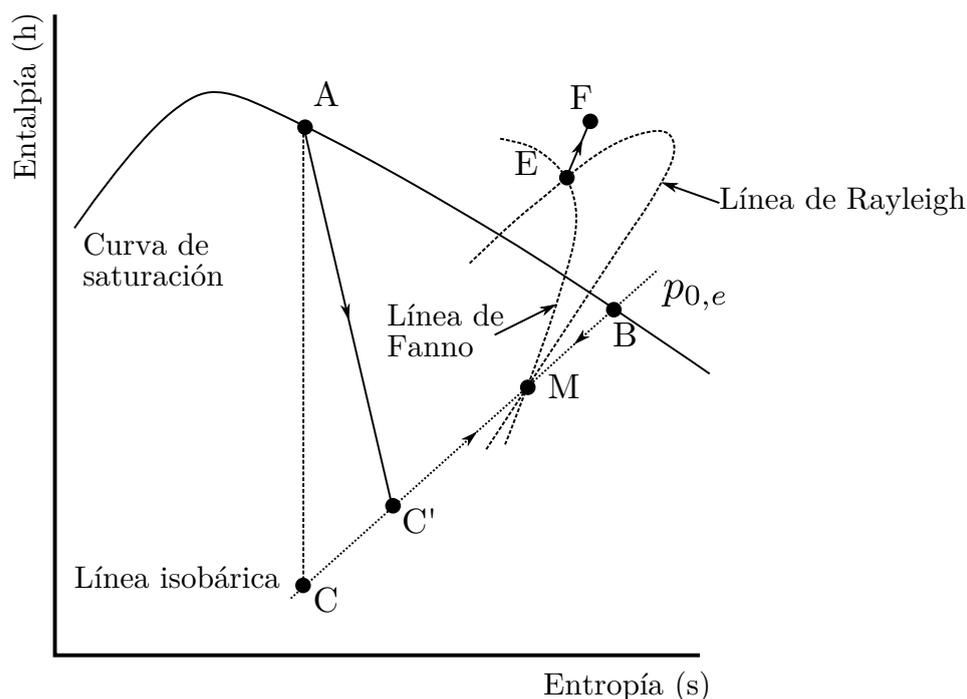
El modelo de Stoecker [110] (1958) no está pensado para el diseño de eyectores, entendido el diseño como obtención del cociente de masas dadas la geometría y las condiciones de remanso, sino es un proceso que permite evaluar si un eyector en operación está funcionando dentro de unos márgenes posibles. Hipótesis:

1. Expansión no isoentrópica del fluido motriz hasta la presión  $p_{0,e}$ , caracterizado por un rendimiento isoentrópico.
2. Mezcla del caudal primario y secundario a presión constante e igual a  $p_{0ef}$ .
3. Se supone que esta mezcla resulta en un fluido homogéneo a velocidad supersónica, que sufre un onda de choque.
4. En el difusor se decelera la mezcla subsónica.

Este método está diseñado especialmente para ser usado con propiedades reales mediante el diagrama de Mollier tal y como se muestra en la figura 9. El punto A corresponde al fluido motriz (vapor saturado) que se expansiona de forma isoentrópica hasta C. Este punto C se corrige hasta C' para considerar las irreversibilidades en el proceso de expansión. La velocidad la podemos conocer a partir de la diferencia de entalpías:  $h_A - h_{C'} = \frac{V_C^2}{2}$ .

El punto B corresponde al remanso del fluido secundario. La mezcla de C' con B da lugar al punto M. El proceso de mezcla es isobárico, pudiendo ser calculado el punto de mezcla como:  $h_{C'} + wh_B = (w + 1)h_M$ . La velocidad en M se calcula como:  $V_{C'} = (w + 1)V_M$ . Conocida la velocidad en M y sus propiedades termodinámicas podemos calcular la onda de choque normal que lleva del punto M al E. En el gráfico la onda de choque normal es calculada como la intersección de las líneas de Fanno y Rayleigh. El proceso E-F es la recompresión subsónica en el difusor. Tal y como se dijo anteriormente, la simulación de un eyector parte de conocer las condiciones de remanso y w. De esta forma podemos situar de forma sencilla todos los puntos sobre el diagrama de Mollier y obtener como resultado la presión de condensación. Si la presión que obtenemos es mayor que la existente en la instalación, el eyector puede funcionar. Si la

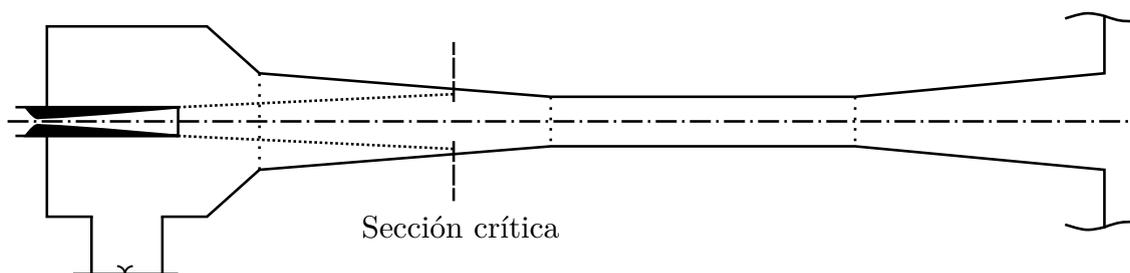
presión de descarga que obtenemos es menor que la presión existente en la instalación el eyector no funcionará.



**Figura 9:** Diagrama de Mollier para el modelo de Stoecker [110].

### 3.2.3. Modelo de Munday y Bagster

El modelo de Munday y Bagster [79] (1977), pretende atacar el problema de calcular el cociente de masas de un eyector de área variable, tal y como se muestra en la figura 10, introduciendo la hipótesis, ya establecida en el artículo de Fabri y Siestrunck (ver sección 3.3.1), de bloqueo sónico del flujo secundario. La novedad que introduce es que el bloqueo sónico puede ocurrir bien en la zona de área constante o variable, lo que introducirá una cota máxima y mínima para el cociente de masas. Pevio a la descripción del método y presentación de resultados hace una revisión de modelos presentados por otros autores. Hace mención especial al método propuesto por Stoecker, el cual se ha estudiado en el apartado 3.2.2.



**Figura 10:** Geometría de referencia para el modelo de Munday y Bagster [79].

Al igual que para el modelo de Stoecker el objetivo de este modelo no es el diseño de eyectores, pues no permite calcular el cociente de masas, sino que es empleado para delimitar la presión máxima de trabajo en la que puede operar un eyector. El acople del eyector a la presión del condensador se realiza mediante un método de Stoecker modificado. Se analizan a continuación las dos posibles soluciones propuestas: bloqueo sónico de la garganta secundaria dentro de la zona de área constante o dentro de la zona de área variable.

1. Caso de mezcla a área constante: Hipótesis:

- 1.1. La tobera de fluido primario trabaja bloqueada asumiéndose flujo no-isoentrópico caracterizado por un rendimiento isoentrópico.
- 1.2. El flujo secundario se expande de forma no-isoentrópica caracterizada por un rendimiento isoentrópico hasta alcanzar condiciones sónicas en una sección inmediatamente próxima a la zona de área constante.

El método de resolución consiste en suponer, indirectamente, un valor del cociente de masas. Para este cociente de masas podemos calcular la presión máxima de descarga conforme a la figura 11.

El flujo primario se expande desde A (remanso) hasta C'. La presión C' corresponde con la presión necesaria para bloquear el caudal secundario (presión crítica). El flujo secundario se expande de B (remanso) hasta la presión crítica. Se asume la mezcla local de ambos fluidos en la sección crítica, de tal forma que se tiene un caudal supersónico uniforme de velocidad promediada con el gasto másico de flujo primario y secundario, representado por el punto M. Al igual que se discutió en el apartado 3.4.2 se supone una onda de choque normal justo al inicio del difusor, que viene descrito en el gráfico por los procesos de Fanno y Rayleigh (desde el punto M al E). En el difusor tiene lugar una pequeña compresión sónica de E a F. El máximo cociente de masas posible es aquel para el que la presión de descarga es igual a la presión del punto F. Incrementos superiores de  $w$  no son compatibles con este régimen de operación.

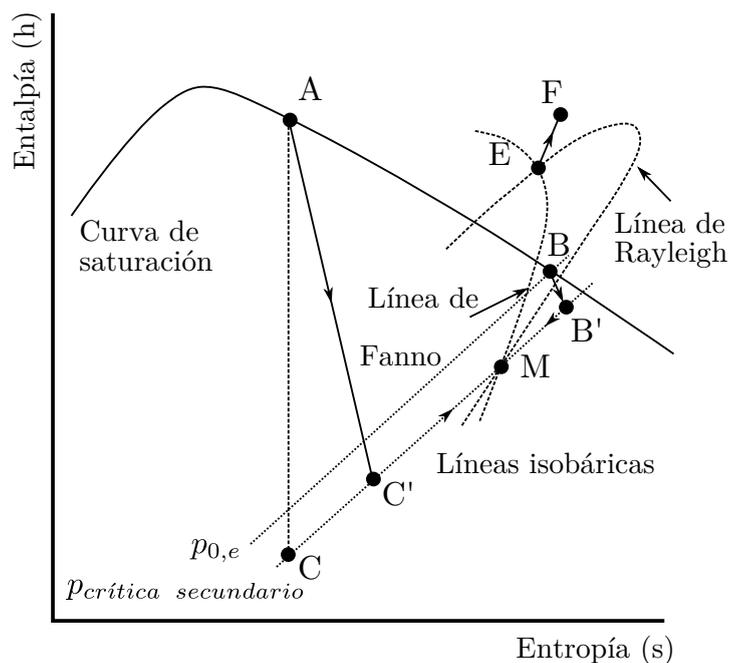
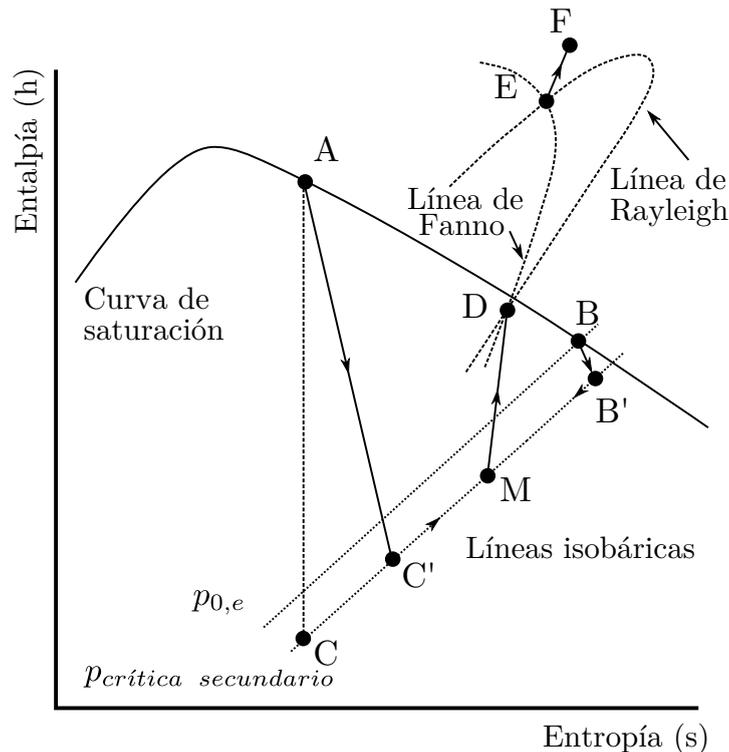


Figura 11: Método de Stoecker modificado para área constante.

2. Caso de mezcla a área variable: Hipótesis:

- 2.1. La tobera de fluido primario trabaja bloqueada asumiéndose flujo no-isoentrópico caracterizado por un rendimiento isoentrópico.
- 2.2. El flujo secundario se expande de forma no-isoentrópica caracterizada por un rendimiento isoentrópico hasta alcanzar condiciones sónicas en la sección crítica, desconociéndose tanto el área de paso del fluido secundario como el área total de la sección.

Al igual que en caso anterior el método de resolución consiste en suponer un valor de  $w$ . El método de Stoecker se modifica respecto al apartado anterior para llevar en consideración la compresión del vapor en la tobera convergente (flujo supersónico), tal y como se puede observar en la figura 12. El flujo primario se expande desde A (remanso) hasta C'. La presión C' corresponde con la presión necesaria para bloquear el caudal secundario (llamada presión crítica en este artículo). El flujo secundario se expande de B (remanso) hasta la presión crítica. Se asume la mezcla local de ambos fluidos en la sección crítica, de tal forma que se tiene un caudal uniforme de velocidad promediada con el gasto másico de flujo primario y secundario, representado por el punto M. Por encontrarse esta mezcla en un cono y tener régimen supersónico, tiende a decelerarse y pasa del punto M al D. Al igual que se discutió en el apartado 3.4.2, se supone una onda de choque normal justo al inicio del difusor, que viene descrito en el gráfico por los procesos de Fanno y Rayleigh (desde el punto D al E). En el difusor tiene lugar una pequeña compresión sónica de E a F. El criterio para que el flujo sea supersónico es que la presión de este punto F sea superior a la de descarga. El caso más favorable desde el punto de vista de alcanzar la máxima presión de condensación se produce cuanto mayor sea la compresión producida entre M-D (tobera convergente), pues la irreversibilidad de este proceso es menor que la del proceso D-E (onda de choque). El límite teórico del modelo será pues que no se produzca onda de choque y toda la deceleración se produzca en el tramo convergente (se alcance condición sónica a la salida de la tobera convergente, punto D).



**Figura 12:** Método de Stoecker modificado para área variable.

3. Curvas obtenidas por el modelo Munday y Bagster: El modelo de Munday y Bagster viene a acotar las presiones de descarga en que puede trabajar un eyector de área variable. El límite inferior viene dado cuando el bloqueo sónico del secundario se produce en la zona de área constante y el límite superior viene determinado por el bloqueo sónico del secundario en la zona de área variable. El resultado típico obtenido del modelo de Munday y Bagster se muestra en la figura 13. Es posible, bajo ciertas disposiciones geométricas, extender el régimen de operación por encima de lo previsto al estudiar el modelo de Fabri y Siestrunk (punto "B") hasta un determinado punto "A". Inevitablemente incrementos

de la presión de descarga por encima de “A” ocasionan régimen mixto hasta la anulación del cociente de masas.

La importancia de este artículo radica en ser el primero en reconocer el mecanismo que puede producir mejoras en el rendimiento del eyector. Ya que el rendimiento del eyector no es tanto la capacidad de áreas para obtener alto cociente de masas sino la capacidad para recomprimir hasta la presión de descarga. Esta misma línea de pensamiento es seguida en otro artículo clásico [41], que presenta resultados para este fenómeno de deceleración sónica de la mezcla en un difusor como forma de aumentar el rendimiento.

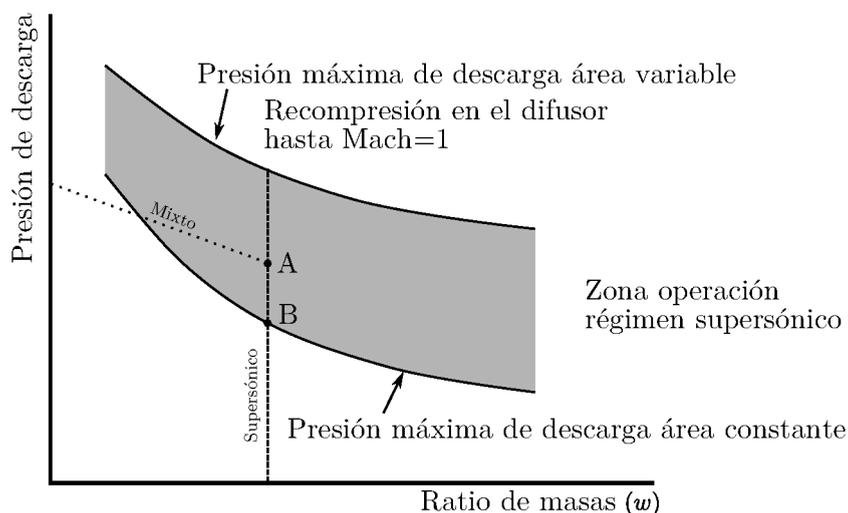


Figura 13: Resultados del modelo de Munday y Bagster [79].

### Críticas al modelo de Munday y Bagster:

La crítica fundamental de este modelo es que no es un modelo predictivo, ya que no permite obtener el punto en que opera el eyector. Es un modelo más bien correctivo para determinar la presión máxima de condensación en función de un cociente de masas dado.

### 3.3. Cinemáticos:

Los modelos cinemáticos emplean el conjunto completo de ecuaciones de conservación: masa, cantidad de movimiento y energía, aplicado a un volumen de control con distintas extensiones según el modelo particular. Se hace especial hincapié en primera instancia al modelo de Fabri y Siestrunk, el cual es el primero que describe de forma exhaustiva las formas de operación de un eyector de área constante.

#### 3.3.1. Modelo de Fabri y Siestrunk

##### Descripción de los regímenes.

Se estudia el eyector aire-aire más sencillo posible (ver Fig. 15) consistente en una tobera descargando a un tubo de área constante, cuyo extremo opuesto está abierto a la atmósfera a través de un pequeño difusor (no mostrado en la figura y que a efectos se considerará despreciable). La sección de inicio de área constante coincide con la salida de la tobera. A través de visualización óptica por “shadowgram” o efecto sombra, medidas de presión y caudal se comprobó que dicha disposición podía funcionar de tres formas (regímenes) distintos. Los ensayos se realizaron disminuyendo la presión de remanso del fluido primario, denominándose los regímenes encontrados por orden de aparición: supersónico (S), supersónico saturado (SS) y mixto (M). La descripción de cada uno se detalla a continuación.

## 1. Régimen supersónico (Fig. 14):

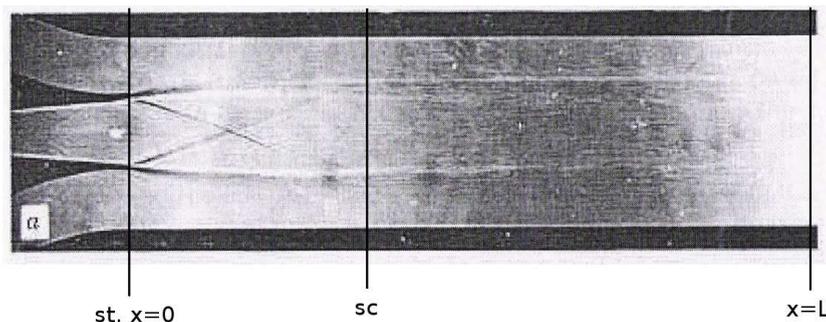


Figura 14: Ejector funcionando en régimen supersónico [36].

Observaciones:

- 1.1. Presión de remanso del fluido primario máxima.
- 1.2. En la sección “st” el fluido primario es supersónico. El flujo secundario es subsónico.
- 1.3. La sección crítica “sc” es única de este régimen, en ella el fluido secundario alcanza condiciones sónicas (actúa como si fuese una garganta secundaria, se comprueba por disponer la pared de tomas de presión, y comprobar que se alcanza la relación  $\frac{p_{sc,e}}{p_{0,e}} = 0,528$ ). La sección crítica es propia de este régimen de funcionamiento. El fluido primario se expande desde la sección “st” hasta la sección crítica “sc”.
- 1.4. En todo el tubo tanto fluido motriz como secundario aparecen bien diferenciados.
- 1.5. Al ser régimen supersónico la presión en  $x=L$  no tiene porque ser igual a la presión de descarga.

## 2. Régimen supersónico saturado (Fig. 15):

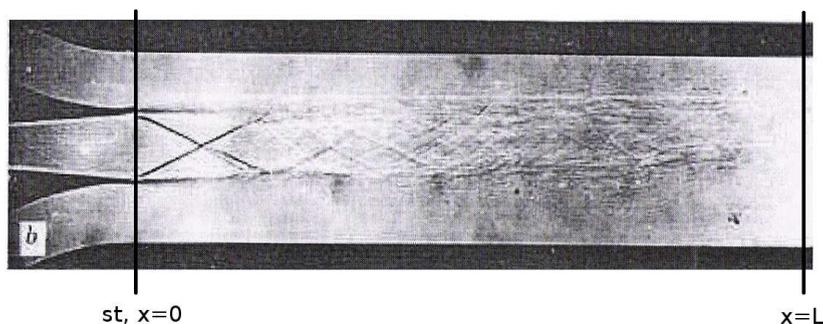
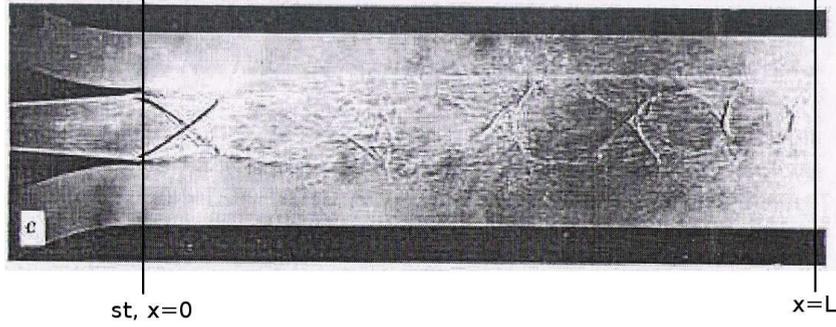


Figura 15: Ejector funcionando en régimen supersónico saturado [36].

Observaciones:

- 2.1. Presión de remanso del fluido primario menor que para régimen supersónico, manteniendo la presión de remanso del fluido secundario y la de descarga.
- 2.2. En la sección “st” el fluido primario es supersónico y el flujo secundario alcanza condiciones sónicas (se comprueba por disponer la pared de tomas de presión, y comprobar que se alcanza la relación  $\frac{p_{sc,e}}{p_{0,e}} = 0,528$ ).
- 2.3. En todo el tubo tanto fluido motriz como secundario aparecen bien diferenciados.
- 2.4. No se observan ondas de choque, por lo que para ambos fluidos existen condiciones supersónicas en toda la longitud del tubo.
- 2.5. Al ser régimen supersónico la presión en “ $x=L$ ” puede ser diferente a la de descarga.

### 3. Régimen mixto (Fig. 16):



**Figura 16:** Ejector funcionando en régimen mixto [36].

Observaciones:

- 3.1. Presión de remanso del fluido primario menor que para régimen supersónico, manteniendo la presión de remanso del fluido secundario y la de descarga.
- 3.2. En la sección “st” el fluido primario es supersónico. El flujo secundario es subsónico.
- 3.3. El fluido secundario no alcanza condiciones sónicas.
- 3.4. Ondas de choque oblicuas del fluido primario entre “st” y  $x=L$ .
- 3.5. Mezcla parcial del fluido primario y secundario entre “st” y  $x=L$ .
- 3.6. En  $x=L$  existe flujo subsónico, por lo que la presión estática es la existente a la salida.

#### Modelo para calcular el cociente de masas

Observamos de la descripción anterior que tanto para régimen supersónico saturado como para régimen supersónico tanto el flujo primario como secundario se encuentran bloqueados, es por ello que el cociente de masas será función única de la geometría y condiciones de remanso tanto de primario como de secundario. En régimen mixto, en cambio, será necesario tener en cuenta la presión de descarga para calcular el cociente de masas. El hecho de que el ejector opere en uno u otro régimen no es arbitrario si no que queda bien determinado por la presión de descarga.

1. Caso de régimen supersónico saturado (SS): Hipótesis:
  - 1.1. Fluido primario y secundario bloqueados (el primario en la garganta de la tobera y el secundario en la sección “st”).
  - 1.2. Flujo isoentrópico para ambos fluidos desde el remanso hasta “st”.
  - 1.3. Se asume gas ideal y flujo unidimensional.
  - 1.4. En todas las secciones y para cada fluido el perfil de velocidades se supone uniforme a lo largo de la sección (flujo 1D).

El caudal tanto de flujo primario como secundario se puede calcular de forma directa:

$$\dot{m}_m = 0,5787\rho_{0,m}\sqrt{(kRT_{0,m})}A_{gt} \quad (14)$$

$$\dot{m}_e = 0,5787\rho_{0,e}\sqrt{(kRT_{0,e})}A_{sc,e} \quad (15)$$

$$w = \frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_m} = \frac{\rho_{0,e}\sqrt{T_{0,e}}A_{sc,e}}{\rho_{0,m}\sqrt{T_{0,m}}A_{gt}} \quad (16)$$

2. Caso de régimen supersónico (S): Hipótesis:

- 2.1. Fluido primario y secundario bloqueados (el primario en la garganta de la tobera y el secundario en la sección “sc”).
- 2.2. Flujo isoentrópico para ambos fluidos desde el remanso hasta “sc”.
- 2.3. Se asume gas ideal y flujo unidimensional.
- 2.4. Se asume que ambos flujos permanecen totalmente inmiscibles desde la salida de la tobera (“st”) hasta la sección crítica (“sc”), tal y como se muestra en la figura 14. También se desprecia la transferencia de calor entre la frontera de ambos fluidos.
- 2.5. En todas las secciones y para cada fluido el perfil de velocidades se supone uniforme a lo largo de la sección (flujo 1D).

Los flujos máxicos se podrán expresar ahora como:

$$\dot{m}_m = 0,5787 \cdot \rho_{0,m} \sqrt{(kRT_{0,m})} A_{gt} \quad (17)$$

$$\dot{m}_e = 0,5787 \cdot \rho_{0,e} \sqrt{(kRT_{0,e})} A_{sc,e} \quad (18)$$

$$w = \frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_m} = \frac{\rho_{0,e} \sqrt{T_{0,e}} A_{sc,e}}{\rho_{0,m} \sqrt{T_{0,m}} A_{gt}} \quad (19)$$

A diferencia del caso anterior  $A_{sc,e}$  es desconocido. Para calcularlo se emplean las ecuaciones de conservación de la masa, energía y cantidad de movimiento entre las secciones “st” y “sc”. Por hipótesis de inmiscibilidad entre el flujo primario y secundario se puede aplicar la conservación de masa y energía a cada flujo por separado, esto equivale a emplear las relaciones de flujo compresible isoentrópico unidimensional. Por tanto, la única ecuación formal que queda es la de conservación de la cantidad de movimiento.

Esta ecuación de conservación, escrita para un volumen de control comprendido entre la salida de la tobera hasta la sección crítica, puede expresarse según (20).

$$\begin{aligned} \rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m}^2 + p_{st,m} A_{st,m} + \rho_{st,e} A_{st,e} V_{st,e}^2 + p_{st,e} A_{st,e} = \\ \rho_{sc,m} A_{sc,m} V_{sc,m}^2 + p_{sc,m} A_{sc,m} + \rho_{sc,e} A_{sc,e} V_{sc,e}^2 + p_{sc,e} A_{sc,e} \end{aligned} \quad (20)$$

En la ecuación (20) todos los términos pueden expresarse en función de las condiciones de remanso y del área  $A_{sc,e}$ . El resultado es una ecuación no lineal en el término  $A_{sc,e}$  que puede ser resuelta numéricamente. Obtener una ecuación explícita es sencillo usando la representación simbólicamente de las funciones clásicas de flujo compresible irrotacional que quedan listadas en la nomenclatura inicial.

Término a término el valor de las variables a sustituir que expresado en las ecuaciones (21) a (32).

$$\rho_{st,m} = \rho_{0,m} \cdot \left[ f_{\rho} \left( f_A^{-1} \left( \frac{A_{st,m}}{A_{gt}} \right) \right) \right]^{-1} \quad (21)$$

$$V_{st,m} = f_A^{-1} \left( \frac{A_{st,m}}{A_{gt}} \right) \cdot \sqrt{k \cdot R \cdot T_{0,m} \left[ f_T \left( f_A^{-1} \left( \frac{A_{st,m}}{A_{gt}} \right) \right) \right]^{-1}} \quad (22)$$

$$p_{st,m} = p_{0,m} \cdot \left[ f_p \left( f_A^{-1} \left( \frac{A_{st,m}}{A_{gt}} \right) \right) \right]^{-1} \quad (23)$$

$$\rho_{st,e} = \rho_{0,e} \cdot \left[ f_{\rho} \left( f_A^{-1} \left( \frac{A_{st,e}}{A_{sc,e}} \right) \right) \right]^{-1} \quad (24)$$

$$V_{st,e} = f_A^{-1} \left( \frac{A_{st,e}}{A_{sc,e}} \right) \cdot \sqrt{k \cdot R \cdot T_{0,e} \left[ f_T \left( f_A^{-1} \left( \frac{A_{st,e}}{A_{sc,e}} \right) \right) \right]^{-1}} \quad (25)$$

$$p_{st,e} = p_{0,e} \cdot \left[ f_p \left( f_A^{-1} \left( \frac{A_{st,e}}{A_{sc,e}} \right) \right) \right]^{-1} \quad (26)$$

$$\rho_{sc,m} = \rho_{0,m} \cdot \left[ f_{\rho} \left( f_A^{-1} \left( \frac{A_{sc,m}}{A_{gt}} \right) \right) \right]^{-1} \quad (27)$$

$$V_{sc,m} = f_A^{-1} \left( \frac{A_{sc,m}}{A_{gt}} \right) \cdot \sqrt{k \cdot R \cdot T_{0,m} \left[ f_T \left( f_A^{-1} \left( \frac{A_{sc,m}}{A_{gt}} \right) \right) \right]^{-1}} \quad (28)$$

$$p_{sc,m} = p_{0,m} \cdot \left[ f_p \left( f_A^{-1} \left( \frac{A_{sc,m}}{A_{gt}} \right) \right) \right]^{-1} \quad (29)$$

$$\rho_{sc,e} = \rho_{0,e} \cdot [f_{\rho}(1)]^{-1} \quad (30)$$

$$V_{sc,e} = \sqrt{k \cdot R \cdot T_{0,e} [f_T(1)]^{-1}} \quad (31)$$

$$p_{sc,e} = p_{0,e} \cdot [f_p(1)]^{-1} \quad (32)$$

Fíjese el lector que las presiones de primario y secundario son distintas en la sección crítica. Esto queda explicado físicamente si observamos que el flujo primario esta formado por una interacción de ondas de expansión y de compresión, si bien es verdad que la presión en la interfaz entre primario y secundario ha de ser idéntica, no así entre capas interiores del chorro. Esto hace que la media (que en sí el valor que computa el modelo 1D) pueda mostrar distintos valores en la sección crítica para flujo primario y secundario.

3. Caso de régimen mixto (M): Hipótesis:

- 3.1. Fluido primario bloqueado en la garganta de la tobera.
- 3.2. Flujo isoentrópico y unidimensional para ambos fluidos desde el remanso hasta “st”.
- 3.3. Se asume gas ideal.
- 3.4. Se asume mezcla homogénea de fluido primario y secundario en la sección  $x=L$ .
- 3.5. Se asume flujo subsónico en  $x=L$ , lo que implica que  $p_L = p_{descarga}$ . Recordemos a este efecto que se supone la no existencia de un difusor en la descarga.
- 3.6. En todas las secciones y para cada fluido el perfil de velocidades se supone uniforme a lo largo de la sección.

Tomando un volumen de control entre las secciones “st” y  $x=L$  y planteando las ecuaciones de conservación de la masa, cantidad de movimiento y energía.

$$\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m} + \rho_{st,e} A_{st,e} V_{st,e} = \rho_L A_{ac} V_L \quad (33)$$

$$\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m}^2 + p_{st,m} A_{st,m} + \rho_{st,e} A_{st,e} V_{st,e}^2 + p_{st,e} A_{st,e} = \rho_L A_{ac} V_L^2 + p_{descarga} A_{ac} \quad (34)$$

$$\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m} h_{0,m} + \rho_{st,e} A_{st,e} V_{st,e} h_{0,e} = \rho_L A_{ac} V_L \left( h_L + \frac{V_L^2}{2} \right) \quad (35)$$

De las ecuaciones anteriores conocemos todas las magnitudes en “st” del fluido (ecuaciones iguales a las vistas en el apartado anterior), siendo las incógnitas  $\rho_{st,e}$ ,  $V_{st,e}$ ,  $p_{st,e}$ ,  $\rho_L$ ,  $h_L$  y  $V_L$ . Para resolver estas seis incógnitas necesitamos tres ecuaciones más, estas son la conservación de la energía y entropía desde el remanso hasta la sección “st” para el flujo secundario, y la ecuación de estado para la salida.

$$h_{0,e} = \mathbf{h}(p_{st,e}, \rho_{st,e}) + \frac{V_{st,e}^2}{2} \quad (36)$$

$$s_{0,e} = \mathbf{s}(p_{st,e}, \rho_{st,e}) \quad \text{ó para gas ideal} \quad \frac{p_{0,e}}{\rho_{0,e}^k} = \frac{p_{st,e}}{\rho_{st,e}^k} \quad (37)$$

$$p_{descarga} = \mathbf{p}(\rho_L, h_L) = \mathbf{p}(\rho_L, h_L) \quad (38)$$

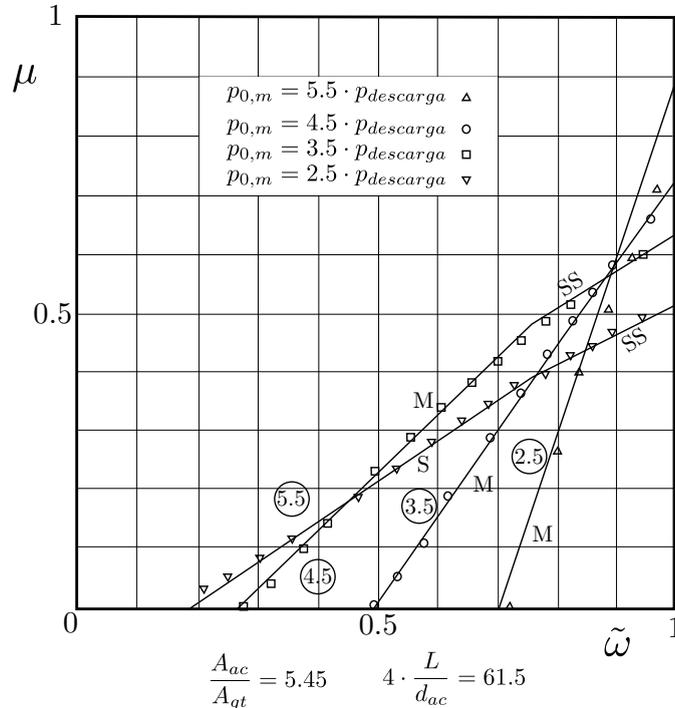
Este sistema de ecuaciones (33) a (38) tiene dos soluciones, una cuyo resultado es un flujo supersónico y otra cuyo resultado es un flujo subsónico. Es sencillo argumentar el porqué de estas dos soluciones en los siguientes términos, imaginemos que el flujo másico secundario fuese pequeño en relación al primario, en este caso el conjunto de ecuaciones (33) a (38) no representaría más que las ecuaciones clásicas de flujo isoentrópico, unidimensional y compresible entre “st” y “sc”. Quiera que el área designada como  $A_{ac}$  es siempre mayor que el área de salida de la tobera, el efecto sería una expansión unidimensional del flujo primario hasta abarcar todo el área constante. Se obtiene así la solución supersónica. Para acomodarse a la presión de descarga la única posibilidad es la existencia de una onda de choque normal, pasando a flujo subsónico. Las ecuaciones (33) a (38) son también válidas a través de la onda de choque, de aquí surge la solución subsónica, que es la buscada.

### Régimen en que opera el eyector

Se limita en este punto a afirmar el autor que el eyector trabajará en el régimen que proporcione menor cociente de masas. Existe una interpretación física más elaborada de esta afirmación que está desarrollada en la sección 3.4.2.

### Comparación con datos experimentales

Todas las gráficas mostradas por Fabri y Siestrunck indican buena concordancia (esta concordancia puede ser incómoda para el intelecto dadas las simplificaciones que realiza el modelo) entre datos experimentales y del modelo, como ejemplo se incluye la figura 17. Se examinan curvas de cociente de masas (llamado  $\mu$ ) función del cociente de presión ( $\tilde{\omega} = \frac{p_{0,e}}{p_{descarga}}$ ).



**Figura 17:** Comparación del modelo de Fabri con datos experimentales [36].

Tendremos ocasión de demostrar las bondades del modelo con datos experimentales propios tanto como de otros autores.

### Otras aportaciones del artículo

Se presentan además en el artículo resultados experimentales para un eyector con difusor aunque no existe un tratamiento teórico explícito. También se muestra la influencia de la longitud de la sección de área constante. Para secciones cortas no existe espacio para la mezcla entre flujo primario y secundario, por lo que la recompresión a la presión de descarga no es un fenómeno complejo. Para secciones largas la pérdida de carga empieza a tomar relevancia. Experimentalmente encuentra el valor óptimo de  $\frac{L}{d_{ac}}$  entre 7,5 y 12. También se estudia el vacío máximo a caudal secundario cero, junto con aproximaciones teóricas, es interesante desde un punto de vista académico pero aporta poco a la operativa normal del eyector. Por último se estudia la influencia de distintas geometrías de toberas.

### Críticas/mejoras del modelo

1. Asume que el fluido se comporta como unidimensional, obviando así la estructura hiperbólica del problema. El defecto de esta aproximación es que mientras se puede cumplir igualdad de presión en la frontera, la estructura interna de ondas puede hacer que la zona centro exceda o no llegue a la presión de la frontera. Esto provoca que los balances tanto de masa como de cantidad de movimiento en los que una de las hipótesis era siempre la de uniformidad en el flujo, quede en entredicho. Esta aproximación al problema la estudiaremos más adelante.

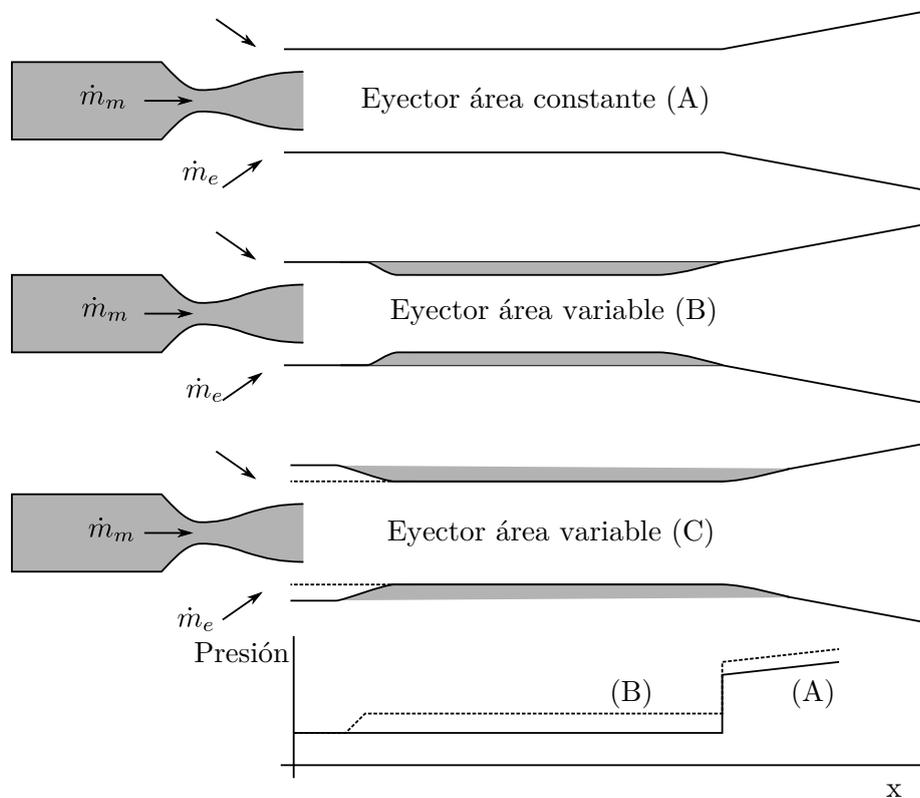
2. No incluye el efecto de un difusor, esto no es mayor problema pues puede ser realizado de forma sencilla.
3. El desarrollo de este modelo se basó en una determinada geometría, a saber en la que se tiene la tobera descargando en la zona de área constante. El caballo de batalla de el resto de modelos posteriores es preconizar sobre hipótesis para poder estudiar eyectores llamados de “área variable”, en ellos la tobera se encuentra antes de la zona de área constante, tal y como se muestra en la figura 2. Se dará en el apartado 3.4.4 un esbozo de la problemática encontrada.
4. La hipótesis de inmiscibilidad de flujo primario y secundario no ha sido contrastada con datos experimentales existentes para “free jets”.
5. Llevar en consideración las pérdidas de carga en el tubo de mezcla: cuando estamos en régimen de saturación apenas tienen importancia las pérdidas en el tubo de mezcla, ya que el volumen de control apenas tiene longitud en comparación con el tubo. Esto mismo se comprueba con el régimen supersónico. Para régimen mixto, si que se podría incluir un término de pérdida de carga en la ecuación de conservación de cantidad de movimiento. Este término debería de ser escalado con datos experimentales.

### 3.3.2. Experimentos de Matsuo

Como el propio nombre indica, Matsuo et al. en dos artículo [71] y [70] a principios de la década de los 80 realiza un estudio experimental similar al realizado por Fabri y Siestrunck 30 años antes, pero en este caso se estudian eyectores con cámara de mezcla a área variable en vez de cámara constante que es lo que había investigado Fabri. El objetivo del estudio es identificar, mediante métodos ópticos y de medida de presión, los distintos regímenes en que puede trabajar el eyector para el caso de área variable. A pesar de no presentar ningún modelo matemático se ha considerado oportuno insertar esta referencia bibliográfica seguida de la de Fabri para que el lector tome desde un principio sensibilidad con los distintos regímenes existentes en la operación de eyectores y pueda aprovechar con mejor criterio la restante revisión bibliográfica. La instalación experimental es similar a la estudiada por Fabri, consistente en una sección rectangular con cristales laterales que permiten el empleo de técnicas ópticas de visualización (Schlieren). Además el perfil de la cámara de mezcla puede ser modificado arbitrariamente, lo que permite estudiar el efecto de modificar la geometría de la cámara de mezcla variable. Matsuo describe cuatro regímenes que denomina por sus siglas en inglés “FS” (Fully Supersonic o totalmente supersónico), “CS” (Choked Secondary o secundario bloqueado), “ST” (Shock Between Throats u onda de choque entre gargantas) y “DC” (Doubly Choked o doblemente bloqueado).

Para entender su significado y la relación existente entre los regímenes descritos por Fabri y Matsuo, el autor ha considerado oportuno incluir la discusión genuina que se desarrolla en las siguientes líneas. Una descripción desde un punto de vista matemático se aborda en la sección 3.4.4, sin embargo en la presente sección se realiza únicamente una descripción cualitativa. Es fuerza de la lógica empezar a abordar las similitudes entre eyectores con cámara de mezcla a área variable y constante por el análisis más simple, aquel eyector cuyo cociente de masas es cero. Para ambos casos es lógico ver que el patrón de flujo en la cámara de mezcla será función de la presión de descarga. Tomemos ahora un eyector con cámara de mezcla a área constante tal y como se muestra en la figura 18 “(A)”. Para el caso de presión de descarga baja, el flujo en la zona de área constante será supersónico de forma que la presión se acomodará a la de descarga mediante ondas de choque oblicuas u ondas de expansión a la salida. El flujo primario se expandirá a la salida de la tobera de forma que la presión en la zona de secundario anterior a la cámara de mezcla será aproximadamente, aplicando la teoría unidimensional, la correspondiente a la expansión del primario con un cociente de áreas igual a  $\frac{A_{gt}}{A_{ac}}$ . Si empezamos a elevar la presión de descarga, eventualmente las ondas de expansión

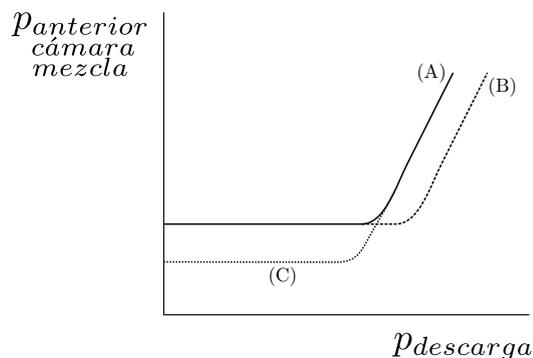
se convertirán en ondas de choque oblicuas y finalmente en una onda de choque normal en la sección de área constante, habiendo hasta este punto la presión en la zona anterior a la cámara de mezcla permanecido constante. A partir de este punto aumentos en la presión de descarga llevan consigo el desplazamiento de la onda de choque normal a un conjunto de ondas de choque oblicuas a la descarga de la tobera y un aumento de la presión en la zona anterior de la cámara de mezcla. Este comportamiento puede ser visualizado en la figura 19 correspondiente a la línea “(A)”. Pasemos ahora a eyectores con cámara de mezcla a área variable. En este caso es sencillo derivar la geometría de un eyector de área constante, tal y como se muestra en la figura 18 “(B)” y “(C)”. El eyector “(B)” mantiene el área de máxima expansión igual al área de la zona “ac”, mientras que en el eyector “(C)” la zona “ac” es igual a la del eyector de área constante. Tomemos ahora el eyector “(B)”, al igual que en el caso de área constante, para una presión de descarga baja, el flujo será supersónico en la cámara de mezcla, adaptándose a la presión de descarga mediante ondas de choque a la salida. La presión anterior a la cámara de mezcla será igual que para el caso de área constante, correspondiente a una expansión con una relación de áreas igual a  $\frac{A_{gt}}{A_{ac}}$ . El comportamiento diferencial entre la configuración “(A)” y “(B)” puede ser mejor explicado mediante el gráfico inferior de la figura 18, donde se ha representado la presión en función de la coordenada longitudinal para el caso de la existencia de una onda de choque normal justo al final de la zona de área constante. La cámara de área variable actúa como una doble garganta (similar a la empleada en los túneles de viento supersónicos) que consigue mediante ondas de choque débiles decelerar el fluido de forma que el Mach en la sección de área constante del eyector “(B)” es menor que en el “(A)” y para las presiones ocurre lo contrario. Mientras que para el eyector “(A)” toda la compresión, se produce mediante la onda de choque normal, para el eyector “(B)” la compresión se producirá parte en la garganta “secundaria” del eyector por ondas de choque débiles y otra igualmente mediante onda de choque normal (fuerte). De esta suerte el eyector “(B)” es capaz de mantener flujo supersónico aún cuando la presión de descarga es mayor que para el eyector “(A)”. Esto queda representado claramente en la figura 19.



**Figura 18:** Transformación de un eyector de área constante a área variable.

Para el eyector “(C)” la descripción es similar a la anterior, solo que en este caso la presión anterior a la cámara será inferior que en los dos casos anteriores.

La conclusión es que para  $w = 0$ , en principio, un eyector a área variable consigue trabajar en un rango de condiciones más amplio que el de área constante. En los estudios experimentales tendremos ocasión de comprobar cuantitativamente esta conclusión cualitativa.



**Figura 19:** Comportamiento de un eyector con cociente de masas nulo. Las curvas “A”, “B” y “C” se corresponden a las geometrías mostradas en la figura 18.

Para la discusión cuando existe cociente de masas distinto de cero, seguiremos el comportamiento del eyector a medida que disminuimos la presión de remanso del fluido primario al igual que hizo Fabri. Si recordamos para este caso (eyector de área constante) la sucesión de regímenes era supersónico, supersónico saturado, mixto y  $w = 0$ . Los cuatro regímenes expuestos por Matsuo pueden equipararse a los tres de Fabri de acuerdo como se indica en la tabla 1.

**Tabla 1:** Correspondencia entre regímenes de Fabri [36] y Matsuo [70]

Fabri	Matsuo	Inglés	Español
Supersónico $w \approx 0$	“FS”	Fully Supersonic	Totalmente Supersónico
Supersónico	“CS”	Choked Secondary	Secundario Bloqueado
Supersónico saturado	“DC”	Doubly Choked	Doblemente Bloqueado
Mixto	“ST”	Shock Between Throats	Onda de Choque Entre Gargantas

Las observaciones ópticas realizadas por Matsuo et al. quedan mejor expresadas por medio de los diagramas que se muestran en las figuras 21 a 24. Los regímenes mixto (“ST”) y supersónico con cociente de masas reducido (“FS”) son fácilmente equiparables a la descripción realizada para eyectores de área constante. Si se observan en detalle las figuras 21 y 23, las ondas de choque que aparecen a la salida de la zona de área constante son ondas de choque normales distorsionadas por los efectos de fricción y reflexión cerca de la pared. La naturaleza de las ondas de choque a la salida de la tobera en las figuras 22, 23 y 24 es más compleja, siendo una mezcla de ondas de choque oblicuas.

Para régimen supersónico (“CS”) y supersónico saturado (“DC”) es preciso realizar algunas aclaraciones. Para el caso supersónico se ha realizado una hipotética representación de la zona en que se bloquea el flujo secundario en la figura 20 de forma que se ha supuesto la sección crítica en la zona de área variable. Esta sección en principio corresponde (por definición de garganta) a la zona de mínimo área. Viendo que la frontera con el flujo primario va a ser, en principio, prácticamente horizontal o levemente curvada, la proposición de bloqueo sónico del secundario en la zona de área variable no es posible si se asume nula miscibilidad entre primario y secundario, a excepción de que la conicidad de la zona de área variable fuese ínfima (del orden de la curvatura de chorro primario, que no es el caso). Por tanto, la sección crítica se encontrará en el entorno o aguas abajo de la zona de inicio de área constante. En la sección de área constante habrá mezcla entre primario y secundario. Posteriormente ocurrirá una onda de choque para adaptar la presión a la de descarga.

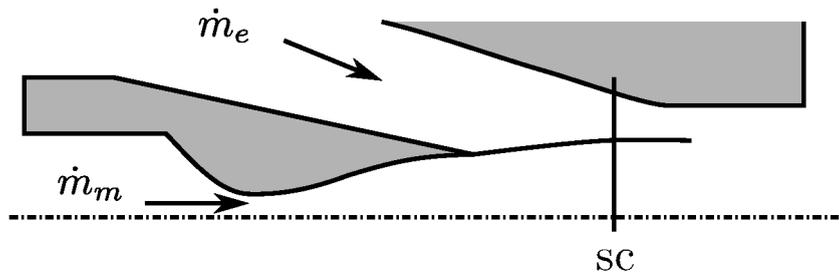


Figura 20: Hipotética representación de la sección crítica inyector área variable.

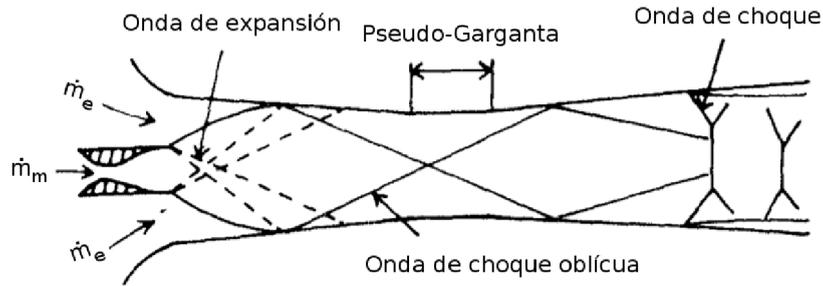


Figura 21: Experimento de Matsuo [70] : régimen "FS" (régimen supersónico con  $w \approx 0$ ).

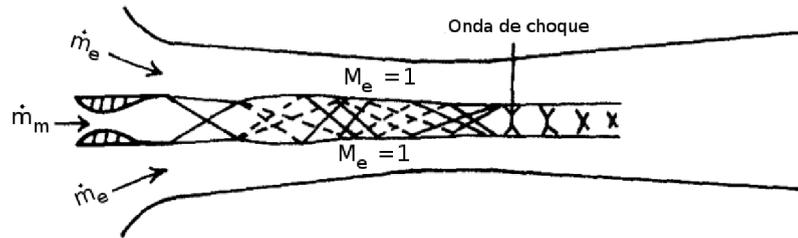


Figura 22: Experimento de Matsuo [70] : régimen "CS" (régimen supersónico).

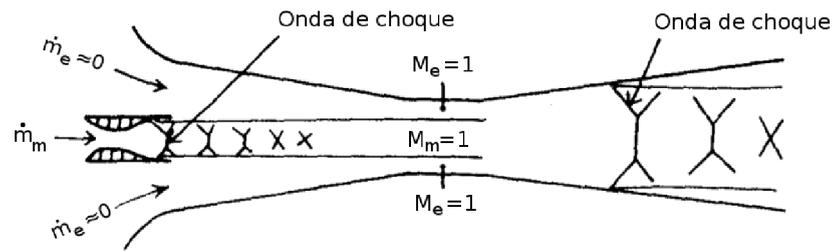


Figura 23: Experimento de Matsuo [70]: régimen "DC" (régimen supersónico saturado).

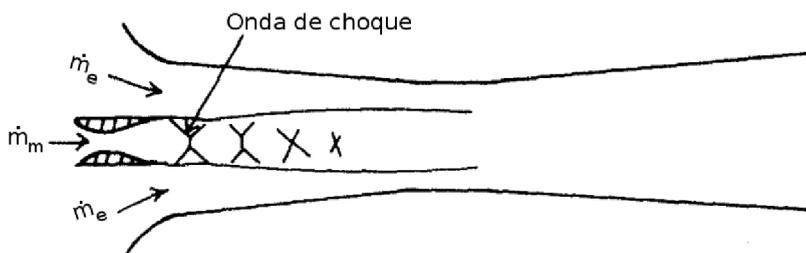


Figura 24: Experimento de Matsuo [70]: régimen "ST" (régimen mixto).

Para régimen supersónico saturado ó régimen “DC” (según Matsuo) en eyectores a área constante, este régimen representa velocidad sónica del flujo secundario justo a la salida de la tobera. Para eyectores a área variable el fenómeno es más complejo pues no es posible el bloqueo sónico del secundario en la sección “st”, por ser el área de paso más grande que la zona de área constante, por lo que no sería posible pasar toda la masa a través de la “garganta secundaria”. Tampoco puede, según la descripción anterior, desplazarse la sección crítica aguas arriba del entorno de la zona de comienzo del área constante. ¿Qué ocurrirá al disminuir  $p_{0,m}$  desde régimen supersónico (siempre que la presión de descarga sea lo suficientemente baja)? Por el razonamiento anterior, se producirá bloqueo sónico del secundario en las inmediaciones del comienzo de la zona de área constante, mezcla supersónica en la zona de área constante y onda de choque para saltar a la presión de descarga. Observemos que a medida que se disminuye la  $p_{0,m}$ , también baja  $p_{st,m}$ . Por lo tanto llegará el punto en que  $p_{st,m} < p_{st,e}$ . A partir de este punto se ocasionarían ondas oblicuas a la salida de la tobera, que es lo que viene a representar la figura 23. Este es un caso extremo de disminución de  $p_{0,m}$  en que la velocidad del primario se ha reducido aproximadamente a  $M=1$  en la zona de área constante. Hay que estar prevenido que esto es posible por una presión de descarga muy reducida. Un fenómeno similar ocurre en eyectores de área constante dentro de un rango de operación del régimen supersónico saturado. En conclusión vemos que el régimen supersónico saturado no está definido para eyectores de área variable, si no que es más bien régimen supersónico. El hecho de que se haya identificado el régimen “DC” de Matsuo como régimen saturado supersónico es puramente a efectos de comparación y no será empleado en lo sucesivo.

### 3.3.3. Modelo de Keenan (primero)

En el primero [61] de sus dos artículos, se estudia la geometría más sencilla posible, exactamente igual a la que se presentó en la sección anterior de Fabri (sec. 3.3.1). Consta de una tobera que descarga a un tubo de área constante, que a su vez está abierto a la atmósfera en su otro extremo. En este caso no se considera el fenómeno de obturación de la garganta secundaria, por lo que la nomenclatura a usar será la indicada en la figura 25. A pesar de que el objetivo es analizar eyectores a área constante, la disposición geométrica permite variar la posición de descarga de la tobera, por lo que en la misma configuración se puede experimentar eyectores de área variable. Recoge también el artículo en un apéndice somero un análisis de eyectores con cámara de mezcla de área variable.

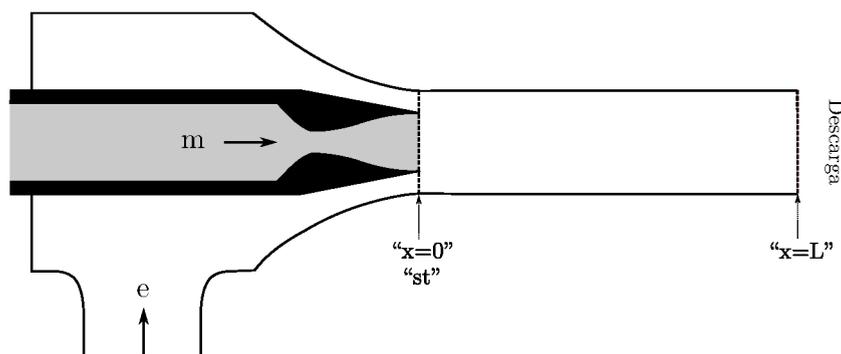


Figura 25: Esquema del eyector empleado por Keenan [61].

Para modelar eyectores de área constante, las simplificaciones que hace el modelo son:

1. La sección “st” coincide con la sección “x=0”.
2. Presión en la sección “st”, el fluido primario y secundario tienen la misma presión, e igual a la presión correspondiente a una expansión isoentrópica del fluido primario desde el remanso hasta  $A_{st,m}$ .

3. En “x=L” existe flujo uniforme, a presión igual a la descarga.
4. Flujo primario y secundario se consideran isoentrópicos desde el remanso hasta la sección “st”.

Planteando la conservación de la masa, cantidad de movimiento y energía a un volumen de control entre “st” y “x=L” tenemos:

$$\begin{aligned}
\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m} + \rho_{st,e} A_{st,e} V_{st,e} &= \rho_L A_{ac} V_L \\
\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m}^2 + \rho_{st,e} A_{st,e} V_{st,e}^2 + p_{st,m} A_{ac} &= \rho_L A_{ac} V_L^2 + p_{descarga} A_{ac} \\
\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m} h_{0,m} + \rho_{st,e} A_{st,e} V_{st,e} h_{0,e} &= \rho_L A_{ac} V_L \left( h_L + \frac{V_L^2}{2} \right)
\end{aligned} \tag{39}$$

Además se sabe:

1. Por el flujo isoentrópico a través de una tobera, conocemos todas las propiedades del fluido motriz en la sección “st”. Para gas ideal puede ser calculado por las ecuaciones 21 a 23.
2. Por suposición de la igualdad de presiones en “st”, conocemos la presión en dicha sección del fluido secundario. Todas las propiedades del fluido secundario se pueden conocer aplicando las ecuaciones de una expansión isoentrópica desde el remanso hasta la presión en “st”. Para gas ideal podemos llegar a una formulación sencilla:

$$\rho_{st,e} = \rho_{0,e} \cdot \left( \frac{p_{st,m}}{p_{0,e}} \right)^{\frac{1}{k}} \tag{40}$$

$$V_{st,e} = \sqrt{2 \cdot c_p \cdot T_{0,e} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{p_{0,e}}{p_{st,m}} \right)^{\frac{1-k}{k}} \right]} \tag{41}$$

3. Si se miran las ecuaciones anteriores, todos los términos de la izquierda son conocidos, y de la derecha es conocido únicamente la presión y el área. Únicamente tenemos dos incógnitas  $T_L$  y  $V_L$ , ya que para calcular el resto de propiedades en “x=L” podemos emplear la ecuación de estado. Por lo que tenemos 3 ecuaciones y 2 incógnitas. Para solucionar el problema se decide introducir como incógnita el área a la salida de la tobera  $A_{st,m}$ . Esta hipótesis es causa directa de admitir presión en “st” uniforme.

Keenan realiza estudios experimentales con cuatro toberas convergentes y una convergente-divergente y distintas longitudes de región a área constante. Los estudios experimentales se hacen para un incremento nulo de presión entre el flujo secundario y la salida ( $p_{0,e} = p_{descarga} = 1$  bar), es decir que tanto la entrada como la salida están abiertas a la atmósfera. En la sección 3.4.6 se presentan los datos experimentales junto a los valores predichos por el propio modelo de Keenan y el de Fabri y Siestrunk. De los distintos experimentos llevados a cabo se concluye en el artículo:

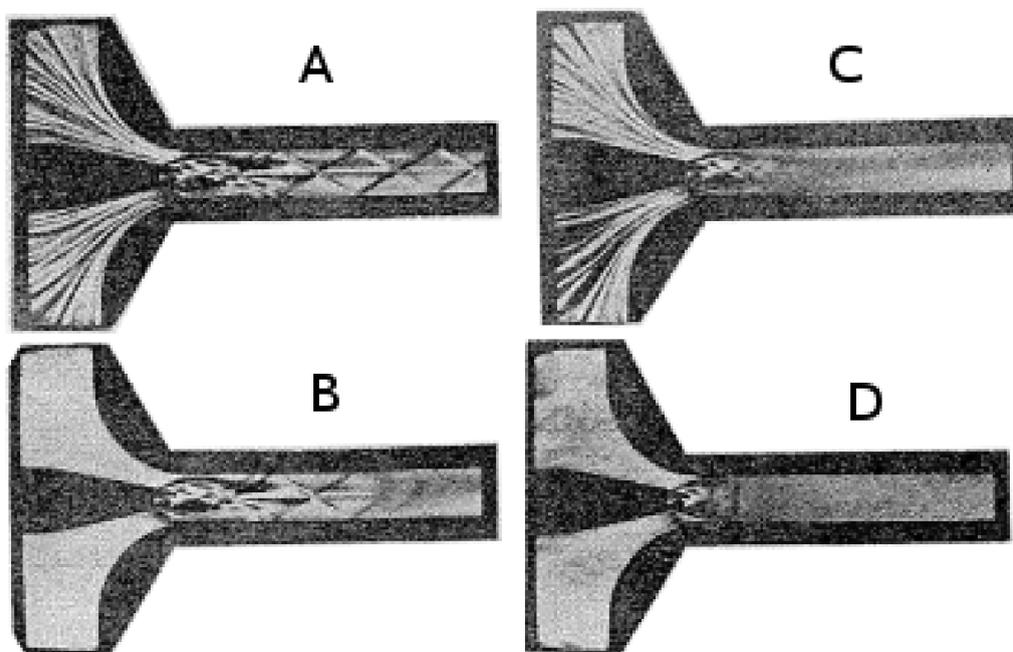
1. La posición de la tobera en relación con el tubo de mezcla varía poco el cociente de masas, concluyendo que la zona con mayor rendimiento es un poco aguas arriba del comienzo de la zona de área constante.
2. La mejor longitud del tubo de mezcla es algo superior a 7 veces el diámetro del tubo.
3. El cociente de masas crece al aumentar la relación  $A_{ac}/A_{gt}$  y decrece al aumentar la relación  $p_{0,m}/p_{0,e}$

### 3.3.4. Modelo de Keenan (segundo)

En el segundo artículo de este autor [62] se generaliza el modelo presentado anteriormente para incluir la descarga de la tobera en una cámara de área constante o variable y la influencia de un difusor.

1. Estudio sin difusor: en esencia las hipótesis y ecuaciones que emplea son las mismas que en el artículo anterior. El proceso de mezcla a área variable se simplifica haciendo la hipótesis de que la presión de mezcla es constante e igual a la presión a la salida de la tobera. Por lo tanto el único cambio necesario es incluir el término de presión en la pared en el lado derecho de la ecuación de cantidad de movimiento.
2. Estudio con difusor: el tratamiento del difusor se realiza de forma similar a lo comentado en la sección 3.4.3, la presión en la sección  $x=L$  no será la exterior sino que debemos incluir el aumento de presión debido a la deceleración del gas en el difusor.

Presenta datos experimentales investigando la mejor posición de descarga de la tobera para distintas cámaras de mezcla y examina la longitud óptima de zona de área constante. Tienen interés las fotografías Schlieren de la cámara de mezcla, tal y como se muestran en la figura 26.



**Figura 26:** Fotografías Schlieren de la cámara de mezcla por Keenan [62].

Para los casos marcados como “A”, “C” y “D” existen hilos calientes situados en la entrada de fluido secundario que simulan las líneas de flujo. La evolución de “A” a “D” consiste en aumentar la presión de descarga manteniendo constante el resto de parámetros. Para la situación “A”, “B” y “C” el cociente de masas permanece constante, siendo el efecto de modificar la presión de descarga el modificar el patrón de flujo aguas abajo de la sección crítica. En “C” se alcanza el valor máximo de presión a la descarga, ulteriores aumentos de la misma llevan el cociente de masas rápidamente hacia cero (“D”). Críticas al modelo de Keenan:

1. El asumir presión constante en “st” no parece acertado según el análisis realizado por Fabri y Siestrunck.
2. Debido a que existen más ecuaciones que incógnitas, se asume que la geometría varía, lo que no es realista a la hora de calcular una geometría de eyector concreta.

### 3.3.5. Modelo de Elrod

Elrod (1945) [32], introduce el segundo principio en su análisis del eyector ya estudiado en la sección 3.1.3. Desarrolla un modelo para eyectores de cámara de mezcla de área variable con difusor. Para simplificar las ecuaciones estudiaremos el modelo sin difusor tal y como se muestra en la figura 27.

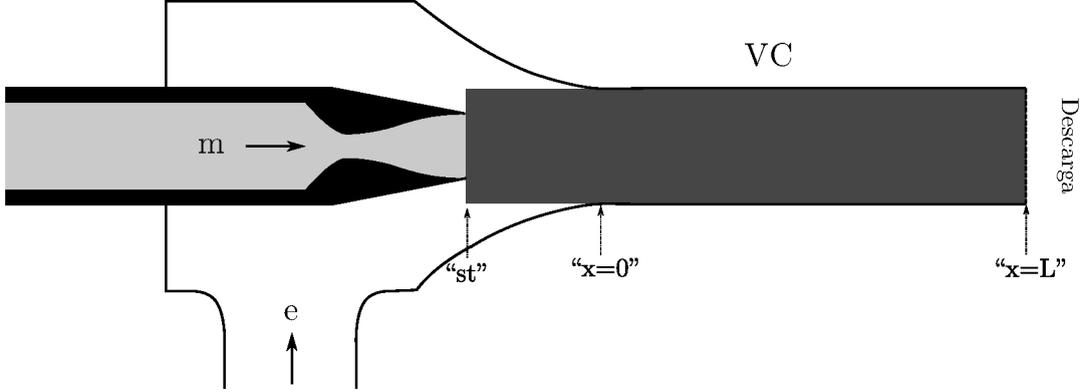


Figura 27: Eyector usado para el modelo de Elrod [32].

Las hipótesis en las que se basa el modelo se aplican al volumen de control coloreado de gris en la figura 27:

1. La presión es constante desde “st” hasta “x=0” e igual a  $p_{0,e}$ .
2. La cantidad de movimiento de flujo secundario  $\dot{m}_e \cdot v_{st,e}$  se considera despreciable frente al término  $\dot{m}_m \cdot v_{st,m}$ .
3. No existe rozamiento.

Planteando las ecuaciones de conservación de la masa, cantidad de movimiento y energía al volumen de control “VC” de la figura 27:

$$\dot{m}_m + \dot{m}_e = \rho_L \cdot A_{ac} \cdot V_L \quad (42)$$

$$\dot{m}_m V_{st,m} + p_{0,e} A_{ac} = \rho_L \cdot A_{ac} \cdot V_L^2 + p_{descarga} A_{ac} \quad (43)$$

$$\dot{m}_m h_{0,m} + \dot{m}_e h_{0,e} = \rho_L \cdot A_{ac} \cdot V_L \left( h_L + \frac{V_L^2}{2} \right) \quad (44)$$

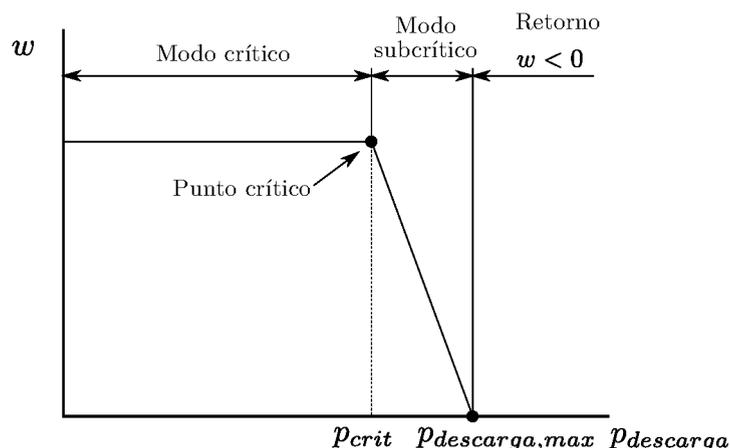
Tenemos un sistema de tres ecuaciones con tres incógnitas  $\rho_L$ ,  $V_L$  y  $\dot{m}_e$ . El término  $\dot{m}_m$  y  $V_{st,m}$  se calculan arreglo a la geometría de la tobera y para  $h_L$  se emplea una forma válida de la ecuación de estado.

Como veremos en discusiones posteriores la introducción de cámaras de mezcla a área variable lleva asociada hipótesis discutibles que no siempre pueden ser argumentadas, como las adoptadas por Elrod. Además no muestra el autor aplicación del modelo a datos experimentales, por lo que es difícil discutir su bondad.

### 3.3.6. Modelo de Huang

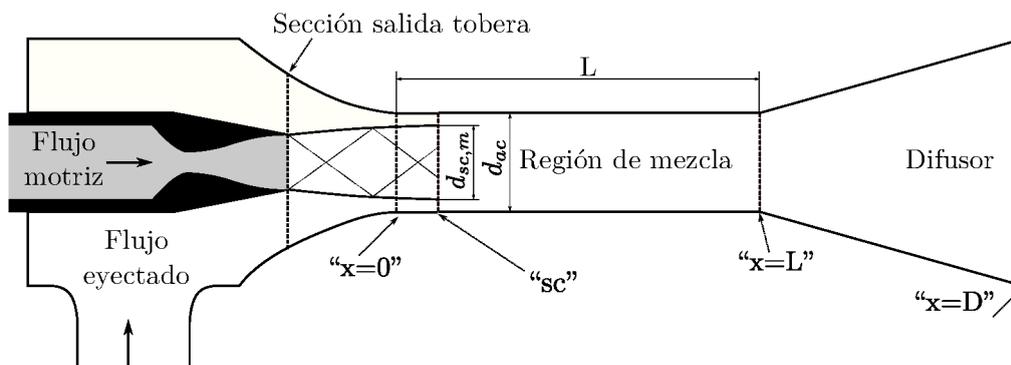
El artículo presentado por Huang [54] ha venido a convertirse en un clásico dentro del estudio de eyectores aplicados a refrigeración. Presenta un modelo unidimensional con 4 parámetros correlacionados mediante datos experimentales (por el mismo autor) de un sistema operando a R141b.

Antes de proseguir es recomendable para el lector no familiarizado con el tema referirse a la sección 3.4.2, página 40. La operación del eyector en base a un diagrama  $w$  vs  $p_{condensador}$  tiene la forma típica mostrada en la figura 28. La forma de esta figura se corresponde con la secuencia de imágenes schlieren obtenidas por Keenan y puede ser fácilmente explicada con el modelo de Fabri y Siestrunk: supongamos que fijamos la presión de remanso de fluido primario y secundario y la geometría del eyector. Para hacer el análisis más sencillo supongamos el eyector más simple posible de mezcla a sección constante y sin difusor. Si la presión de descarga es reducida, el eyector trabajará bien en régimen supersónico saturado o supersónico, dependiendo de la relación de presiones entre fluido primario y secundario y geometría. A la salida de la zona de área constante el flujo será supersónico. Tanto en régimen supersónico saturado como en supersónico, mientras se esté separado de la zona de transición con régimen mixto, variaciones de la presión de descarga no modifican el flujo aguas arriba, por lo que el cociente de masas permanecerá constante. Esta forma de operar Huang la denomina crítica. Hay que recalcar que esta forma crítica puede ser bien saturada o bien supersónica según el artículo de Fabri, si bien en el caso de que tengamos una entrada de área variable es posible que únicamente tengamos la segunda. Si se aumenta la presión de descarga, empezaran a aparecer ondas de choque oblicuas a la descarga del tubo, de tal forma que se llegará un momento inestable en que una onda de choque normal no pueda elevar la presión de la mezcla hasta la presión de descarga (transición de régimen mixto). Esta presión Huang la llama presión crítica de condensador. Aumentos posteriores de la presión de condensación hacen que el eyector opere en régimen mixto (subsónico), siendo sensible el cociente de masas a variaciones en la presión de descarga. Esta forma de operar Huang la denomina subcrítica.



**Figura 28:** Curva típica del cociente de masas función de la presión de condensación.

La geometría en la que se basa el artículo de Huang la podemos ver en la figura 29, es un modelo con área de mezcla variable y difusor.



**Figura 29:** Disposición geométrica del eyector de Huang [54].

El propósito del modelo es calcular el cociente de masas para el régimen crítico del eyector. Hipótesis del modelo:

1. Asume gas ideal con calor específico constante.
2. Se asumen las ecuaciones de flujo isoentrópico unidimensional, introduciendo un coeficiente para llevar en consideración las pérdidas por rozamiento tal y como se detalla en los puntos sucesivos.
3. El flujo primario se expande al salir de la tobera (sección “st”) hasta la sección “sc”, que se encuentra en la zona de área constante, manteniéndose completamente diferenciado del flujo secundario en este tramo. Se asume un coeficiente isoentrópico para el flujo primario dentro de la tobera ( $\phi_1$ ) y otro coeficiente para el camino desde “st” hasta “sc” ( $\phi_2$ ).
4. El flujo secundario alcanza en la sección “sc” condiciones sónicas. Se asume que en esta sección la presión del fluido primario y secundario son iguales. Se asume un coeficiente isoentrópico para la expansión del flujo secundario ( $\phi_3$ ).
5. A partir de la sección “sc” ambos flujos se empiezan a mezclar, asumiéndose presión constante. La cantidad de movimiento antes y después de la mezcla no es igual debido a la pérdida de carga, quedando su cociente relacionado por otro coeficiente ( $\phi_4$ ).
6. Antes del difusor existe una onda de choque que lleva al flujo a condiciones subsónicas.
7. El flujo se decelera en el difusor.
8. El eyector se supone que opera en condiciones críticas, por lo que se toma para el cálculo un área del tubo modificado para asegurar que la presión que calcula el modelo y la real son iguales.

Bajo estas hipótesis el autor desarrolla un proceso iterativo para calcular, dadas la geometría y las condiciones de remanso de fluido primario y secundario, el cociente de masas crítico y la presión crítica.

El valor de los cuatro coeficientes mostrados anteriormente es obtenido mediante un ajuste experimental a una base de datos obtenida por el mismo autor, con 11 eyectores y 39 puntos críticos medidos operando con R141b. Los 11 eyectores son obtenidos mediante la combinación de dos toberas y 8 cámaras de mezcla cónicas. Se ensayan dos temperaturas de evaporador (8 y 12 °C) y cuatro temperaturas de caldera<sup>1</sup> (78, 84, 90 y 95 °C).

En la sección 3.4.7, página 55, se hace un análisis profundo de los datos presentados en este artículo. La validación del modelo de Huang arroja un error promedio del 8,7%, con una desviación máxima del 23%.

Se estudian también en el artículo la posición óptima para la descarga de la tobera y la influencia del recalentamiento tanto para fluido primario como para secundario. En cuanto a la posición de descarga, los autores concluyen que la posición óptima se encuentra para  $\frac{-x}{d_{ac}} = 1,5$ . Para los recalentamiento concluye que apenas existe variación para valores de recalentamiento entre 5 y 20 °C. A este respecto hay que recordar que los autores fueron afortunados a la hora de escoger el fluido de trabajo, pues el R141b tiene expansión “seca”, tal y como se muestra en el diagrama T-s de la figura 30. Se representa, a modo de ejemplo, una expansión isoentrópica desde vapor saturado (punto “A”) a 8 bar hasta la presión de 1 bar (punto “B”). Observamos que se obtiene vapor sobrecalentado a diferencia de lo que ocurre con los fluidos habituales (agua) en que se obtendría una mezcla bifásica.

---

<sup>1</sup>Nomenclatura según la figura 1, página 8

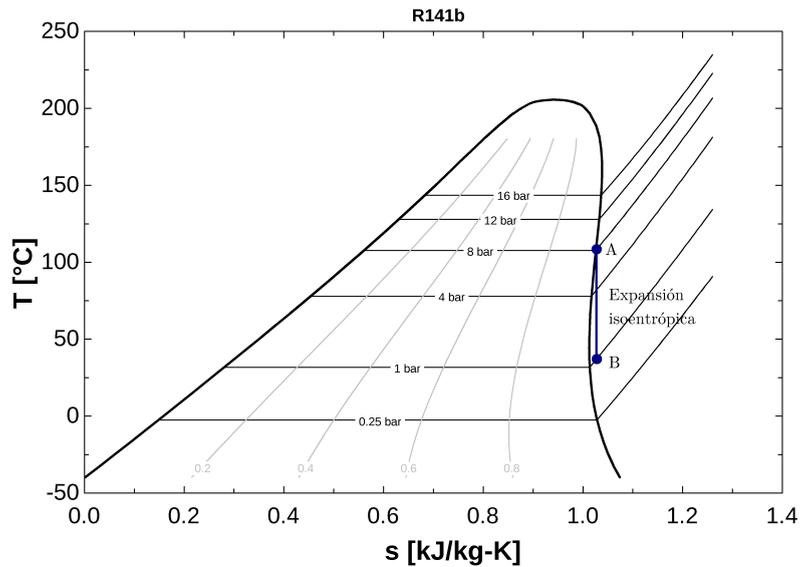


Figura 30: Diagrama T-s para el R141-b.

### 3.3.7. Modelo de Ouzzane y Aidoun.

Este autor [82] y [7] introduce un modelo similar al presentado por Munday y Bagster pero realizando los cálculos con un programa informático y la base termodinámica del NIST (programa de cálculo de propiedades termodinámicas y de transporte REFPROP) en vez de un procedimiento manual sobre el diagrama de Mollier. El esquema del eyector sobre el que basa sus cálculos se puede ver en la figura 31.

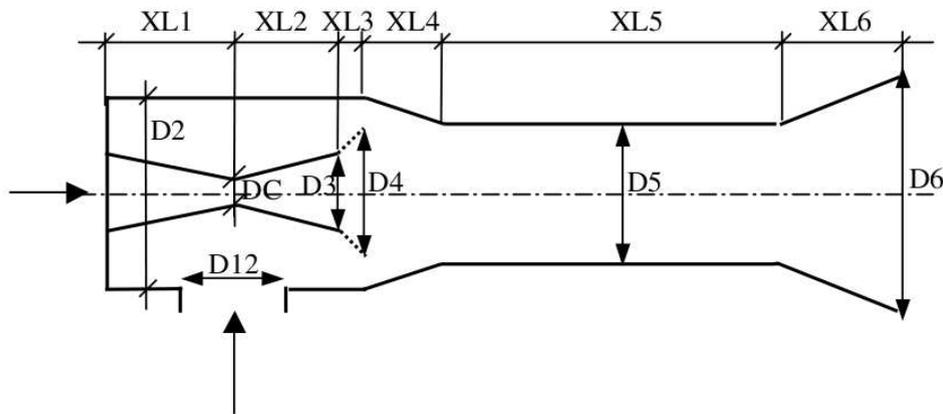


Figura 31: Modelo geométrico del eyector de Ouzzane y Aidun [82].

Al igual que con el modelos de Munday y Bagster la hipótesis que permite calcular el cociente de masas es que el fluido secundario se bloquea en una determinada sección (que puede ser en la zona de área constante o no), asumiéndose en la misma sección mezcla del primario y secundario a presión constante. El flujo homogéneo resultante es decelerado en la zona convergente, existe una onda de choque en la zona de área constante y deceleración subsónica en el difusor.

No obstante es ciertamente oscuro el detalle del cálculo de las longitudes de las distintas secciones así como el empleo de tres coeficientes que utiliza para adaptar sus resultados con los experimentales obtenidos por Huang.

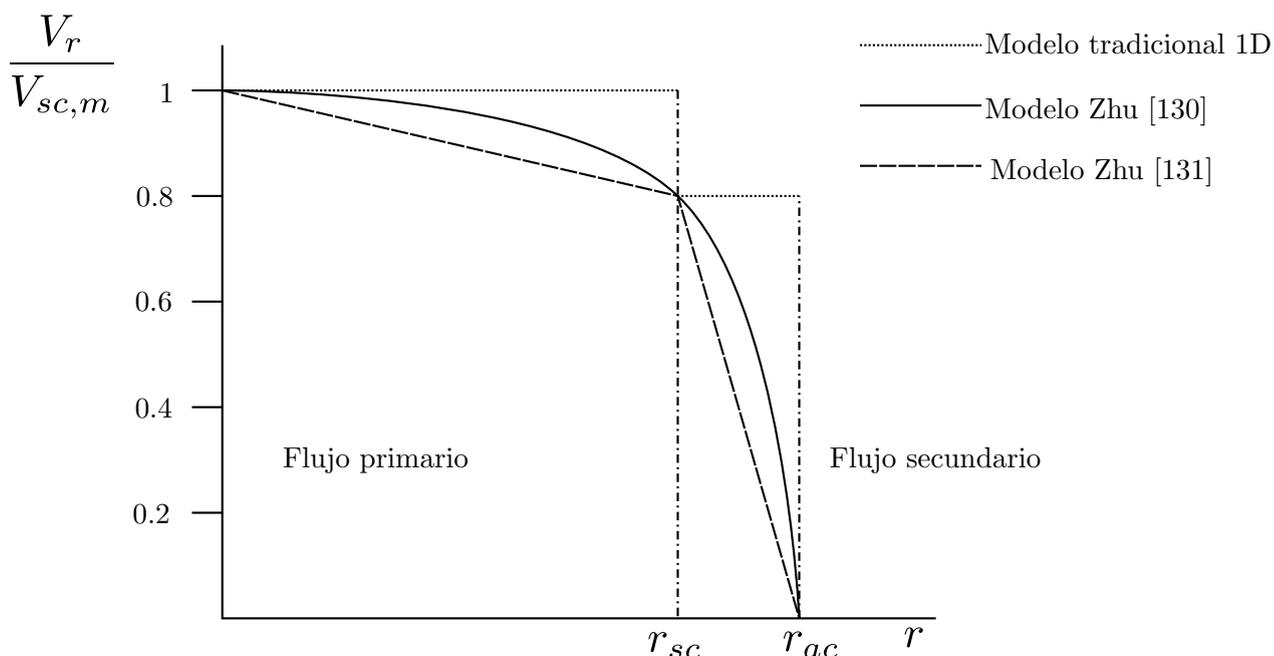
### 3.3.8. Modelo de Zhu

Este autor propone tres artículos [130], [131] y [133] en la línea de complementar el modelo presentado por Huang. En el primero de ellos [130] la principal aportación a las hipótesis realizadas por Huang es suponer que los perfiles de velocidades no son uniformes, sino que efectos viscosos y de capa límite en la pared crean un cierto perfil axilsimétrico. Se propone una expresión para este perfil axilsimétrico en la sección crítica, que igual que Huang supone que ocurre en la zona de área constante:

$$\frac{V_r}{V_{sc,m}} = \left(1 - \frac{r}{r_{ac}}\right)^{\frac{1}{n}} \quad (45)$$

En donde  $V_r$  es la velocidad en el radio  $r$ .

El coeficiente “n” se calcula con la condición de Mach 1 en el interfaz entre ambos fluidos, tal y como se indica en la figura 32. Una vez obtenido el coeficiente “n”, el caudal másico de cada uno de los fluidos se obtiene por integración del perfil de velocidades. El proceso de resolución es similar al propuesto por Huang, empleando dos coeficientes isoentrópicos para llevar en consideración irreversibilidades en la tobera y en el flujo secundario. Los resultados que obtiene con este modelo presentan menor desviación que los obtenidos por Huang.



**Figura 32:** Distribución de velocidades propuesta por Zhu en [130] y [131].

En el segundo [131] se propone una relación semiempírica para el cociente de masas ajustada por mínimos cuadrados a los datos de Huang.

En el tercer artículo [133] presentado con posterioridad por el mismo autor se propone el mismo esquema de trabajo que en el primer artículo pero esta vez el perfil de velocidades es una interpolación lineal en vez de una interpolación exponencial. Los resultados obtenidos superan de nuevo a los presentados por Huang. No obstante siguen siendo necesarios los coeficientes de ajuste empleados anteriormente.

### 3.4. Apreciaciones particulares

Se pretende en este apartado exponer los complementos que el autor considera oportunos a los distintos modelos presentados hasta estas líneas, con objeto de ampliar y de armonizar informaciones dispersas. Este apartado no debe considerarse como revisión bibliográfica, pues su contenido es original del autor.

#### 3.4.1. Modelo según el segundo principio: expresión simplificada

Para gas ideal con calor específico constante se puede obtener una expresión analítica. De las ecuaciones (8) y (9) podemos despejar el cociente de masas como:

$$w = \frac{T_{mz} - T_{0,m}}{T_{0,e} - T_{mz}}; \quad w = \frac{s_{mz} - s_{0,m}}{s_{0,e} - s_{mz}} \quad (46)$$

Igualando los términos del cociente de masa:

$$\frac{T_{mz} - T_{0,m}}{T_{0,e} - T_{mz}} = \frac{s_{mz} - s_{0,m}}{s_{0,e} - s_{mz}} \quad (47)$$

Organizando términos:

$$T_{mz} \cdot (s_{0,e} - s_{0,m}) - T_{0,m} \cdot s_{0,e} + T_{0,e} \cdot s_{0,m} = s_{mz} \cdot (T_{0,e} - T_{0,m}) \quad (48)$$

De forma general no podemos despejar de forma analítica la  $T_{mz}$ , pero para el caso especial de que las temperaturas de remanso de fluido primario y secundario sean iguales, aplicando la ecuación de conservación de la energía, se obtiene:

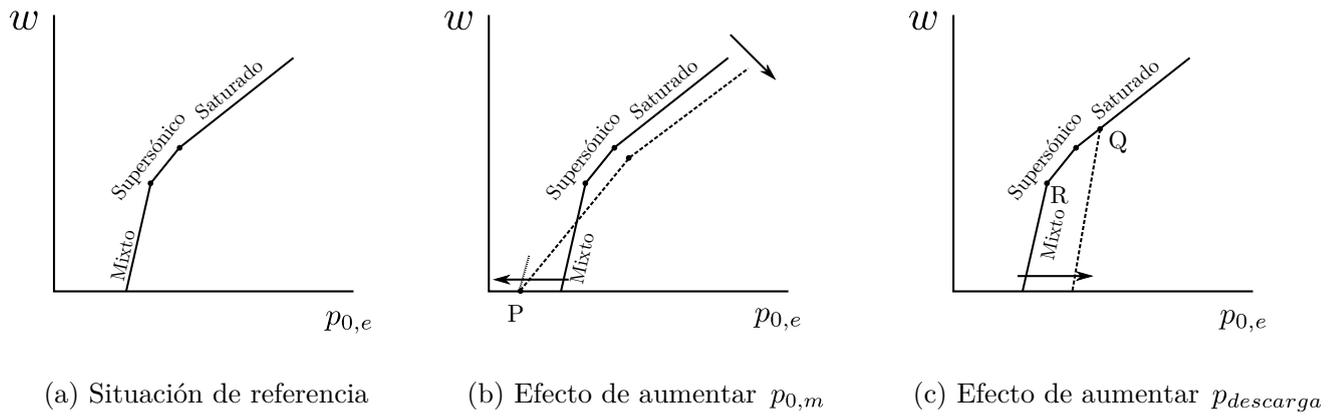
$$T_{mezcla} = T_{0,m} = T_{0,e} \quad (49)$$

Si introducimos este resultado en la ecuación de la entropía se puede llegar a:

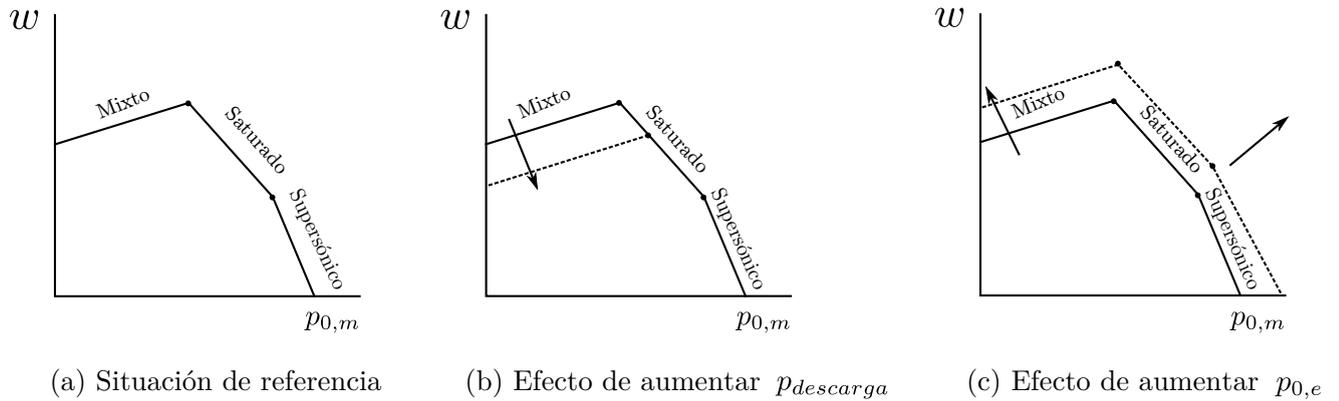
$$w = \frac{\ln\left(\frac{p_{0,m}}{p_{descarga}}\right)}{\ln\left(\frac{p_{descarga}}{p_{0,e}}\right)} \quad (50)$$

#### 3.4.2. Modelo de Fabri: elección del régimen de funcionamiento

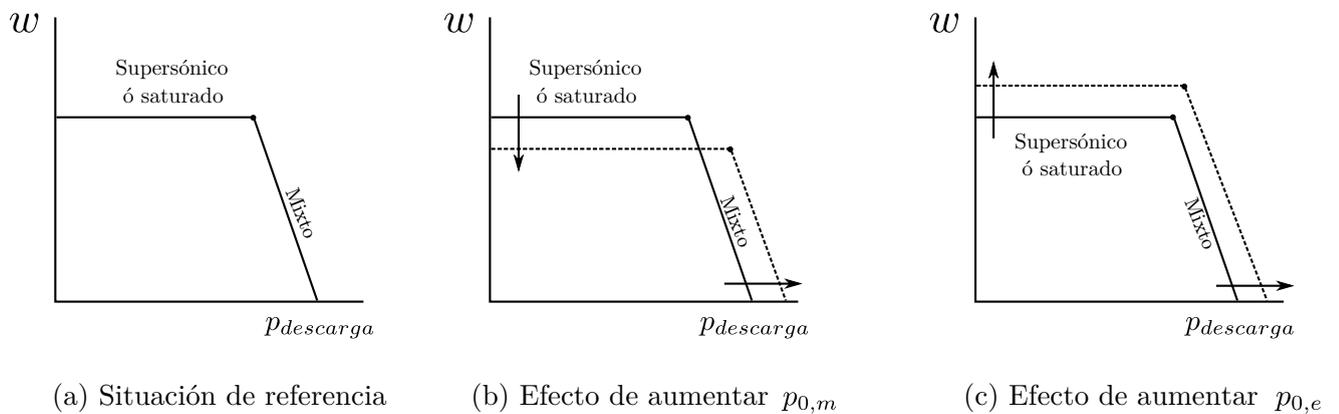
En este apartado atendemos a la formulación formal que permite distinguir, dadas unas condiciones de remanso de flujo primario y secundario y una presión de descarga, el régimen en que operará el eyector. Quizás, en un primer intento aclaratorio, sea más directo la representación gráfica que no la abstracción matemática. A tal efecto se muestran tres series de gráficas que muestran las características operativas comunes de eyectores empleados para aplicaciones frigoríficas, la primera relaciona  $w$  frente a  $p_{0,e}$  (Fig. 33(a)), la segunda  $w$  frente a  $p_{0,m}$  (Fig. 34(a)) y la tercera  $w$  frente a  $p_{descarga}$  (Fig. 35(a)). Estas gráficas no son “dogmáticas”, pues posteriormente discutiremos que bajo ciertas condiciones las características operativas pueden diferir de lo mostrado en las figuras 33, 34 y 35.



**Figura 33:** Cociente de masas función de  $p_{0,e}$  para eyector “normal”.



**Figura 34:** Cociente de masas función de  $p_{0,m}$  para eyector “normal”.



**Figura 35:** Cociente de masas función de  $p_{descarga}$  para eyector “normal”.

Primero hemos de observar que el régimen supersónico saturado y el régimen supersónico representan una continuidad. Esto se puede explicar físicamente de la siguiente forma: imaginemos una condición inicial de régimen supersónico. Por definición, el fluido primario tiene que expandirse hacia el secundario, reduciendo éste su área de paso hasta bloquearse en la sección crítica. Al aumentar la presión de remanso del fluido secundario, resultará también en una mayor presión en la zona de descarga de la tobera, en consecuencia la expansión que sufre el flujo primario hacia el secundario se va reduciendo, con ello aumenta el área de paso de secundario en la región crítica. Fijémonos que en este aumento de presión de remanso del secundario, su caudal aumenta por dos motivos diferenciados. El primero se debe a un aumento de la densidad como consecuencia directa del aumento de presión. El segundo se debe al susodicho aumento del área de paso de secundario en la sección crítica.

Este aumento de área no puede continuar de forma indefinida, siendo su valor máximo  $A_{st,e}$ , lo que produce el bloque sónico justo a la salida de la tobera. Justamente éste es el régimen supersónico saturado. Aumentos superiores de la presión de remanso de secundario no modifican el área de paso, únicamente consiguen elevar el caudal másico debido al efecto de aumento de densidad, por lo que la curva de cociente de masas de régimen supersónico saturado pierde pendiente en relación a la de régimen supersónico. Esta discusión queda perfectamente representada en la figura 33(a).

Disminuciones de la presión de remanso de flujo secundario tienen el efecto contrario de reducir el cociente de masas. El eyector seguirá succionando masa hasta un determinado punto, en el cual el flujo primario se expande hasta  $A_{ac}$  (esta situación se representa en la figura 33(b) como punto P).

**La presión mínima posible de secundario** puede ser calculada planteando la ecuación de conservación de la masa, cantidad de movimiento y energía entre la sección “st” y otra sección aguas abajo (que llamaremos de forma genérica “x”) en la que el primario se expande hasta  $A_{ac}$ .

$$p_{0,e}(min) = \frac{\dot{m} \cdot (V_x - V_{st,m}) + p_x \cdot A_{ac} - p_{st,m} \cdot A_{st,m}}{A_{ac} - A_{st,m}} \quad (51)$$

Siendo:

$$V_x = f_A^{-1} \left( \frac{A_{ac}}{A_{gt}} \right) \cdot \sqrt{k \cdot R \cdot T_{0,m} \left[ f_T \left( f_A^{-1} \left( \frac{A_{ac}}{A_{gt}} \right) \right) \right]^{-1}} \quad (52)$$

$$p_x = p_{0,m} \cdot \left[ f_p \left( f_A^{-1} \left( \frac{A_{ac}}{A_{gt}} \right) \right) \right]^{-1} \quad (53)$$

El parámetro que nos va a indicar el régimen en que opera el eyector es la presión de descarga. Supongamos que existe régimen supersónico saturado o supersónico, entonces se puede asimilar el proceso que ocurre en el eyector como sigue: el caudal primario y secundario, por efecto de fricción, se van mezclando a lo largo de la zona de área constante. Para que esta mezcla sea posible es necesario un mínima longitud de tubo a área constante, caso de ser demasiado corta la mezcla no se podría considerar uniforme y caso de ser demasiado larga introduciría pérdidas de carga importantes. Es por ello que existe un óptimo que distintos autores han experimentado, entre ellos Fabri y Siestrunck. La mezcla resultante se adaptará a la presión de descarga según el valor de ésta, así en un orden progresivo de presiones de descarga reducidas a elevadas tendremos: ondas de expansión, ondas de choque oblicuas a la salida y una onda de choque normal en la zona de área constante (estos dos últimos casos son los encontrados en aplicaciones prácticas). Fijémonos que hasta este punto ni el flujo primario ni el secundario han visto variación, pues ambos regímenes (supersónico saturado y supersónico) tanto primario como secundario permanecen bloqueados. Obviamente los procesos que ocurren son mucho más complejos, ya que la mezcla no será uniforme ni tampoco estamos teniendo en cuenta el efecto de fricción con la pared, el cual puede tener un efecto importante [101], pero con el objeto de obtener un resultado analítico, desestimaremos por ahora estas consideraciones. Aumentos superiores de la presión de descarga únicamente pueden ser acomodados mediante la modificación del patrón de flujo, es decir régimen mixto, con la subsecuente reducción de flujo secundario. Visto desde otra perspectiva, a medida que la presión a la que hemos de comprimir el flujo secundario aumenta, la energía necesaria también aumenta, dado que esta energía es extraída fundamentalmente de energía cinética del fluido primario, la cual es constante, la única posibilidad pasa por reducir el caudal másico de flujo secundario. El punto último de aumento de la presión de descarga es aquella que anula el flujo secundario.

**La presión máxima de descarga posible**, que se corresponde cuando el caudal másico de flujo secundario es cero, puede ser calculada aplicando un conjunto de ecuaciones similar al de régimen mixto entre las secciones “st” y “x=L”:

$$\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m} = \rho_L A_{ac} V_L \quad (54)$$

$$\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m}^2 + p_{st,m} A_{st,m} + p_{0,e} A_{st,e} = \rho_L A_{ac} V_L^2 + p_{descarga|(max)} \cdot A_{ac} \quad (55)$$

$$\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m} h_{0,m} = \rho_L A_{ac} V_L \left( h_L + \frac{V_L^2}{2} \right) \quad (56)$$

$$p_{descarga|(max)} = \mathbf{p}(\rho_L, h_L) \quad (57)$$

El sistema tiene un conjunto de 4 ecuaciones y 4 incógnitas,  $\rho_L$ ,  $V_L$ ,  $h_L$  y  $p_{descarga|(max)}$ . Para el caso en que la presión de remanso de secundario coincida con la calculada según la expresión (51), la presión máxima de descarga puede ser calculada fácilmente usando las funciones para flujo compresible como las relaciones para ondas de choque normales. La presión de descarga máxima viene dada por:

$$p_{descarga|(max)} = p_x \cdot f_{OC,p} \left[ f_A^{-1} \left( \frac{A_{ac}}{A_{gt}} \right) \right] \quad (58)$$

En donde  $p_x$  viene dada por la ecuación (53).

**La presión máxima de descarga operando el eyector en régimen supersónico saturado o supersónico**, correspondiente a los puntos Q y R (Fig. 33(c)) el sistema de ecuaciones a resolver se convierte en:

$$\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m} + \rho_{st,e} A_{st,e} V_{st,e} = \rho_L A_{ac} V_L \quad (59)$$

$$\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m}^2 + p_{st,m} A_{st,m} + \rho_{st,e} A_{st,e} V_{st,e}^2 + p_{st,e} A_{st,e} = \rho_L A_{ac} V_L^2 + p_{descarga|(max)} A_{ac} \quad (60)$$

$$\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m} h_{0,m} + \rho_{st,e} A_{st,e} V_{st,e} h_{0,e} = \rho_L A_{ac} V_L \left( h_L + \frac{V_L^2}{2} \right) \quad (61)$$

$$p_{descarga|(max)} = \mathbf{p}(\rho_L, h_L) \quad (62)$$

Siendo las propiedades en la sección “st” calculadas como flujo supersónico o supersónico saturado según corresponda. Este sistema tiene dos soluciones, uno correspondiente a un estado supersónico (únicamente considera mezcla de dos caudales) y otra subsónica (que considera mezcla y onda de choque). Esta será la solución buscada del sistema de ecuaciones (59) a (62).

Una vez sentadas las bases de la discusión es deseable, con el objeto de completar el análisis de las figuras mostradas en 33, 34 y 35, discutir la influencia de las variaciones en las condiciones de remanso y presión de descarga. Son tres los posibles escenarios.

1.  $w$  vs  $p_{0,e}$ , Fig. 33: incrementos de  $p_{0,m}$  (b) aumentan el flujo primario, por lo que se reduce  $w$  para régimen supersónico y supersónico saturado. Al mismo tiempo al tener mayor energía cinética el flujo primario, puede recomprimir flujo secundario a menor presión, por lo que la línea de régimen mixto se desplaza hacia la izquierda. Por la misma lógica, incrementos de  $p_{descarga}$  (c) desplazan la línea de régimen mixto hacia mayores presiones de remanso de secundario.

2.  $w$  vs  $p_{0,m}$ , Fig. 34: los incrementos de  $p_{descarga}$  (b) únicamente provocan una disminución del cociente de masas para régimen mixto. Incrementos de  $p_{0,e}$  (c) aumentan el cociente de masas en régimen supersónico saturado y supersónico por aumento de densidad, así como en régimen mixto por requerirse menos energía por unidad másica de secundario para comprimir hasta la misma presión de descarga.
3.  $w$  vs  $p_{descarga}$ , Fig. 35: siguiendo el razonamiento del punto primero, incrementos de  $p_{0,m}$  (b) producen una reducción de  $w$  para régimen supersónico y supersónico saturado, al mismo tiempo que en régimen mixto se extiende la presión de descarga. De igual forma por el argumento mostrado en el punto segundo, incrementos de  $p_{0,e}$  (c) aumentan  $w$  en régimen supersónico y supersónico saturado y extienden las presiones de descarga.

**La influencia de  $p_{0,m}$** , es el último parámetro que queda por examinar de los tres parámetros que permiten variación práctica,  $p_{0,m}$ ,  $p_{0,e}$  y  $p_{descarga}$ , habiendo discutido la influencia de los dos últimos como vehículo para conducir la discusión sobre el mapa operativo del eyector.

Para régimen supersónico saturado es evidente que aumentos de  $p_{0,m}$  producen una disminución de  $w$ , ya que  $\dot{m}_m$  aumenta (se puede explicar fácilmente si consideramos la expresión de caudal másico por una tobera bloqueada  $\dot{m} = \left( \frac{\rho^*}{\rho} \sqrt{\frac{T^*}{T}} \right) \cdot \frac{p_0 \cdot A \cdot \sqrt{k}}{\sqrt{R \cdot T_0}}$ , siendo el caudal másico lineal con la presión de remanso) y  $\dot{m}_e$  se mantiene constante.

Para régimen supersónico, al aumentar  $p_{0,m}$ , el flujo primario tiende a expandirse mayor ángulo hacia el secundario, por lo que en principio reducirá el área de paso de secundario y con ello  $\dot{m}_e$ . Sumado al incremento de  $p_{0,m}$ , el cociente de masas tiende de nuevo a disminuir.

Para régimen mixto, al aumentar  $p_{0,m}$ , se produce de una parte un aumento en  $\dot{m}_m$ , y de otra, debido al aumento de la energía del chorro primario, capacidad para arrastrar un mayor  $\dot{m}_e$  a través del sistema de ondas de choque hasta la presión de descarga. La variación del cociente de masas con la  $p_{0,m}$  podrá crecer o decrecer, función de cual de los incrementos prime. Podemos extender más nuestro análisis sobre régimen mixto, y de hecho llegar a una solución analítica a este particular, para eyectores de área constante, si a las hipótesis realizadas en 3.3.1.3., añadimos la de gas ideal e igualdad de temperaturas de remanso para el fluido motriz y el secundario (para simplificar  $T_{0,m}$  y  $T_{0,e}$  pasan a denominarse  $T_0$ ). El objetivo del análisis va a ser determinar:

$$\frac{dw}{dp_{0,m}} = \frac{d\frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_m}}{dp_{0,m}} = \frac{1}{m_m} \left( \frac{d\dot{m}_e}{dp_{0,m}} - w \cdot \frac{d\dot{m}_m}{dp_{0,m}} \right) \quad (63)$$

El eyector se comportará como mostrado en las figuras 33, 34 y 35 (un aumento en  $p_{0,m}$  produce un aumento de  $w$ ) cuando se cumpla:

$$\frac{d\dot{m}_e}{dp_{0,m}} - w \cdot \frac{d\dot{m}_m}{dp_{0,m}} > 0 \quad (64)$$

Bajo estas condiciones el sistema de ecuaciones expresado en 33 a 38 se puede recomponer como:

$$\begin{aligned} \rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m} + \rho_{st,e} A_{st,e} V_{st,e} &= \rho_L A_{ac} V_L \\ \rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m}^2 + p_{st,m} A_{st,m} + \rho_{st,e} A_{st,e} V_{st,e}^2 + p_{st,e} A_{st,e} &= \rho_L A_{ac} V_L^2 + p_{descarga} A_{ac} \\ v_L^2 &= 2 \cdot c_p \cdot (T_0 - T_L) \\ v_{st,e}^2 &= 2 \cdot c_p \cdot T_{0,e} \cdot \left( 1 - \left( \frac{p_{st,e}}{p_{0,e}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right) \\ \rho_{st,e} &= \rho_{0,e} \left( \frac{p_{st,e}}{p_{0,e}} \right)^{\frac{1}{k}} \\ T_L &= \frac{p_{descarga}}{R \cdot \rho_L} \end{aligned} \quad (65)$$

Para el flujo primario a través de la tobera podemos encontrar, basandonos en flujo unidimensional isoentrópico:

$$\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m} = p_{0,m} \cdot A_{gt} \cdot \frac{\sqrt{k}}{\sqrt{k \cdot T_0}} \cdot \left(1 + \frac{k-1}{2}\right)^{\frac{k+1}{2(1-k)}} = p_{0,m} \cdot M_m \quad (66)$$

$$\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m}^2 + p_{st,m} A_{st,m} = p_{0,m} \cdot A_{gt} \cdot (1+k) \cdot \left(1 + \frac{k-1}{2}\right)^{\frac{k}{(1-k)}} \cdot f_{Imp}(M_{st,m}) = p_{0,m} \cdot CM_m \quad (67)$$

Los parámetros  $M_m$  y  $CM_m$  son constantes independientes de la presión de remanso del primario.

El sistema de ecuaciones 65 puede ser reescrito, introduciendo estas dos ecuaciones para el flujo en la tobera y sustituyendo  $v_L$ ,  $v_{st,e}$ ,  $\rho_{st,e}$  y  $T_L$  en la ecuación de conservación de la masa y de la cantidad de movimiento:

$$p_{0,m} \cdot M_m + \rho_{0,e} \left(\frac{p_{st,e}}{p_{0,e}}\right)^{\frac{1}{k}} A_{st,e} \sqrt{2 \cdot c_p \cdot T_{0,e} \cdot \left(1 - \left(\frac{p_{st,e}}{p_{0,e}}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right)} = \rho_L A_{ac} \sqrt{2 \cdot c_p \cdot \left(T_0 - \frac{p_{descarga}}{R \cdot \rho_L}\right)} \quad (68)$$

$$\begin{aligned} p_{0,m} \cdot CM_m + \rho_{0,e} \left(\frac{p_{st,e}}{p_{0,e}}\right)^{\frac{1}{k}} A_{st,e} \cdot 2 \cdot c_p \cdot T_{0,e} \cdot \left(1 - \left(\frac{p_{st,e}}{p_{0,e}}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right) + p_{st,e} A_{st,e} &= \\ &= \rho_L A_{ac} \cdot 2 \cdot c_p \cdot \left(T_0 - \frac{p_{descarga}}{R \cdot \rho_L}\right) + p_{descarga} A_{ac} \end{aligned} \quad (69)$$

Derivando estas ecuaciones respecto a  $p_{0,m}$  podemos llegar al siguiente sistema:

$$\begin{aligned} \alpha_{masa} + \beta_{masa} \frac{dp_{st,e}}{dp_{0,m}} &= \gamma_{masa} \frac{d\rho_L}{dp_{0,m}} \\ \alpha_{c.mov.} + \beta_{c.mov.} \frac{dp_{st,e}}{dp_{0,m}} &= \gamma_{c.mov.} \frac{d\rho_L}{dp_{0,m}} \end{aligned} \quad (70)$$

Tomando los parámetros indicados como  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $\gamma$  los siguientes valores:

$$\begin{aligned} \alpha_{masa} &= \frac{d\dot{m}_m}{dp_{0,m}} = M_m & \alpha_{c.mov.} &= CM_m \\ \beta_{masa} &= \frac{d\dot{m}_e}{dp_{st,e}} = \frac{V_{st,e}^{-1}}{p_{st,e}} \left( \frac{\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m}^2}{k} + p_{st,m} A_{st,m} \right) & \beta_{c.mov.} &= \frac{1}{p_{st,e}} \left( \frac{\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m}^2}{k} + p_{st,m} A_{st,m} \right) \\ \gamma_{masa} &= \frac{A_{ac}}{v_L} \left( c_p \cdot T_0 + \frac{V_L}{2} \right) & \gamma_{c.mov.} &= A_{ac} \cdot 2 \cdot c_p \cdot T_0 \end{aligned} \quad (71)$$

De 70 podemos despejar la derivada  $\frac{dp_{st,e}}{dp_{0,m}}$ :

$$\frac{dp_{st,e}}{dp_{0,m}} = - \frac{\alpha_{masa} \cdot \gamma_{c.mov.} - \alpha_{c.mov.} \cdot \gamma_{masa}}{\beta_{masa} \cdot \gamma_{c.mov.} - \beta_{c.mov.} \cdot \gamma_{masa}} \quad (72)$$

Basándonos en la ecuación 72, podemos desarrollar la desigualdad 64 como sigue:

$$\begin{aligned}
& \frac{d\dot{m}_e}{dp_{st,e}} \cdot \frac{dp_{st,e}}{dp_{0,m}} - w \cdot \frac{d\dot{m}_m}{dp_{0,m}} > 0 \\
& - \beta_{masa} \cdot \frac{\alpha_{masa} \cdot \gamma_{c.mov.} - \alpha_{c.mov.} \cdot \gamma_{masa}}{\beta_{masa} \cdot \gamma_{c.mov.} - \beta_{c.mov.} \cdot \gamma_{masa}} - w \cdot \alpha_{masa} > 0 \\
& - \frac{\beta_{masa}}{\alpha_{masa}} \cdot \frac{\alpha_{masa} \cdot \gamma_{c.mov.} - \alpha_{c.mov.} \cdot \gamma_{masa}}{\beta_{masa} \cdot \gamma_{c.mov.} - \beta_{c.mov.} \cdot \gamma_{masa}} > w \tag{73} \\
& - \frac{\gamma_{c.mov.}}{\gamma_{masa}} - \frac{\alpha_{c.mov.}}{\beta_{c.mov.}} > w \\
& - \frac{\gamma_{c.mov.}}{\gamma_{masa}} - \frac{\alpha_{c.mov.}}{\beta_{c.mov.}} > w
\end{aligned}$$

Sustituyendo los valores de los parámetros  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $\gamma$  por los mostrados en 71:

$$\begin{aligned}
& \frac{V_L}{1 - \frac{T_L}{2 \cdot T_0}} - \frac{CM_m}{M_m} > w \\
& \frac{V_L}{1 - \frac{T_L}{2 \cdot T_0}} - V_{st,e} > w \tag{74}
\end{aligned}$$

La condición de desigualdad (74) la han de cumplir los eyectores cuyo régimen mixto se comporta según mostrado en las figuras 33, 34 y 35. Puede ser complejo imaginarse las implicaciones de (74), pero podemos sacar un comportamiento cualitativo para determinados puntos.

1. Para  $w = 0$ : para cociente de masas nulo, la desigualdad se convierte, advirtiendo que el denominador es positivo, en:

$$\frac{V_L}{1 - \frac{T_L}{2 \cdot T_0}} - \frac{CM_m}{M_m} < 0 \tag{75}$$

Particularizando para el caso de aire, con  $k = 1,4$ , y un número de Mach a la salida de la tobera en el rango de 1 a 2,5, el primer término toma un rango de valores aproximados según:

$$\frac{V_L}{1 - \frac{T_L}{2 \cdot T_0}} \approx [2...10] \cdot V_L \tag{76}$$

El segundo término de la desigualdad lo podemos expresar como:

$$\frac{CM_m}{M_m} = \frac{0,5282 \cdot A_{gt} \cdot (1+k) \cdot f_{Imp}(M_{st,m})}{0,5787 \cdot A_{gt} \cdot k} \cdot \sqrt{k \cdot R \cdot T_{0,m}} \approx [1,56...1,8] \sqrt{k \cdot R \cdot T_{0,m}} \tag{77}$$

De tal forma que la desigualdad se convierte en :

$$[2...10] \cdot V_L - [1,56...1,8] \sqrt{k \cdot R \cdot T_{0,m}} < 0 \tag{78}$$

Esta desigualdad es tanto menos probable que se cumpla cuanto más grande sea  $V_L$ . El valor de la velocidad a la salida será mayor cuanto más pequeño sea el área de la sección constante. Por tanto hemos de prever que para eyectores en los que  $d_{ac}$  sea poco más grande que  $d_{st,m}$ , para cocientes de masas bajo, un aumento de  $p_{0,m}$  produzca una disminución de  $w$ .

2. Para  $w$  grande: observando que el término  $\left[ \frac{V_L}{1 - \frac{T_L}{2T_0}} - V_{st,e} \right]$  es por regla general positivo y que el cociente  $\frac{CM_m}{M_m} = \frac{Imp_m}{\dot{m}_m}$ , podemos reescribir la expresión 74 como:

$$\frac{Imp_m}{\dot{m}_m} + w\dot{V}_{st,e} > (1+w)\frac{V_L}{1 - \frac{T_L}{2T_0}} \quad (79)$$

Teniendo en cuenta que la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento, dentro del sistema (65), puede ser escrita como:

$$\frac{Imp_m}{\dot{m}_m} + w\dot{V}_{st,e} + \frac{p_{st,e} \cdot A_{st,e}}{\dot{m}_m} = (1+w)V_L + \frac{p_{descarga} \cdot A_{ac}}{\dot{m}_m} \quad (80)$$

Sustituyendo la ecuación (80) en (79):

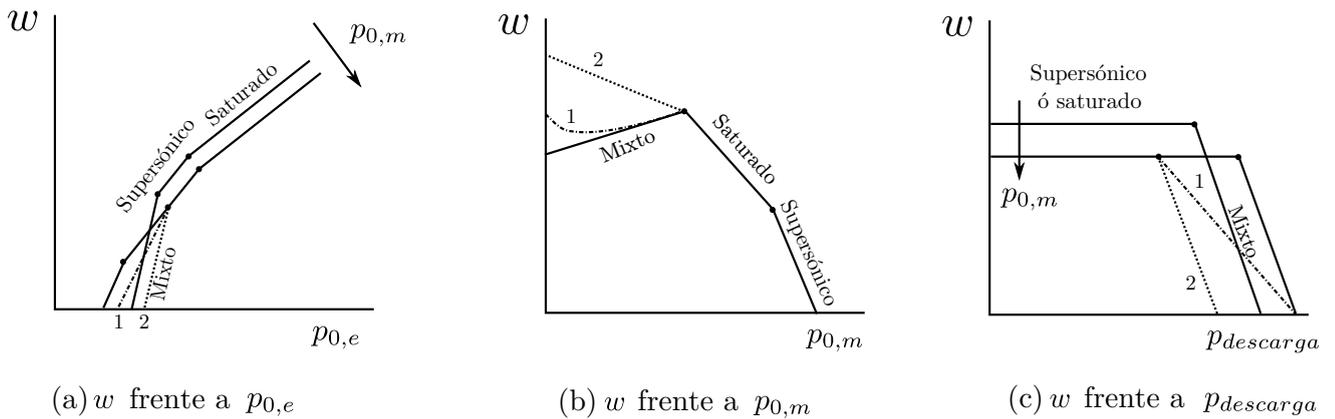
$$\frac{p_{descarga} \cdot A_{ac} - p_{st,e} \cdot A_{st,e}}{\dot{m}_m} > (1+w)V_L \left( \frac{1}{1 - \frac{T_L}{2T_0}} - 1 \right) \quad (81)$$

Tomando órdenes de magnitud como en el punto anterior:

$$\frac{p_{descarga} \cdot A_{ac} - p_{st,e} \cdot A_{st,e}}{\dot{m}_m} > (1+w)V_L [2...10] \quad (82)$$

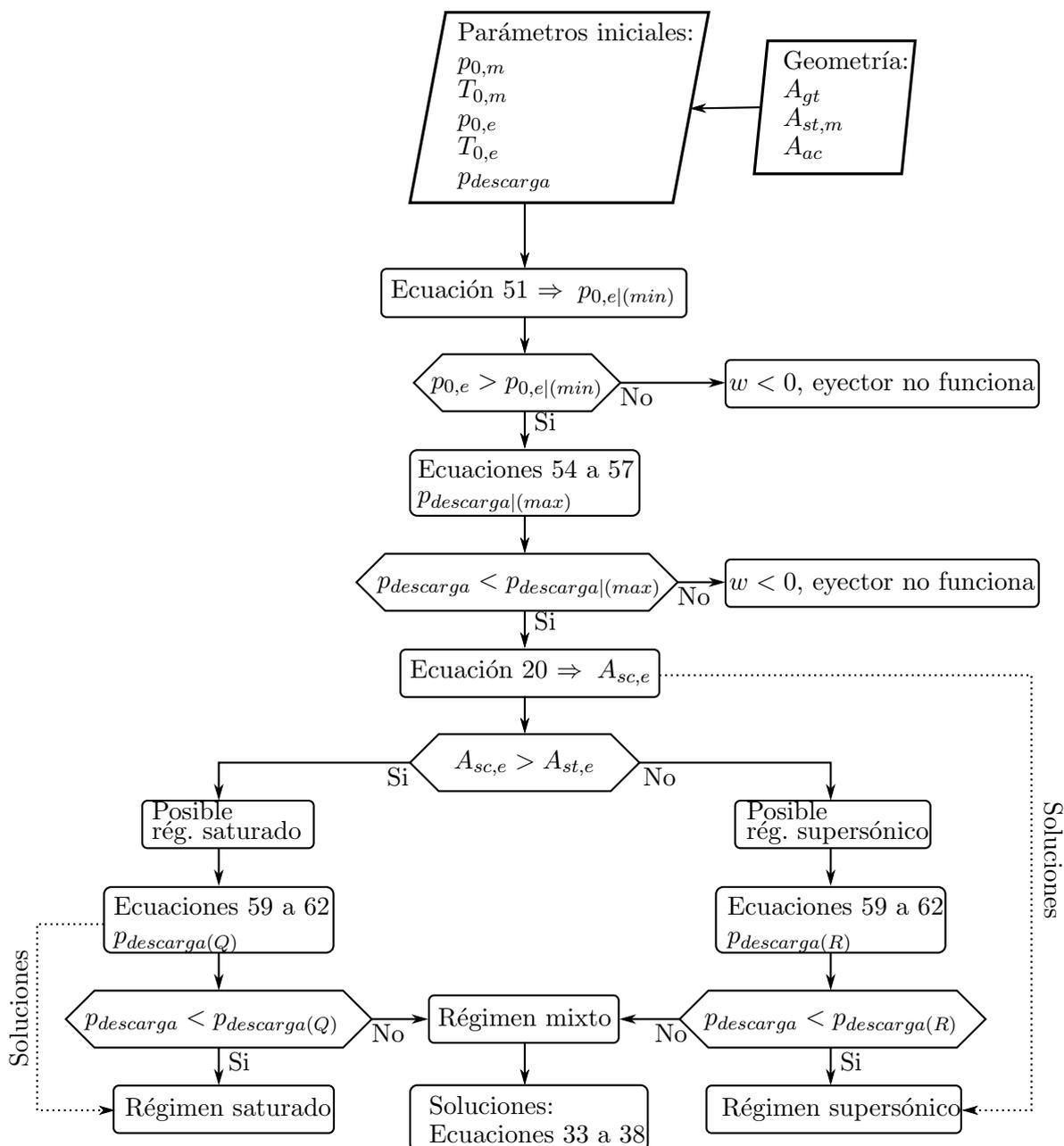
Para una tobera dada, el eyector tenderá a funcionar de forma contraria a la lógica común para régimen mixto (aumento de  $p_{0,m}$  producen aumentos de  $w$ ) para el caso de que  $w$  sea grande y el término  $(p_{descarga} \cdot A_{ac} - p_{st,e} \cdot A_{st,e})$  sea pequeño. La pequeñez de este término implica  $p_{st,e} \approx p_{descarga}$  y  $A_{st,m} \ll A_{ac}$ .

En la figura 36 se representa la forma que tomaría la triada de gráficos 33, 34 y 35 para el caso en que  $\frac{dw}{dp_{0,m}} < 0$ . Vemos que existen dos posibles comportamientos, marcados como “1” y “2”. El primero se corresponde con el comportamiento descrito en primer lugar para el caso en que  $w \approx 0$ . La forma descrita en el segundo punto tenderá a comportarse según la curva “2”, invirtiendo su comportamiento para bajos  $w$ .



**Figura 36:** Cociente de masas para un eyector de área constante función de  $p_{0,e}$ ,  $p_{0,m}$  y  $p_{descarga}$  para el que  $\frac{dw}{dp_{0,m}} < 0$  para régimen mixto.

**Implementación práctica de un proceso de resolución:** toda la retórica anterior queda desvirtuada en favor de la siguiente afirmación, que lee de forma concisa que el eyector funcionará en el régimen que proporcione menor cociente de masas. Dada toda la discusión que hemos llevado a cabo, esta conclusión puede extraerse fácilmente de la figura 33(a). Tal y como se ha explicado con detenimiento la pendiente para  $w$  ha de ser mayor para régimen mixto, seguido de supersónico y supersónico saturado. Extender cualquiera de estos regímenes hacia zonas de mayor  $w$  viola bien el criterio de máxima presión de descarga, bien caudales máxicos superiores al de una garganta bloqueada. En vistas de una implementación práctica de las ideas presentadas con anterioridad en una aplicación informática, se presenta el diagrama de flujo en la figura 37:



**Figura 37:** Diagrama de flujo para el modelo de Fabri y Siestrunk.

### 3.4.3. Modelo de Fabri: inclusión de un difusor

Aunque no incluido explícitamente en el artículo de Fabri y Siestrunck parece indicado resaltar como se resolvería un eyector con un difusor a la salida. En este caso el régimen supersónico saturado y supersónico seguirían calculándose por las ecuaciones mostradas con anterioridad, sin embargo las condiciones para régimen mixto y criterios de cambio entre régimen supersónico saturado/supersónico y mixto cambiarán. La geometría en estudio será la mostrada en la figura 2. Se mostrarán únicamente las ecuaciones para régimen mixto, que remplazan al set de ecuaciones (33) a (38). El método es fácilmente extensible a las ecuaciones (59) a (62) para calcular la máxima presión de descarga para régimen saturado y supersónico con los mínimos cambios.

Las hipótesis consideradas son:

1. En  $x=D$  el flujo es homogéneo (mezcla perfecta de ambos fluidos).
2. El flujo en el difusor es siempre subsónico, caso contrario el régimen no sería mixto.
3. Se supone una eficiencia del proceso de compresión en el difusor de  $\eta_{difusor}$ .

Conjunto de ecuaciones

1. Ecuaciones de conservación para la zona de tubo recto, desde la sección “st” hasta “ $x=L$ ”:

$$\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m} + \rho_{st,e} A_{st,e} V_{st,e} = \rho_L A_{ac} V_L \quad (83)$$

$$\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m}^2 + p_{st,m} A_{st,m} + \rho_{st,e} A_{st,e} V_{st,e}^2 + p_{st,e} A_{st,e} = \rho_L A_{ac} V_L^2 + p_L A_{ac} \quad (84)$$

$$\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m} h_{0,m} + \rho_{st,e} A_{st,e} V_{st,e} h_{0,e} = \rho_L A_{ac} V_L \left( h_L + \frac{V_L^2}{2} \right) \quad (85)$$

2. Flujo isoentrópico desde el ramanso hasta “st” para el flujo secundario.

$$h_{0,e} = \mathbf{h}(p_{st,e}, \rho_{st,e}) + \frac{V_{st,e}^2}{2} \quad (86)$$

$$s_{0,e} = \mathbf{s}(p_{st,e}, \rho_{st,e}) \text{ ó para gas ideal } \frac{p_{0,e}}{\rho_{0,e}^k} = \frac{p_{st,e}}{\rho_{st,e}^k} \quad (87)$$

3. Ecuaciones para el difusor:

$$\rho_L A_{ac} V_L = \rho_D A_D V_D \quad (88)$$

$$\frac{V_L^2}{2} = \frac{\mathbf{h}(p_{descarga}, s(p_L, \rho_L)) - \mathbf{h}(p_L, \rho_L)}{\eta_{difusor}} + \frac{V_D^2}{2} \quad (89)$$

$$h(\rho_D, p_{descarga}) = \mathbf{h}(p_L, \rho_L) + \frac{\mathbf{h}(p_{descarga}, s(p_L, \rho_L)) - \mathbf{h}(p_L, \rho_L)}{\eta_{difusor}} + \frac{V_D^2}{2} \quad (90)$$

Tenemos un sistema de 8 ecuaciones con 8 incógnitas:  $\rho_{st,e}, V_{st,e}, p_{st,e}, \rho_L, p_L, V_L, \rho_D, V_D$ . Todas las propiedades del flujo motriz en la sección “st” pueden ser calculadas usando las ecuaciones para flujo compresible (21) a (23).

### 3.4.4. Modelo de Fabri: extensión para mezcla a área variable

En este apartado se intentará resolver el proceso de mezcla a área variable, con una geometría tal y como se muestra en la figura 38. Existen diferencias de concepto apreciables con el cambio de geometría, tal y como apuntó el trabajo realizado por Matsuo (sección 3.3.2). Observemos en primer lugar que el área de paso de secundario a la salida de la tobera es potencialmente órdenes de magnitud mayor que para el caso de área constante. La primera implicación es que el régimen supersónico saturado, en los términos en que se planteó anteriormente como el bloqueo sónico a la salida de la tobera, no es posible para eyectores de área variable. En sí mismo este hecho no cambia apreciablemente las curvas de operación mostradas en la figura 33, 34 y 35, pues valdría cambiar supersónico saturado con supersónico y adaptar la pendiente. La segunda implicación tiene que ver con las presiones que van a existir en el ambiente a la salida de la tobera. Para área constante la presión de descarga de la tobera podía variar desde prácticamente el remanso de secundario en caso de  $w \approx 0$  hasta la presión correspondiente a la expansión del secundario a velocidad sónica para régimen supersónico saturado. Para área variable, la presión de descarga en el entorno de salida de la tobera es prácticamente igual a la presión de remanso del secundario debido a la baja velocidad de secundario que habrá en esta sección (el área de paso de secundario es elevado). La tercera implicación y quizás la que más afecta al modelado es la aparición de un término de presión en la pared que desconocemos al aplicar la conservación de cantidad de movimiento.

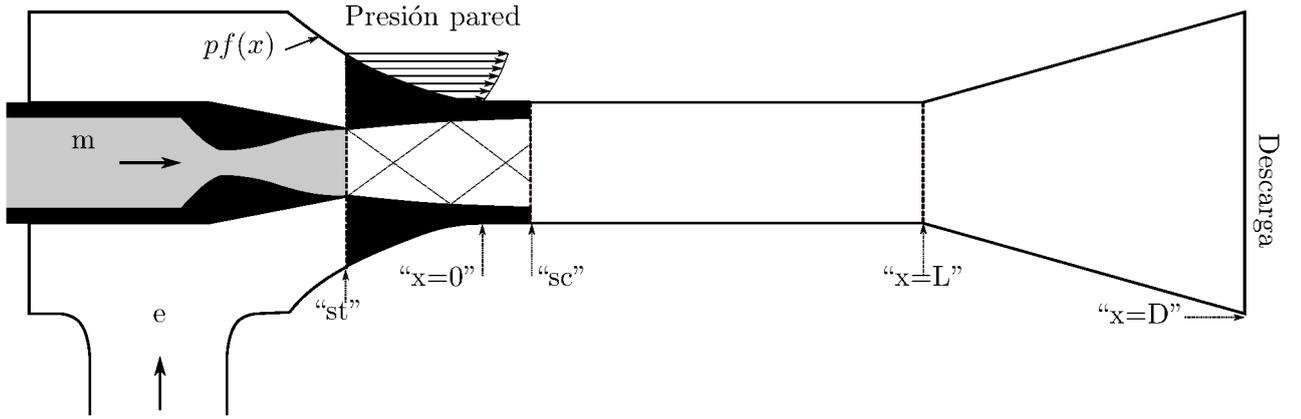


Figura 38: Eyector con cámara de mezcla a área variable.

Al igual que hicimos anteriormente se hace necesario conocer un procedimiento para calcular el cociente de masas y otro para discernir en qué régimen opera el eyector. Desafortunadamente solo vamos a ser capaces de desarrollar una formulación, bajo ciertas hipótesis no siempre exhaustivamente fundamentadas, para el caso de régimen supersónico. Vamos a pasar a continuación a discutir estas afirmaciones.

1. Planteamiento del problema para régimen supersónico con la garganta sónica del secundario en la zona de área constante. La ecuación base para el régimen supersónico, junto con las hipótesis mostradas en el apartado 2. es la conservación de la cantidad de movimiento entre la sección "st" y "sc" de la figura 38, donde se ha incluido el término de presión media en la pared.

$$\rho_{st,m} A_{st,m} V_{st,m}^2 + p_{st,m} A_{st,m} + \rho_{st,e} A_{st,e} V_{st,e}^2 + p_{st,e} A_{st,e} - \bar{p}_{pared} \cdot (A_{st,e} - A_{sc,e}) = \rho_{sc,m} A_{sc,m} V_{sc,m}^2 + p_{sc,m} A_{sc,m} + \rho_{sc,e} A_{sc,e} V_{sc,e}^2 + p_{sc,e} A_{sc,e} \quad (91)$$

El resto de ecuaciones para poner el sistema función única de  $A_{sc,e}$  son las ya mostradas en las ecuaciones de (21) a (23). Aparece una nueva incógnita,  $\bar{p}_{pared}$ , que formalmente

queda definida por:

$$\bar{p}_{pared} = \frac{\int_{x_{st}}^0 p_{x,e} \cdot dA_{x,transversal}}{A_{st,e} - A_{sc,e}} \quad (92)$$

Se pueden tomar dos caminos para asignar un valor numérico a esta integral. El primero consiste en asumir un valor aproximado para obviar la resolución de la integral. Este valor aproximado tiene lógica que sea aproximado a  $p_{st,e}$ . Pudiéramos pensar en un principio que la presión en la pared podría ser del orden de la media entre la sección de salida de la tobera y la crítica  $[(p_{st,e} + p_{sc,e})/2]$ , lo cierto es que debido a que el valor del área proyectada en el sentido horizontal es más grande a la salida de la tobera que justo antes de la zona de área constante, el valor de la integral es mucho más cercano a  $p_{st,e}$ . El segundo camino se basa en la resolución de la integral, lo que arrastra una nueva serie de elucubraciones. En primer lugar se destruye el concepto de volumen de control como caja negra, ya que hemos de conocer la presión en cada sección “x”. Dado que se ha supuesto flujo isoentrópico de secundario, el problema puede transformarse a conocer el área de paso en cada sección “x” en lugar de la presión. En última instancia lleva a conocer la posición del interfaz entre flujo primario y secundario. Este problema no puede ser descrito mediante un análisis de volumen de control. La hipótesis a realizar para poder obtener una solución analítica pasa por proponer un perfil para la interfaz y fijar una posición para la garganta secundaria. Lo más inmediato es suponer que el bloqueo sónico se produce al comienzo de la zona de la zona de área constante y que el perfil es lineal. Bajo estas nuevas hipótesis podemos encontrar una solución iterativa para la ecuación (91). La idea es resolver la ecuación 91 como si la  $\bar{p}_{pared}$  fuese conocida, con ello obtenemos un nuevo valor de  $A_{sc,e}$ . Este valor nos permite recalcular  $\bar{p}_{pared}$ , que será la que usemos en la siguiente iteración. El proceso continua hasta que el error relativo de  $A_{sc,e}$  es menor que uno prefijado. Si el perfil de la zona de área variable es  $pf(x)$  (ver figura 38), la presión media en la pared puede escribirse como:

$$A(x) = \pi \cdot pf(x)^2 - \left( \frac{\sqrt{A_{st,m}} - \sqrt{A_{sc,m}}}{-x_{st}} \cdot x \right)^2 \quad (93)$$

$$p_{x,pared} = p_{0,e} \cdot f_p \left( \frac{A(x)}{A_{sc,e}} \right) \quad (94)$$

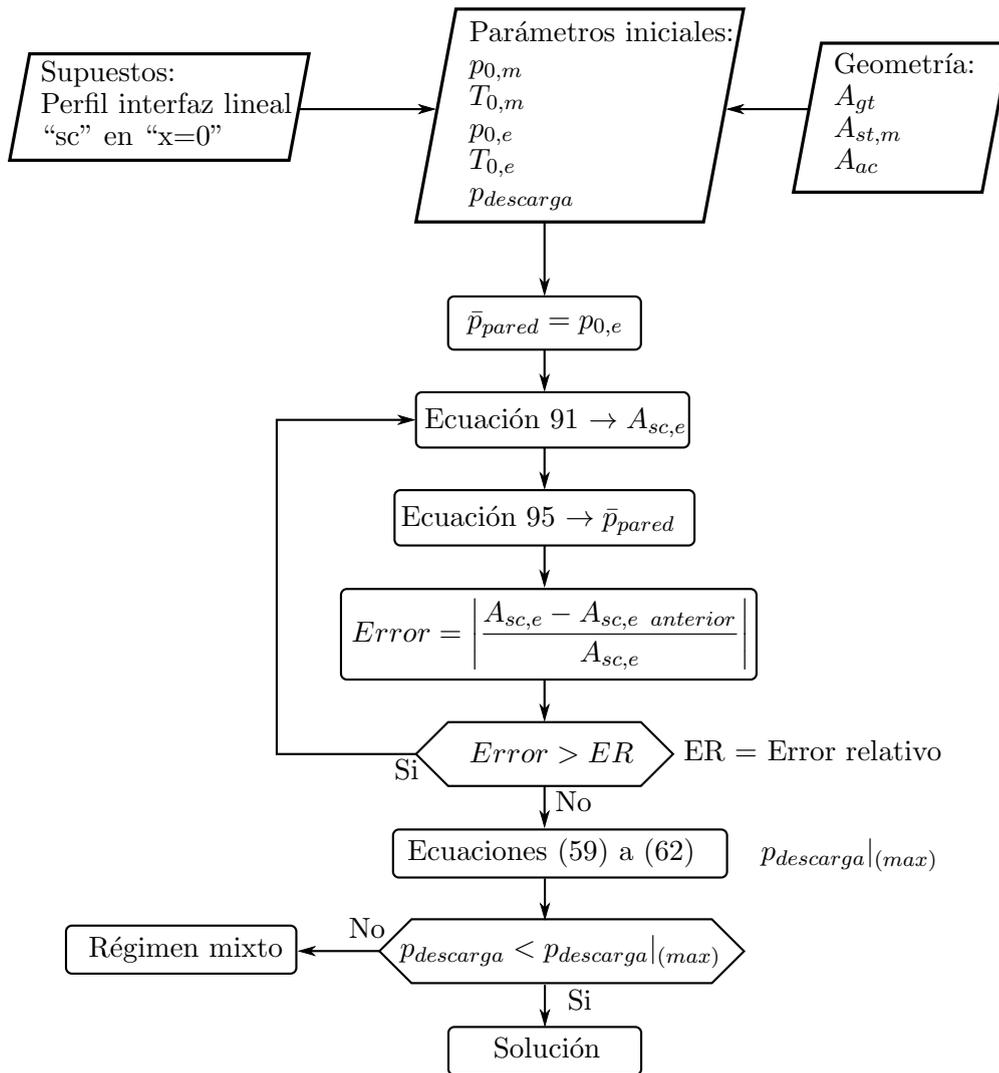
$$\bar{p}_{pared} = \frac{\int_{x_{st}}^0 p_{x,e} \cdot dA_{x,transversal}}{A_{sc,e} - A_{st,e}} = \frac{\int_{x_{st}}^0 p_{0,e} \cdot f_p \left( \frac{A(x)}{A_{sc,e}} \right) \cdot 2 \cdot \pi \cdot pf(x) \cdot pf'(x) \cdot dx}{A_{sc,e} - A_{st,e}} \quad (95)$$

El proceso de resolución queda explícitamente expuesto en el diagrama de flujo de la figura 39.

La forma de obtener la presión de descarga máxima a que puede funcionar el eyector, no difiere de lo explicado en el apartado 3.4.2, ecuaciones (59) a (62) o la correspondiente modificación correspondiente a la inclusión de un difusor a la salida.

Objeciones claras a este procedimiento de resolución son precisamente las dos hipótesis nuevas. Es lógico pensar que bien cuando la descarga de la tobera se encuentre cerca de “x=0”, el bloqueo sónico de secundario se producirá aguas abajo de x=0. De la misma forma es razonable asumir que un aumento de  $p_{0,ef}$  tenderá a mover la sección de bloqueo sónico de secundario aguas arriba de “x=0”. Como ya se asertó anteriormente se

necesita otro tipo de análisis para encontrar una solución a este problema. Este análisis se mostrará en la sección de modelos.



**Figura 39:** Diagrama de flujo para mezcla a área variable.

2. Planteamiento del problema para régimen mixto: para régimen mixto no se ha advertido procedimiento por el que se puede calcular una presión en la pared. Tampoco se dispone de datos experimentales para proponer aproximación razonable.

### 3.4.5. Modelo de Fabri: gases reales

El análisis realizado del modelo de Fabri y Siestrunck se ha basado en el empleo de gases ideales con calor específico constante. Esta suposición, aunque siendo adecuada para aire, es inadecuada para el análisis de eyectores para aplicaciones frigoríficas trabajando con vapores de refrigerantes cerca de la zona de líquido-vapor. Es por ello que se describen en esta sección los pasos necesarios para transformar el modelo de Fabri y Siestrunck así como el resto de apreciaciones realizadas hasta este punto de acorde a comportamiento como gas real. No se pretende, pues no es el objetivo de este trabajo, hacer una exposición detallada del estado del arte de la ecuaciones de estado para fluidos reales, sino que se presenta de forma compacta y sencilla con referencia a literatura en la que se encuentra la formulación específica que será empleada en el presente trabajo.

Actualmente la forma de calcular superficies p-V-T para un gas real es mediante una expansión en series del factor de compresibilidad o de la energía de Helmholtz "A" ( la energía del Helm-

holtz es un potencial termodinámico definido como  $A=U-TS$ , está relacionado con el trabajo máximo que puede realizar un sistema desde un estado inicial hasta un estado final). Cada una de estas dos aproximaciones permite obtener una formulación para la ecuación de estado en base a la cual, y aplicando distintas relaciones termodinámicas, es posible obtener expresiones que relacionan densidad, temperatura, presión, entalpía, energía interna, entropía,  $c_p$ ,  $c_v$ , velocidad del sonido y coeficiente de Joule-Thomson para las fases líquido, vapor y así como determinar las propiedades en la región de equilibrio líquido-vapor. En la familia del primer tipo están ecuaciones tipo Martin-Hou, Benedict-Webb-Rubbin(BWR) y Benedict-Webb-Rubbin modificada (mBWR). Las ecuaciones de segundo tipo se formulan en base a la energía de Helmholtz reducida  $\frac{A}{RT} = \alpha(\rho, T)$ . Las dos variables que se toman como independientes son la densidad y la temperatura. Este tipo de ecuación de estado será la que se emplee en este trabajo. Referencias y formulaciones específicas para los fluidos con que vamos a trabajar se pueden encontrar en Span y Wagner [105] y [106], Lemmon [68], Wagner y Pruß[116] y Wagner y Kretzschmar [121], Tillner-Roth y Baehr [112]. El objetivo es obtener una librería similar a la ofrecida por el software RefProp del NIST [81], pero escrita en C++ en vez de Fortran. Es un proyecto futuro del autor publicar dicha librería en código abierto. En el Anexo A se muestra la comparativa con el NIST de propiedades termodinámicas relevantes para los distintos fluidos empleados a lo largo del presente trabajo. La forma implícita de tratar la ecuación de estado es como se mostró en la nomenclatura  $\mathbf{i}(j, k)$ , donde se devuelve la propiedad termodinámica “i” función de “j” y “k”.

Es pues el momento de tratar la forma de aplicar las ecuaciones de un gas real para la formulación de Fabri y Siestrunck que hemos venido discutiendo hasta ahora, excepto en casos concretos donde se habían mostrado formulaciones explícitas para gas real particularizando a continuación el valor para gas ideal, tanto para área constante como para área variable. Dadas las tres ecuaciones de conservación (masa, cantidad de movimiento y energía) siempre se ha hecho necesario calcular la evolución del fluido tanto primario como secundario desde el remanso hasta unas determinadas condiciones, así como para el la mezcla la existencia de un difusor requiere cálculos análogos. Hasta ahora se había empleado la formulación unidimensional para gases ideales, cuya sintaxis se encuentra en la nomenclatura. Las aplicaciones del modelo para gas real que van a aparecer de forma recurrente en el análisis de eyectores son el flujo másico a través de una garganta, ecuación (14), y el conjunto de ecuaciones necesarias para calcular el régimen supersónico(21) a (32).

En síntesis son tres los problemas genéricos que aparecen de forma recurrente para el movimiento isoentrópico de gases, los cuales para gas ideal presentan solución analítica pero para gas real se hace necesario la resolución de un sistema de ecuaciones.

1. Dadas las condiciones de remanso ( $p_0$  y  $T_0$ ) y el área de garganta ( $A_{gt}$ ) se pide calcular el caudal másico asumiendo flujo isoentrópico.

$$\begin{aligned} \mathbf{s}(p_0, T_0) &= \mathbf{s}(p_{gt}, T_{gt}) \\ \mathbf{h}(p_0, T_0) &= \mathbf{h}(p_{gt}, T_{gt}) + \frac{\mathbf{c}(p_{gt}, T_{gt})^2}{2} \end{aligned} \quad (96)$$

Resuelto este sistema el caudal másico puede ser calculado de forma sencilla:

$$\dot{m} = \rho(p_{gt}, T_{gt}) \cdot A_{gt} \cdot \mathbf{c}(p_{gt}, T_{gt}) \quad (97)$$

2. Dadas las condiciones de remanso ( $p_0$  y  $T_0$ ) y el área de la garganta ( $A_{gt}$ ), se pide calcular las propiedades del fluido (presión, temperatura y velocidad) dado un área arbitraria “A”. Por el procedimiento anterior se calcula  $\dot{m}_{gt}$

$$\begin{aligned} \mathbf{s}(p_0, T_0) &= \mathbf{s}(p_A, T_A) \\ \dot{m}_{gt} &= \rho(p_A, T_A) \cdot A \cdot V_A \\ \mathbf{h}(p_0, T_0) &= \mathbf{h}(p_A, T_A) + \frac{V_A^2}{2} \end{aligned} \quad (98)$$

Tenemos un sistema de tres ecuaciones con tres incógnitas,  $p_A$ ,  $T_A$  y  $V_A$ .

Es de resaltar que el sistema posee dos soluciones, una subsónica y otra supersónica. Será en el particular de cada aplicación donde se detalle cual es la apropiada.

3. Dadas las condiciones de remanso ( $p_0$  y  $T_0$ ), el área de la garganta ( $A_{gt}$ ), se pide calcular las propiedades del fluido (temperatura y velocidad) y el área "A" dado un valor de presión ( $p_A$ ).

El sistema a resolver es el mismo que en el caso anterior, con la salvedad que ahora la incógnitas son  $A$ ,  $T_A$  y  $V_A$ . A efectos de nomenclatura llamaremos este sistema de ecuaciones (99).

### 3.4.6. Modelo de Keenan: comparación de datos experimentales con distintos modelos

La disposición experimental para los ensayos de Keenan se muestran en la figura 25. Se estudian cuatro disposiciones geométricas de eyectores de área constante trabajando con aire, tal y como se muestra en la tabla 2.

**Tabla 2:** Dimensiones geométricas de eyectores ensayados por Keenan [61].

Parámetros	Tobera 1	Tobera 2	Tobera 3	Tobera 4
$D_{gt}$ (mm)	1,587	2,108	3,175	5,080
$D_{ac}$ (mm)	50,8	50,8	50,8	50,8
$\frac{A_{ac}}{A_{gt}}$	1024	610	256	107

Todas las toberas de la tabla son convergentes. El hecho de que las toberas sean convergentes no invalida ni el primer modelo de Keenan ni el modelo de Fabri y Sienstrunck, que serán los dos modelos que aplicaremos para comparar datos teóricos con experimentales. El modelo de Fabri, acorde al diagrama de flujo mostrado en la figura 37 arroja un régimen de operación mixto.

Los resultados se muestran en la figura 40, donde se compara el cociente de masas ( $w$ ) en función de la presión de remanso de fluido primario ( $p_{0,m}$ ). Los cuatro conjuntos de curvas se corresponden con las cuatro toberas mostradas en la tabla 2. Los datos experimentales se corresponden con los puntos discretos unidos mediante segmentos de líneas, la curva de trazo y punto se corresponde al modelo de Fabri y la línea de trazo al de Keenan.

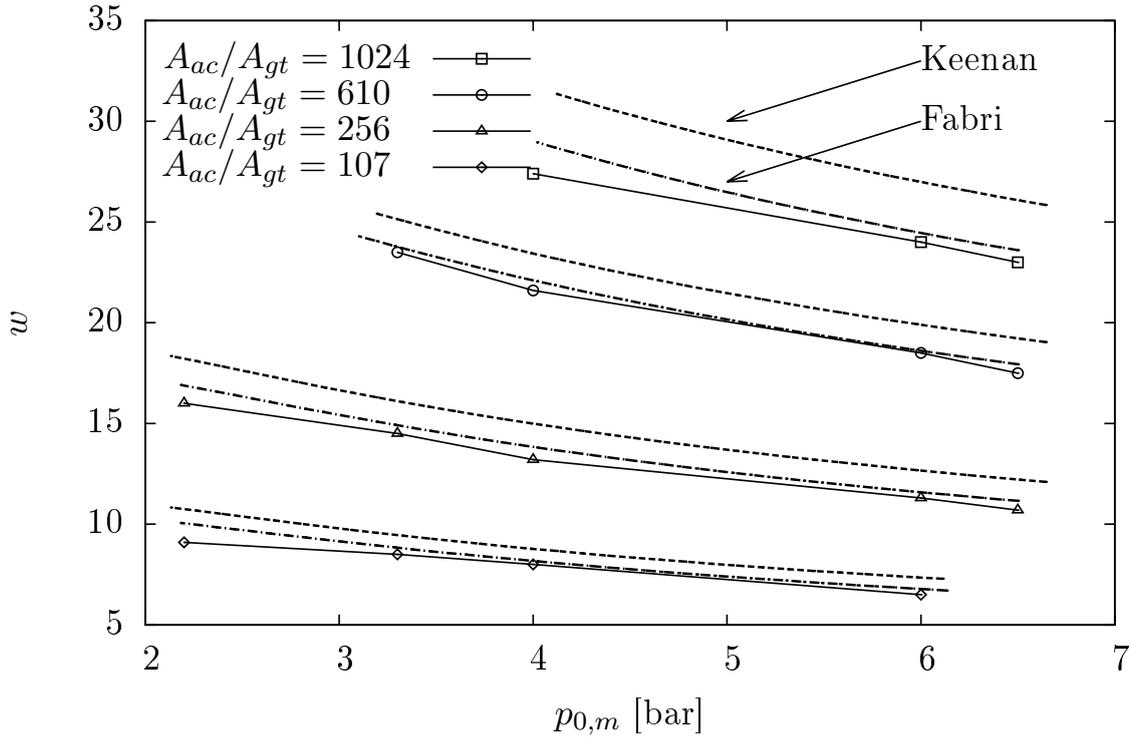
El rango de presiones de remanso que se estudia es:

1.  $p_{0,e} = p_{x=L}$ , la presión de descarga es igual a la de remanso del primario, se suponen constante e igual a 1 bar (el eyector trabaja como ventilador).
2.  $p_{0,m}$ , varía de 2 a 7 bar.

Los resultados experimentales (puntos) del modelo de Keenan se pueden observar en la figura 40. Los resultados calculados por el autor según el modelo de Keenan y el de Fabri pueden observarse en la misma figura con líneas a trazos y trazo y punto respectivamente.

El primer comentario a realizar antes de analizar los resultados es comprobar el elevado cociente  $\frac{A_{ac}}{A_{gt}}$ . Ello implica mucho área de paso de flujo secundario, siendo la única forma posible de funcionamiento de un eyector de estas características el operar con una diferencia de presiones mínima (en este caso nula) entre el remanso de flujo secundario y la descarga. Aumento leve de esta diferencia llevaría al eyector a operar con retorno de flujo. En estas condiciones de operación la pérdida de carga, que no ha sido considerada en ninguno de los dos modelos, puede tener influencia.

$w$  función de  $p_{0,m}$  para las cuatro toberas ensayadas por Keenan



**Figura 40:** Comparación de los modelos de Keenan [61] y Fabri y Siestrunk [36] (ambos cálculos realizados por el autor) con datos experimentales (tomados de [61]).

En cuanto a los resultados, se comprueba que un aumento de  $p_{0,m}$  produce disminución de  $w$ . Según fue minuciosamente estudiado en la sección 3.4.2 esto es un fenómeno anormal de operación para régimen mixto, recayendo la explicación según la formulación matemática desarrollada en la sección referenciada en que  $A_{st,m} \ll A_{ac}$ .

Para todas las medidas el modelo de Fabri y Siestrunk reproduce razonablemente los datos experimentales mientras que el modelo de Keenan, tal y como se vio en las críticas en la formulación del modelo, no es capaz de conseguir la precisión de Fabri, aumentando la disparidad a medida que se aumenta el cociente  $\frac{A_{ac}}{A_{gt}}$ .

### 3.4.7. Modelo de Huang: comparación de datos experimentales con distintos modelos

El artículo de Huang [54], como ya ha sido indicado, provee una batería de datos experimentales que van a ser explotados en este epígrafe. El fluido de trabajo es R141b y la geometría de trabajo es la indicada en la figura 29. Se ensayan 11 eyectores producto de la combinación de dos toberas y 8 cámaras de mezcla cuya zona de área variable es cónica cuyas dimensiones (diámetro de la zona y ángulo total de apertura del cono) se muestran en la tabla 3. El objetivo es obtener las condiciones de operación críticas del eyector (dado un eyector trabajando en régimen supersónico, el punto crítico se define como la presión de descarga en la que el cociente de masas comienza a decaer bruscamente). Se obtienen 39 puntos experimentales de cociente de masas y presión de descarga para dos temperaturas de evaporador (8 y 12 °C) y cuatro temperaturas de caldera (78, 84, 90 y 95 °C).

**Tabla 3:** Parámetros geométricos de los eyectores empleados por Huang et al. [54]

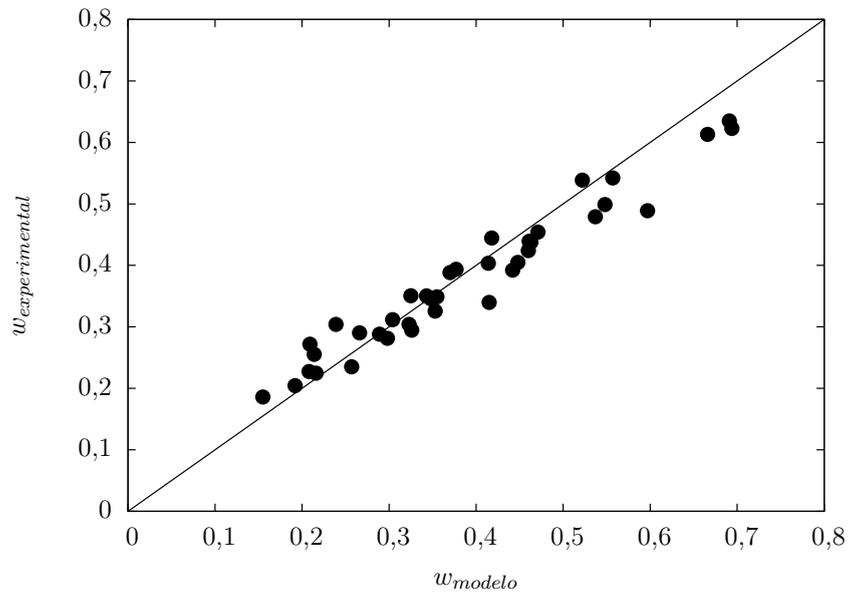
Tobera	A	B	Cámara	A	B	G	C	D	E	F	H
$d_{gt}$ [mm]	2,64	2,82	$d_{ac}$ [mm]	6,7	6,98	7,34	7,60	8,10	8,54	8,84	9,20
$d_{st}$ [mm]	4,5	5,1	Ang. cono( $^{\circ}$ )	68	60	60	67	68	67	67	62

Vamos a emplear, a parte de presentar los resultados obtenidos por el propio Huang, cuatro modelos distintos para el análisis:

1. Modelo a área constante (ver sección 3.4.2) modificado para gas real (sec. 3.4.5).
2. Modelo a área variable con el termino de presión en la pared constante (ver sección 3.4.4) para gas real (sec. 3.4.5).
3. Modelo a área variable con el termino de presión en la pared variable (descrito también en la sección 3.4.4) para gas real (sec. 3.4.5).
4. Modelo de máximo cociente de masas o del segundo principio según fue descrito en la sección 3.1.3.

### Resultados según el modelo propuesto por Huang

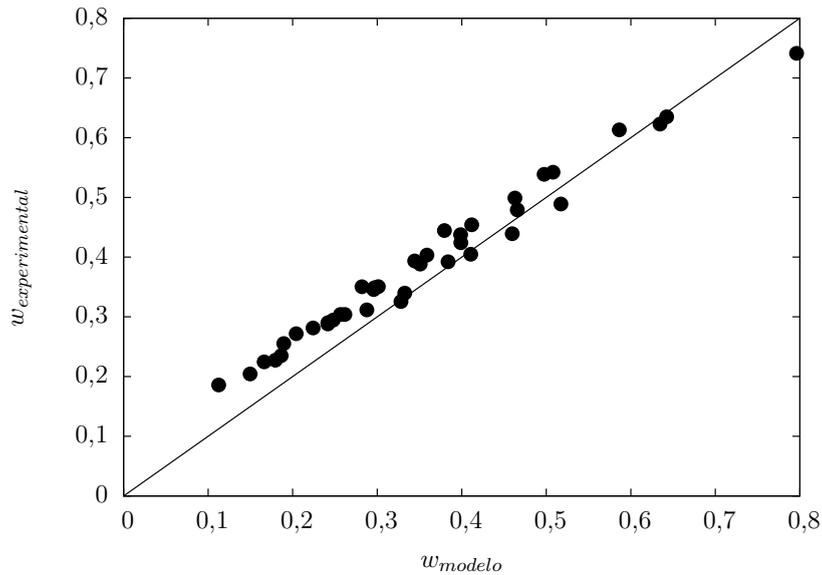
Se muestra en la figura 41 los resultados obtenidos por el propio Huang con su modelo. La tobera se encuentra en la posición óptima que según Huang se corresponde aproximadamente con una coordenada axial de  $-1,5 \cdot d_{ac}$  (recordar que se sitúa  $x=0$  en el comienzo de la zona de área constante).



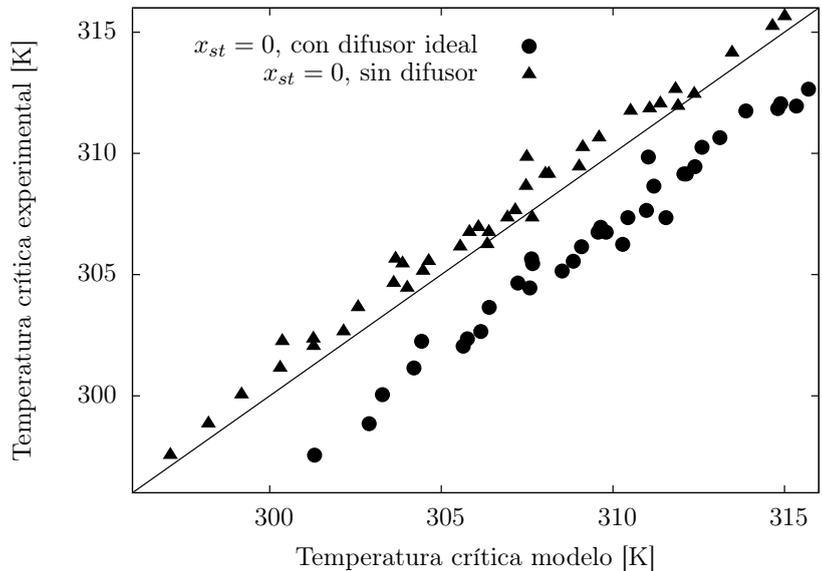
**Figura 41:** Comparación del cociente de masas del modelo de Huang con datos experimentales del propio autor [54].

### Resultados según el modelo de área constante.

Se muestra en la figura 42 una comparativa entre el cociente de masas teórico calculado suponiendo que la salida de la tobera se encuentra en  $x=0$  y los datos experimentales. Se ha empleado el modelo de Fabri y Siestrunk para área constante (diagrama de flujo 37) modificado para gas real (sección 3.4.5). En la figura 43 se muestra la temperatura crítica de condensador que se calcula como producto del diagrama de flujo citado con anterioridad.



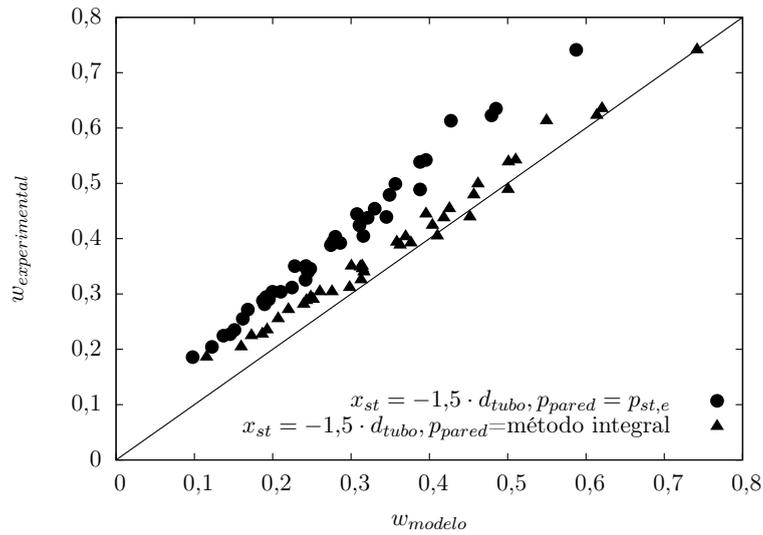
**Figura 42:** Comparación del cociente de masas utilizando el modelo de área constante con los datos experimentales de Huang [54].



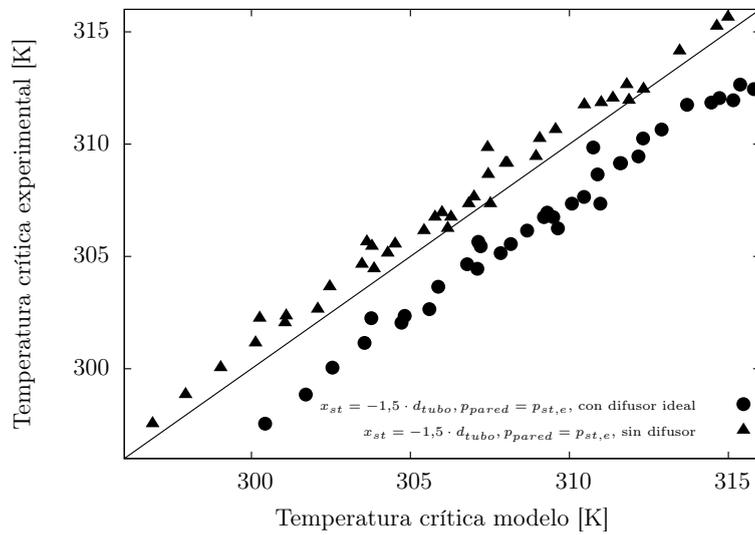
**Figura 43:** Comparación de la temperatura crítica de condensación para el modelo a área constante con los datos experimentales de Huang [54].

**Resultados según el modelo a área variable con el termino de presión en la pared constante y con el término de presión integral.**

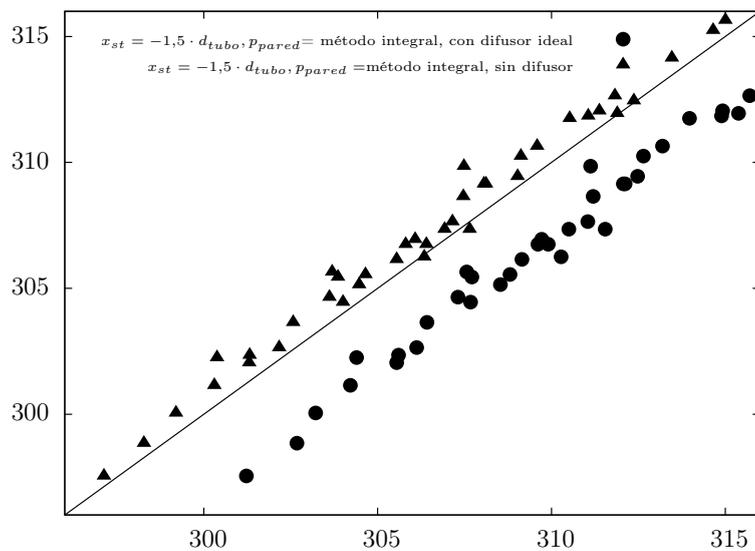
Se muestra en la figura 44 el cociente de masas experimental según el diagrama de flujo de la figura 39 cuando la salida de la tobera está situada en  $x = -1,5 \cdot d_{ac}$ . Las dos curvas se corresponden, tal y como se argumentó en la sección 3.4.4, a la situación en que se asuma la  $\bar{p}_{pared} \approx p_{st,e}$  (círculos rellenos) o que se realice bajo ciertas hipótesis una integral para calcular el valor medio de  $\bar{p}_{pared}$  (triángulos rellenos). En la figura 45 y 46 se ha calculado la temperatura máxima de condensación según el modelo de área variable. Se muestran dos gráficas, la primera para el caso de  $\bar{p}_{pared} \approx p_{st,e}$  (45) y la segunda para el método integral (46). En cada una de estas dos figuras se muestran dos nubes de puntos, una asumiendo la existencia de un difusor ideal que lleva al fluido hasta el remanso de forma isoentrópica (círculos rellenos) y otra asumiendo que no existe difusor (triángulos rellenos).



**Figura 44:** Comparación del cociente de masas utilizando el modelo de área variable con los datos experimentales de Huang [54].



**Figura 45:** Comparación de la temperatura crítica de condensador para el modelo de área variable asumiendo  $\bar{p}_{pared} \approx p_{st,e}$  con los datos experimentales de Huang [54].



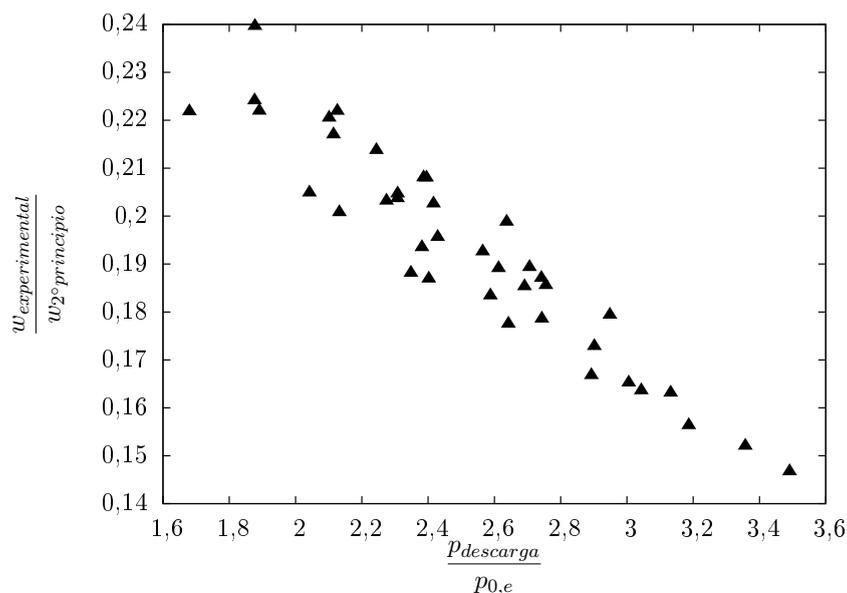
**Figura 46:** Comparación de la temperatura crítica de condensador para el modelo de área variable asumiendo un método integral para  $\bar{p}_{pared}$  con los datos experimentales de Huang [54].

Es ciertamente chocante que el modelo a área constante con las modificaciones de fluido real prediga de forma tan razonable el cociente de masas. El error cuadrático medio definido como  $\sqrt{\frac{(w_{modelo}-w_{exp})^2}{39}} \frac{w_{exp}}{39}$  toma un valor del 15,1 % frente al 12,6 % para el de área variable mediante el método integral. El método de área variable sin el método integral está, en relación, bastante desfasado. En cuanto a las temperaturas de condensación máximas se produce un hecho lógico, puesto que dada la similitud del cociente de masas, es lógico pensar que la solución experimental se encuentre entre medias de la suposición de la no existencia de difusor y el difusor ideal. En este particular no tenemos datos para comparar pues no existen datos geométricos del difusor.

### Resultados según el modelo del segundo principio.

Se muestra en la figura 47 los resultados obtenidos mediante la aplicación del modelo mostrado en la sección 3.1.3, correspondiente al modelo del segundo principio. Se ha representado el cociente entre el cociente de masas experimental y el correspondiente al modelo del segundo principio,  $(w_{experimental}/w_{2^\circ principio})$ , frente a la relación de compresión del flujo secundario  $(p_{descarga}/p_{0,e})$ .

Se pueden comprobar dos cosas en la figura 47, la primera es el alejamiento que existe entre los procesos ideales y los reales siendo el cociente  $w_{experimental}/w_{2^\circ principio} \approx [0,14,.,0,24]$ . Y la segunda es que se comprueba que a medida que se aumenta la relación de presiones entre descarga y remanso del secundario, el eyector se aleja más de funcionar como una máquina de Carnot.



**Figura 47:** Relación entre  $w_{exp}/w_{2^\circ principio}$  y  $p_{descarga}/p_{0,e}$  para los datos experimentales de Huang [54], siendo  $x_{st} = -1,5 \cdot d_{tubo}$ ,  $p_{pared}$  = método integral, sin difusor.

### 3.4.8. Modelo según el segundo principio: punto de mejor operación del eyector

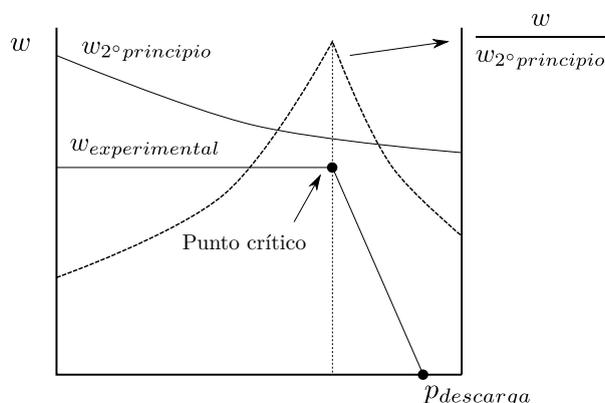
Podemos combinar el modelo del segundo principio con el comportamiento característico de un eyector bien a área constante o variable para determinar el punto de mejor operación del eyector. Como mejor operación entendemos el punto en que se maximiza el cociente  $w/w_{2^\circ principio}$ . El comportamiento típico de un eyector en un diagrama  $w$  frente a presión de condensación toma el mismo aspecto típico para eyectores de área constante (figura 35) y área variable (figura 28), nos va a permitir obtener una conclusión de aplicación general.

En la figura 48, se han representado dichas curvas sobre el diagrama  $w$  frente a presión de condensación, superponiéndose la curva típica para el cociente de masas según el segundo principio y el cociente entre ambas. Se observa claramente que esta última curva tiene un

máximo en el punto crítico. El punto crítico, de acuerdo quedó definido en la figura 28, es de aplicación general independientemente de la geometría de la cámara de mezcla.

El hecho de que el máximo se sitúe en el punto crítico se debe a que la pendiente de la curva de  $w_{2^\circ principio}$  es siempre inferior a la correspondiente al régimen mixto del eyector.

La consecuencia es clara: el punto preferido de operación del eyector es el punto crítico por presentar el mayor rendimiento en relación al máximo teóricamente alcanzable.



**Figura 48:** Curva típica del cociente de masas “experimental”, según el modelo del segundo principio y cociente entre ambos en función de la presión de condensación.

Calcular el cociente entre “ $w$ ” (bien medido o calculado) y el cociente de masas según el segundo principio es una técnica útil, pues nos permite obtener una definición del rendimiento del eyector (complementaria a  $w$  y el “COP”) que nos será de utilidad para comparar distintos puntos de operación del eyector.

No obstante, en su empleo, a efectos de comparación entre dos situaciones de operación distintas, no es en principio evidente que un mayor  $w/w_{2^\circ principio}$  lleve consigo un eyector con mayor rendimiento. Para discutir de forma razonada sobre este particular, es necesario hacer algún tipo de estudio sobre la generación de entropía en los distintos procesos que ocurren en el eyector. Estos procesos son básicamente dos:

1. Mezcla entre dos flujos con distintas propiedades termodinámicas.
2. Compresión por medio de ondas de choque a la presión de descarga.

Para tener una estimación de ambos, cuando el eyector opera en el punto crítico podemos hacer uso de las hipótesis que se han realizado en apartados anteriores para describir el comportamiento del eyector en flujo supersónico o supersónico saturado:

1. Primera región en que no existe mezcla entre flujo primario y secundario. No existe generación de entropía, pues ambos flujos se suponen isoentrópicos.
2. Mezcla de ambos flujos hasta un estado uniforme, junto con los mecanismos físicos para que la presión de este flujo uniforme se adapte a la presión de descarga.

Para el punto crítico este estado uniforme es subsónico, siendo la forma de adaptarse a la presión de descarga una onda de choque.

Podemos alterar ligeramente esta descripción para desdoblarse el segundo punto en dos, de modo que, para el punto crítico, diga:

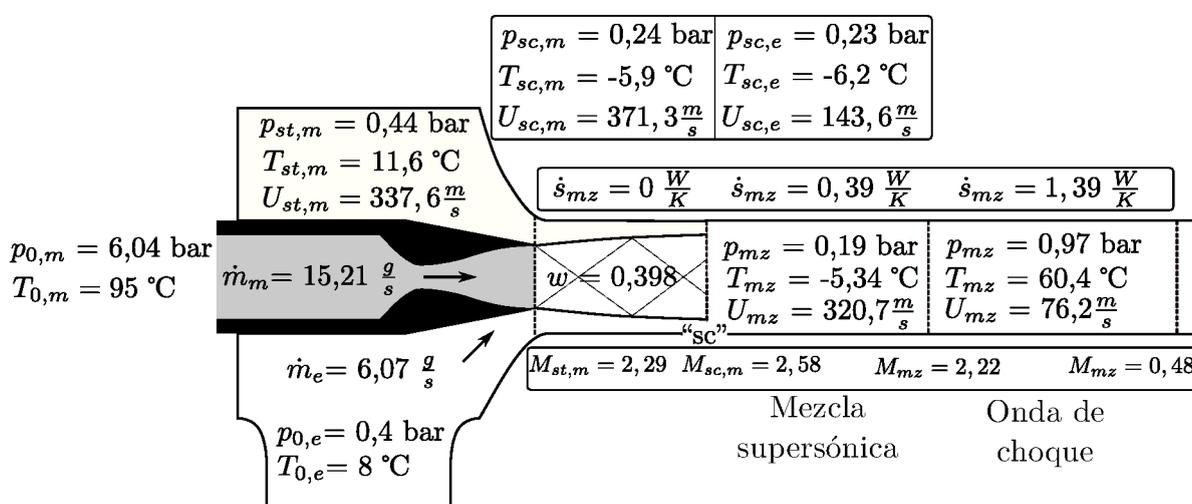
1. Mezcla de ambos fluidos hasta obtener un flujo supersónico uniforme. La generación de entropía es únicamente por el efecto de mezcla.
2. Onda de choque hasta para adaptar el flujo a la presión de descarga. La generación de entropía es debida solamente a este fenómeno.

Con esto podemos conseguir una valoración de la generación de entropía en ambos fenómenos. El cómputo de ambas condiciones es sencillo. Para una aplicación concreta tomaremos el modelo de Fabri, ecuaciones (59) a (62). Éstas quedaron definidas para eyectores de área constante en la sección 3.4.2 de “Elección del régimen de funcionamiento”, epígrafe “presión máxima de descarga operando el eyector en régimen supersónico saturado o supersónico”. Matemáticamente son las ecuaciones para una onda de choque normal. En aquella ocasión se resaltó que la solución del sistema es la subsónica. Aquí se añade que para la “mezcla supersónica” la solución es obviamente la supersónica.

En esta parte es difícil llegar a una solución analítica para determinar cual primará, si es que tal es el caso, sobre cual. No obstante es obvio que para cociente de masas nulo, toda la generación de entropía se deriva de la onda de choque. Por lo que a medida que aumenta “ $w$ ”, la componente de mezcla crecerá.

Aunque no es conveniente extender los resultados de un ejemplo al todo, se han calculado y mostrado en la figura 49 la generación de entropía para ambas fuentes de irreversibilidad.

El caso elegido es el primero mostrado por la tabla 3 de Huang [54]. Se ha empleado el modelo a área constante (ver sección 3.4.2) modificado para gas real (sec. 3.4.5).



**Figura 49:** Eyector con los valores para las distintas variables para primer caso de Huang [54], calculado según el modelo de Fabri para área constante, operando con R141b.

La conclusión que se extrae de la figura 49 es que la generación de entropía es mayor para la onda de choque ( $1 \frac{\text{W}}{\text{K}}$ ) que para la mezcla ( $0,39 \frac{\text{W}}{\text{K}}$ ).

Sin embargo este hecho no se puede generalizar. El motivo de dicho resultado es que al analizar la figura 49, observamos que en la sección crítica, las propiedades termodinámicas de primario y secundario son parecidas. Este comportamiento es común para eyectores trabajando con refrigerante con las temperaturas de remanso similares a las mostradas en la figura 49 (también lo comprobaremos para la instalación experimental de R-134a). Sin embargo, para el caso en que la temperatura de remanso entre primario y secundario sea similar, existirán grandes diferencias entre las temperaturas para la sección crítica (esta situación se da, por ejemplo, en el eyector experimental de aire). En este caso la generación de entropía por ambos mecanismos es similar.

En cualquier caso la generación de entropía por mezcla es aproximadamente función lineal del cociente de masas dadas unas condiciones de remanso, lo que no resta generalidad a las siguientes conclusiones:

1. La generación de entropía no es un proceso lineal entre el cociente de presiones antes y después de la onda, sino que aumenta su pendiente a medida que aumenta dicho cociente (expresión de Rankine-Hugoniot).

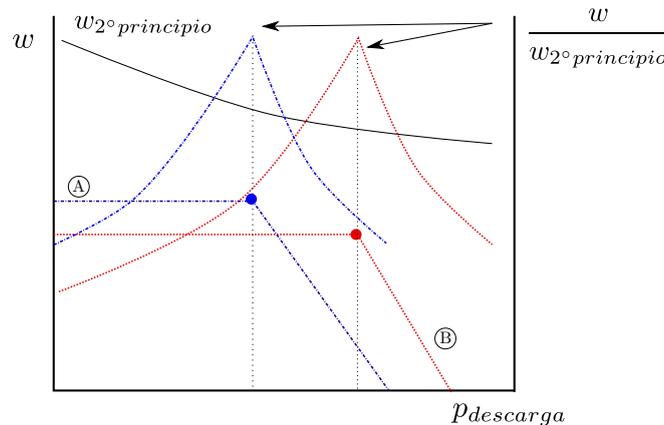
2. Que podemos obtener un orden de magnitud de dicho cociente de presiones como  $p_{descarga}/p_{0,e}$ .
3. Para eyectores que trabajen con un cociente  $p_{descarga}/p_{0,e}$  alto, es de esperar una generación de entropía más alta, excediendo la proporcionalidad con el cociente de presiones.
4. El efecto directo es que el cociente  $w/w_{2^\circ principio}$  tendera inexorablemente a decrecer a medida que aumenta  $p_{descarga}/p_{0,e}$ .

Como última parte a este apartado se quiere estudiar los métodos por los que podemos analizar si una configuración geométrica es más apropiada que otra.

El caso ideal sería, una vez fijadas la temperaturas de remanso para caldera y evaporador, y en un gráfico “ $w$ ” frente a presión de condensación, que para todas la geometrías el cociente de masas para la zona de “ $w$ ” constante fuese el mismo. En este supuesto estaría claro el eyector con mayor rendimiento, aquel para el que el punto crítico se diera para mayor presión de condensación.

Desgraciadamente, el cociente de masas para la zona de “ $w$ ” constante no suele ser coincidente, siendo el comportamiento experimental típico mostrado en la figura 50, en que se representa el comportamiento de dos eyectores con distinta geometría pero iguales condiciones de remanso. Se comprueba para el punto crítico un aumento de “ $w$ ” a medida que decrece la presión de condensación.

Para ayudar a conocer cual de ambas geometrías es más ventajosa, nos serviremos del modelo del segundo principio. A tal efecto, se ha incluido en la figura 50 el cociente de masas para el segundo principio y el cociente  $w/w_{2^\circ principio}$ . El factor que varía entre ambas es la geometría. La curva de  $w_{2^\circ principio}$  es igual para ambos casos por ser las condiciones de remanso idénticas. Se ha hecho también que para ambos casos coincida el cociente  $w/w_{2^\circ principio}$ .



**Figura 50:** Ejemplo de eyector con igualdad de cociente  $\frac{w}{w_{2^\circ principio}}$ .

La pregunta que se quiere responder es ¿Qué eyector tendrá mayor “rendimiento”?

Pudiera parecernos, puesto que el cociente de masas en relación al segundo principio es el mismo, que ambas geometrías (“A” y “B”) tendrán el mismo “rendimiento”. Sin embargo, el cociente  $p_{descarga}/p_{0,e}$  es superior para el eyector “B” que para el “A”. Por los comentarios realizados anteriormente, el eyector “B” será preferido sobre el “A”.

¿Cuánto mayor ha de ser el cociente  $w_A/w_{2^\circ principio}$  frente a  $w_B/w_{2^\circ principio}$  para decir que se ha mejorado el comportamiento termodinámico del primero?

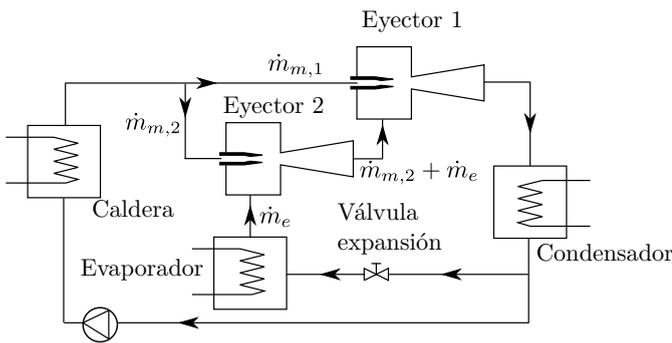
A esta pregunta no encuentro una solución analítica más que una solución que pudiéramos considerar trivial: ensayar con cámaras de mezcla que fuesen semejantes a “A” variando su escala, hasta encontrar igualdad de cociente de masas para el punto crítico con “B”. En este punto la comparación es inmediata: a mayor presión de condensación para el punto crítico, mayor rendimiento.

### 3.4.9. Instalación de eyectores en cascada

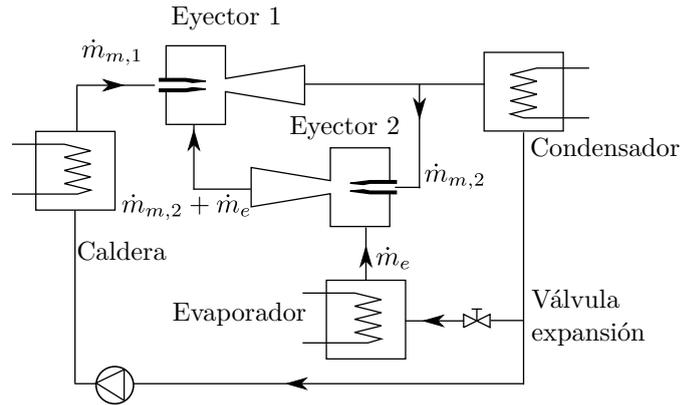
Curiosamente no se ha encontrado en la bibliografía ninguna publicación que estudie de forma teórica la configuración de eyectores en cascada, la forma de calcular el cociente de masas y cuando son preferidos frente a un único eyector. Trataremos de responder estas preguntas en este apartado, centrándonos en circuitos con dos eyectores.

Pensando en la forma de disponer los eyectores, se ha llegado a dos configuraciones: llamaremos configuración “A” a la mostrada en la figura 51 y “B” a la figura 52.

La diferencia entre ambas es que para “A”, el flujo primario para ambos eyectores se toma de la caldera, mientras que para “B” el flujo primario del “Eyector 2” se toma de la salida del “Eyector 1”.



**Figura 51:** Esquema para el montaje en cascada de eyectores (referenciada como “A”).



**Figura 52:** Esquema para el montaje en cascada de eyectores (referenciada como “B”).

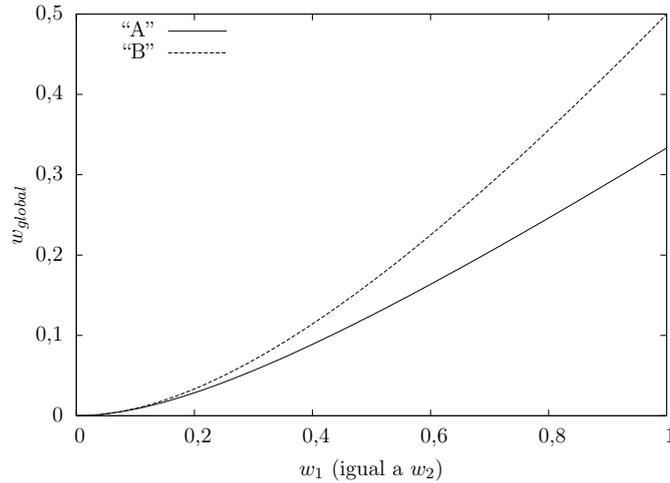
**Obtención del cociente de masas de la instalación:** El objetivo es obtener el cociente de masas de la instalación ( $w_{global}$ ), función de los cocientes de masas para cada eyector ( $w_1$  y  $w_2$ ). En la tabla 4 se resumen las expresiones de partida (definición del cociente de masas global y para cada eyector), mostrando en la última línea la expresión buscada.

**Tabla 4:** Expresiones para el cociente de masas.

Configuración “A”	Configuración “B”
$w_{global} = \frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_{m,1} + \dot{m}_{m,2}}$	$w_{global} = \frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_{m,1}}$
$w_1 = \frac{\dot{m}_e + \dot{m}_{m,2}}{\dot{m}_{m,1}}$	$w_1 = \frac{\dot{m}_e + \dot{m}_{m,2}}{\dot{m}_{m,1}}$
$w_2 = \frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_{m,2}}$	$w_2 = \frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_{m,2}}$
$w_{global} = \frac{w_1 \cdot w_2}{1 + w_1 + w_2}$	$w_{global} = \frac{w_1 \cdot w_2}{1 + w_2}$

Si asumimos valores iguales de  $w_1$  y  $w_2$  para la configuración “A” y “B”, la última tendrá mayor cociente de masas que la primera por tener el mismo numerador, pero denominador siempre más bajo. Este comportamiento lo podemos ver claramente en la figura 53, en la que se representa  $w_{global}$  frente a  $w_1$ , el cual ha sido supuesto igual a  $w_2$ .

Para valores habituales de cociente de masas (hasta 0,5), la relación entre  $w_{global}$  y  $w_1$  es aproximadamente de 1 a 4, el resultado es un cociente de masas relativamente pequeño en relación a  $w_1$  o  $w_2$ .



**Figura 53:** Cociente de masas para las dos configuraciones de eyector en cascada.

**Preferencia de un montaje en cascada frente a un montaje simple:** Un eyector simple (figura 1) tiene un límite en la relación de presiones de descarga y remanso de secundario. Al estar este incremento vencido por una onda de choque, y siendo la entropía generada en la misma una función que crece más rápido que el cociente de presiones que es capaz de vencer, existe un límite en que no es posible el empleo de un solo eyector por dos razones:

1. La ya citada de una degradación energética masiva a medida que se aumenta el número de Mach máximo del fluido primario para vencer la relación de presiones de descarga y remanso de secundario.
2. El alcanzar altos números de Mach significa también alta presión de remanso de fluido primario, que puede no ser disponible.

Estos dos problemas los viene a resolver la configuración en cascada, extendiendo las posibilidades de operación del eyector. La frontera entre el empleo de un eyector simple o en cascada no está rigurosamente definida, sin embargo podemos decir que:

1. El empleo de eyectores cuyo fluido primario tuviese un número de Mach poco superior a 1, cedería toda la compresión a la zona del difusor. El comportamiento de difusor es pobre, debido a que se da la peor de las configuraciones posibles. Aunque haya espacio para la mezcla en la zona de área constante, no deja de haber fluido (secundario) con poca cantidad de movimiento cerca de la pared. Traducido esto a un difusor (con gradientes adversos de presión) significa desprendimiento prematuro del flujo y la generación de grandes zonas de vorticidad al inicio del mismo. El resultado es un rendimiento isoentrópico pobre. ¿Cuanto de pobre? No he encontrado ningún estudio al respecto, pero debe estar por debajo de los valores encontrados para turbomaquinaria (rendimientos isoentrópicos entre 0,6 a 0,8).
2. El subir el número de Mach del flujo primario tiene el peaje de la onda de choque.
3. Comparativamente, dos eyectores trabajando a bajo número de Mach se encuentran con dos compresiones transónicas en el difusor, mientras que un único eyector se encuentra con una onda de choque y una compresión subsónica.
4. Además en el montaje con dos eyectores hemos de ajustar el cociente de masas del “Eyector 1” y del “Eyector 2”, de forma que el “Eyector 1” consiga succionar todo el caudal másico enviado por el “Eyector 2”, a parte de vencer la presión de descarga. Será prácticamente imposible conseguir que ambos funcionen en el punto crítico.

Siendo el escenario más probable, que los dos trabajen en la zona de “ $w$ ” constante, o uno en la zona de “ $w$ ” constante y otro en régimen mixto. En cualquier caso se paga una irreversibilidad doble frente al eyector simple.

5. Es una lucha entre prevalencia de unas irreversibilidades u otras, que parecen decantarse por la experiencia experimental para el eyector simple para una relación  $p_{descarga}/p_{0,e}$  no superior a  $3 \approx 3,5$ .
6. No obstante insistir que el problema es complejo y habría que ir caso por caso introduciendo los pertinentes números en alguno de los modelos mostrados anteriormente.

## 4. Otros artículos

Considerando los artículos analizados y discutidos en el apartado anterior como la base para el desarrollo conceptual y matemático de eyectores, existen en la literatura un bloque más extenso de información acerca de eyectores, desde datos experimentales, modelos numéricos y aplicaciones.

### 4.1. Cálculo de eyectores por modelos unidimensionales y datos experimentales

Jackson [55](1936) es uno de los primeros artículos que trata sobre los inicios del empleo de eyectores, muestra curvas operativas para eyectores de vapor y da ejemplos de su uso para refrigeración e industria química (desgasificación, cristalización por vacío).

Work y Haedrich [122](1939) muestran distintas curvas de funcionamiento para dos eyectores funcionando con aire, vapor de agua, metanol, etanol, benceno y tricloroetileno, junto con aplicaciones prácticas a la industria química.

Holton [49] y [50](1951) investiga el eyector como si se tratase de un compresor de gas, de tal forma que estudia efecto en el cociente de masas de la variación de las temperaturas de remanso y la masa molecular (investiga 13 gases puros y 12 mezclas). Obtiene expresiones teóricas para el cociente  $w_i/w_{aire}$  siendo “ $i$ ” un fluido arbitrario y estando esta expresión bien en función de la masa molecular o la temperatura.

Defrate y Hoerl (1959) presentan tablas de eyectores con rendimiento máximo para vapor de agua, que siguen siendo publicadas en libros de Ingeniería química [18].

Khoury et al. [63] (1967) presentan datos experimentales para dos eyectores operando con hexano y n-butano para su empleo en la industria química y de proceso.

Ginoux [41](1972) presenta una recopilación de lecciones sobre flujo supersónico en eyectores impartidas en el Instituto Von Kàrman. A parte de contener datos experimentales y aplicación de los modelos ya expuestos a eyectores aire-aire, es la única fuente bibliográfica que se ha encontrado que aplique el método de las características para la caracterización del cociente de masas. También se analiza la idea de que eyectores de área variable son más eficientes que los eyectores de área constante por el fenómeno de compresión supersónica en la zona convergente. Sokolov y Hershgal [124](1993) emplean el modelo de segundo principio (ver sec. 3.1.3) para simular el comportamiento de una instalación de aire acondicionado siendo la fuente primaria de calor energía solar. Emplea como refrigerante el R114, planteando unas gráficas sencillas para calcular el rendimiento del sistema función de las condiciones de remanso.

Aphonratana et al. han sido ciertamente prolijos en el campo del estudio de eyectores, investigando una pequeña unidad experimental emplando como refrigerante agua [29](1995), cambiando la posición longitudinal de la tobera [13](1997), obteniendo el perfil de presiones a lo largo del eyector empleando tubos de pitot [22](2003). Por último haciendo una revisión del estado del arte [23](2004).

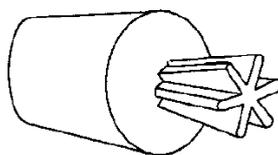
Desevaux [27](1994) consigue introducir un tubo capilar por el eje geométrico del eyector (esto lo consigue sujetando el tubo capilar antes de la tobera y a la salida del eyector, de forma que el

tubo capilar se mantiene en su posición a base de aplicar tensión) de forma que puede medir la presión estática en un eyector aire-aire en toda su longitud. Estas medidas son complementadas por tomas de presión en la pared y con técnicas de visualización mediante laser. El eyector opera en régimen mixto, pudiéndose caracterizar el sistema de ondas de choque que siguen inmediatamente después de la tobera.

Al-Khalidy [8](1998) presenta datos experimentales para eyectores operando con R113 con el objeto de ser empleados en refrigeración solar.

Huang et al. [54](1999) y [52](1999) investiga un eyector de R141b mediante modelos unidimensionales y datos experimentales.

Chang [20](2000) estudia experimentalmente un ciclo de refrigeración por eyección empleando como refrigerante agua. La novedad es que emplea una tobera cónica y otra que denomina “petal”. Una visión aclaratoria de esta geometría es representada en la figura 54. Bajo ciertas condiciones de operación, Chang llega a la conclusión de que este nuevo diseño de tobera mejora el cociente de masas respecto a la tobera cónica tradicional.



**Figura 54:** Geometría de la tobera usada por Chang [20], denominada “petal nozzle”.

Chou et al. [21](2001) desarrollan una ecuación semiempírica para obtener el cociente de masas de eyectores operando en situación crítica.

Boumaraf et al. [17] utiliza las expresiones de diseño para eyectores de área constante para diseñar y posteriormente evaluar de forma numérica el rendimiento de una instalación de refrigeración por eyección con una potencia frigorífica en torno a 10 KW. Boumaraf et al. hacen los estudios para los refrigerantes R142b y R600a, llegando a la conclusión de que siempre se obtiene mejor rendimiento con el primero.

Alexis et al. [10](2003) y [9](2003) aplican un modelo similar al desarrollado por Munday y Bagster [79] a un eyector operando con agua y metanol respectivamente.

Selvaraju [99](2004) investiga teóricamente el efecto en el rendimiento o “COP” según quedó definido en la ecuación 1 para ciclos de refrigeración usando distintos refrigerantes (R134a, R152a, R290, R600a y R717). Emplea para ello un modelo para área constante y gas real con unas condiciones de primario, secundario y descarga dadas. Concluye que el refrigerante con el que se obtienen mayores cocientes de masas es el R134a. Posteriormente [100](2006) realizó una instalación experimental operando con R134a. Estudió, en seis configuraciones geométricas, el efecto de variaciones de temperaturas de caldera, evaporador y condensador. Los resultados experimentales son plasmados en una ecuación experimental para calcular el cociente de masas en condiciones críticas.

Sankarlal y Mani [96](2006) y [97](2007) presentan estudios experimentales empleando eyectores de área variable y como refrigerante amoniaco. Ensayan los eyectores en la zona de flujo mixto.

Pridasawas [90](2007) simula un eyector para aplicaciones de climatización operando con isobutano a lo largo del año.

Yapici [126](2008) y [125](2008) estudia una instalación experimental de refrigeración por eyección trabajando con R123. Estudia distintas áreas de cámaras de mezcla y posición de descarga de la tobera. Experimentalmente concluye la existencia de un área de sección constante óptima dadas unas condiciones de remanso y la influencia escasa de la posición de descarga de la tobera.

He et al. [46](2009) desarrollan un modelo basado puramente en tratamiento estadístico de datos experimentales para obtener el cociente de masas de un eyector de una geometría y con-

diciones de remanso dadas. He et al. [47](2009) hacen una revisión de los modelos matemáticos presentados hasta la fecha.

Meyer et al. [74](2009) experimentan con un eyector usando vapor de agua a temperaturas de generador reducidas respecto a otros experimentos (en el rango de 80 a 90 °C) para ser empleado en refrigeración solar. Ensayó siete toberas diferentes todas ellas en la misma cámara de área variable. La capacidad frigorífica máxima es de 3 KW. Presenta gráficamente la variación del rendimiento frigorífico con la posición de la tobera y la presión de condensación para diversas presiones de remanso de primario y secundario. Todos los eyectores que ensaya están en régimen mixto, por lo que son sensibles a pequeñas variaciones de las propiedades.

Recientemente J. García et al. [40] han presentado un modelo potencial axil-simétrico para calcular el cociente de masas de un eyector operando en situación crítica.

En la tabla 5 se presentan los datos experimentales más significativos:

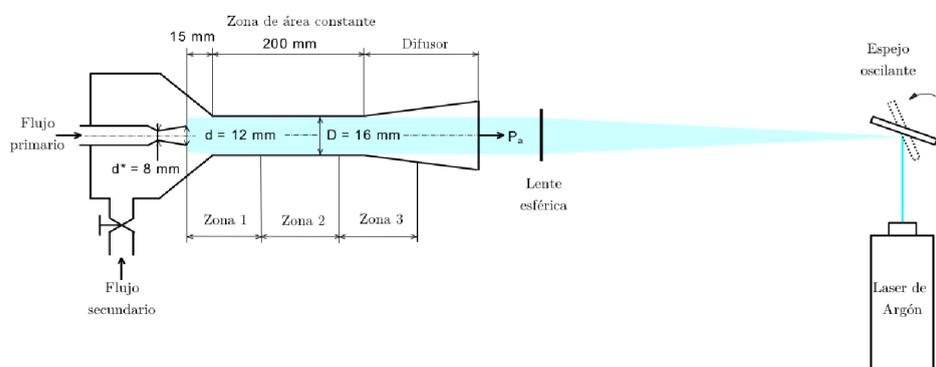
**Tabla 5:** Resultados experimentales representativos

Fluido	Referencia
Aire	[36](1958), [61](1942) [62](1950), [64](1951)
Agua	[29](1995), [20](2000), [74](2009)
R134a	[100](2004)
R141b	[54](1999)
R123	[125](2008)
R717	[96](2006)
R113	[8](1998)

## 4.2. Modelos mediante soluciones numéricas

Riffat et al. [94](1996) es de los primeros en usar técnicas CFD para modelar eyectores. Las limitaciones de cálculos en esos años son determinantes, por lo que se utiliza una discretización axil-simétrica del orden de 36.000 celdas, flujo incompresible y modelo de turbulencia  $k - \epsilon$ . Se simula amoníaco, R134a y propano. Los resultados son más “anecdóticos” que prácticos por las hipótesis de gas incompresible en un problema físico esencialmente compresible como el eyector.

Desevaux [72](2004) es la única referencia reciente encontrada que aborde el problema de visualización del flujo dentro del eyector. Emplea para ello la tomografía láser como se ilustra en la figura 55 en un eyector aire-aire usando como trazador pequeñas gotas de agua. Los resultados son comparados con simulaciones numéricas realizadas con FLUENT. Concluye que las simulaciones numéricas representan correctamente la zona inicial de mezcla pero no reproducen de forma adecuada la zona de ondas de choque al final de la zona de área constante.



**Figura 55:** Montaje de visualización por tomografía láser montado por Desevaux [72].

Rusly [95](2005) emplea técnicas CFD usando el software comercial FLUENT con un modelado

2D axilsimetrico de 120.000 elementos. Emplea el modelo de flujo compresible con modelo de turbulencia  $k - \epsilon$  realizabale contrastando los resultados con los obtenidos por Huang [54] para R141b. Consigue calcular el cociente de masas con menor error que el modelo unidimensional de Huang.

Bartosiewicz et al. [15](2005) simulan numéricamente mediante FLUENT un eyector aire-aire con cámara de mezcla a área variable, empleando los modelos de turbulencia  $k - \epsilon$ ,  $k - \omega$  y  $RNG$ . Los resultados numéricos son contrastados con valores experimentales tomados de [27]. La forma que tiene de evaluar los eyectores es peculiar, pues impone el caudal secundario y calcula la presión de remanso, obteniendo desviaciones máximas del 15 %. En un segundo artículo [16](2006) realizan una simulación numérica similar pero para un eyector trabajando con R142b para aplicación en ciclos de refrigeración. Los resultados no son comparados con datos experimentales sino con los obtenidos por el modelo de Ouzzane [82].

Aphonratana et al. hacen uso de la mecánica de fluidos computacional para el cálculo de eyectores validando las simulaciones con sus propios datos experimentales [108](2007) y [109](2007). También realizan estudios paramétricos mediante CFD, [98](2007), analizando el efecto de variaciones de determinados parámetros geométricos en el rendimiento del eyector.

Zhu et al. [132](2009) presentan un conjunto de simulaciones numéricas mediante FLUENT para optimizar la posición de la tobera y la geometría de la cámara de mezcla en eyectores de área variable. Parte de estas simulaciones son comparadas con datos experimentales de los propios autores con una instalación experimental de R141b. Concluyen la existencia de un óptimo de la posición de la tobera para cada situación, habiendo diferencias en el cociente de masas no superiores al 15 %. El ángulo de la cámara de mezcla también tiene valores óptimos, también con mejoras máximas en el cociente de masas en torno al 15 % respecto a la situación más desfavorable.

Varga et al. en sendos artículos [115](2009) y [114](2009) realizan simulaciones numéricas de eyectores de vapor de agua empleando el software comercial FLUENT. Es curioso que no se comparen los resultados con datos experimentales, si no que se parte de dimensiones arbitrarias.

### 4.3. Aplicaciones del eyector

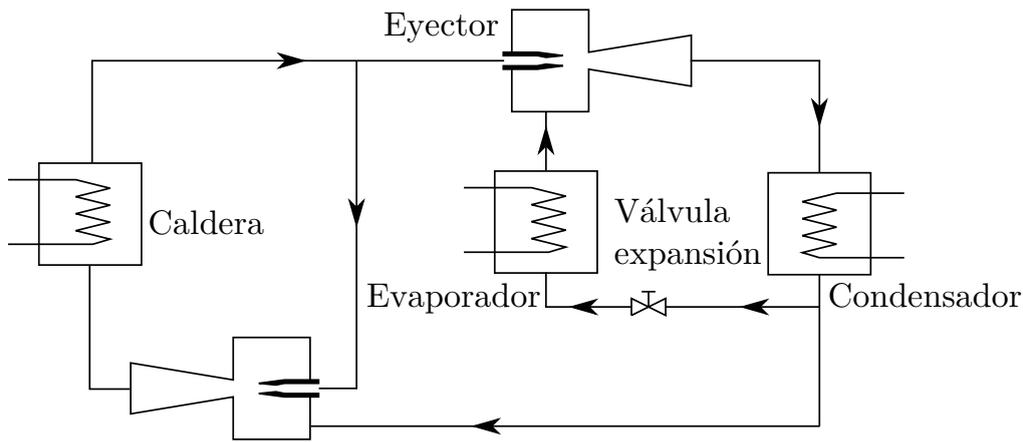
Davies et al. [25](1967) muestra resultados experimentales para eyectores aire-aire, aire-líquido y aire-líquido con sólidos en suspensión destinado para la industria de proceso químico.

Sherif [104](1998) hace un análisis económico del eyector frente a ciclos de compresión y absorción asumiendo la disponibilidad de vapor residual.

Huang et al. [53](1998) utilizan R141b para investigar la eficiencia de ciclos cuya fuente primaria de energía es la solar.

Aly et al. [11](1999) propone el uso del eyector en plantas desalinizadoras, empleando un modelo similar al de Keenan para área variable para su cálculo.

Shen et al. [103](2005) proponen sustituir la bomba empleada para elevar la presión del líquido desde el condensador hasta la caldera por un eyector gas-líquido como se muestra en la figura 56. Shen utiliza un modelo unidimensional para establecer el rendimiento de dicha instalación para ocho refrigerantes distintos, concluyendo que el rendimiento decae respecto al ciclo tradicional.

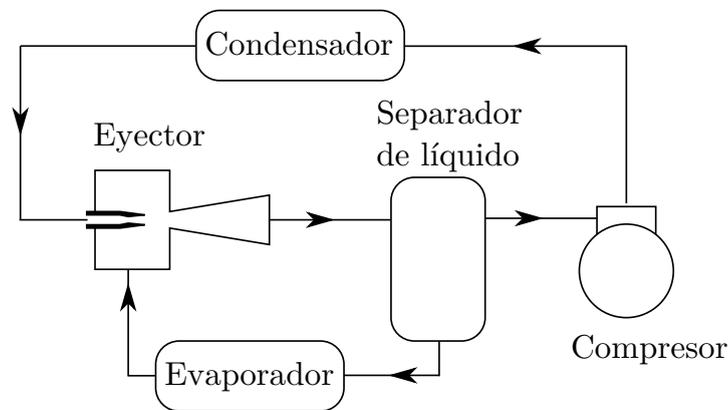


**Figura 56:** Esquema de ciclo frigorífico propuesto por Shen [103].

Elakdhar [31](2007) trata de la aplicación de un eyector para mejorar el rendimiento de un ciclo de compresión simple.

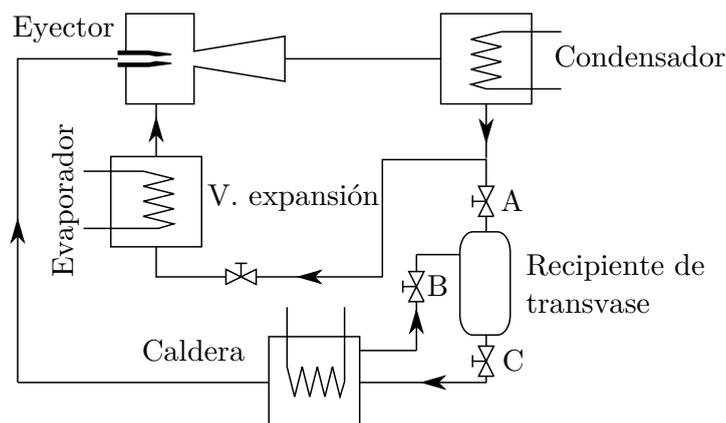
Yu et al. [129](2007) y [128](2008) sugieren un nuevo ciclo de eyección en cascada novedoso, en el sentido que en los ciclos en cascada todos los eyectores están alimentados con vapor de alta presión proveniente de la caldera, mientras que Yu et al. proponen una cascada con dos eyectores siendo el último alimentado con líquido subenfriado justo antes de entrar a la caldera. Por medio de simulaciones numéricas empleando como refrigerantes R134a y R152a consiguen aumentar el rendimiento respecto del ciclo simple.

Chaiwongsa [19] (2007) estudia el eyector como elemento de expansión en un ciclo de compresión (el eyector trabaja con una mezcla bifásica como fluido primario) operando con R134a. El esquema de la instalación empleada por Chaiwongsa puede verse en la figura 57. Una instalación de este tipo ha sido propuesta recientemente por el fabricante nipón de componentes para la automoción DENSO [26] para ser empleado en la climatización de vehículos.

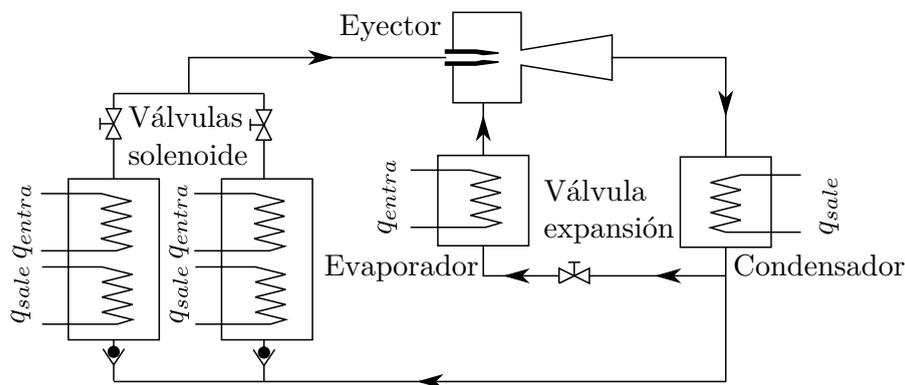


**Figura 57:** Esquema de ciclo frigorífico estudiado por Chaiwongsa [19].

Aphonratana et al. [107](2008) presenta un sistema novedoso para eliminar la bomba de líquido necesaria para trasegar refrigerante del condensador a la caldera por un sistema compuesto por tres válvulas, “A”, “B” y “C” y un recipiente de transvase según se muestra en la figura 58. Estas válvulas operan de forma cíclica, de forma que en el primer paso se abre la válvula “A”, inundando por gravedad el recipiente con líquido proveniente del condensador. En el segundo paso se abren las válvulas “B” y “C”, de manera que, también por gravedad, se descarga el líquido del recipiente en la caldera, al mismo tiempo que el recipiente se llena de vapor a alta presión. En el último paso se abre de nuevo la válvula “A” y se descarga este vapor de alta presión al condensador para empezar de nuevo el ciclo. Como bomba el sistema es ineficiente, por transvasar vapor de alta presión directamente al condensador, pero tiene la ventaja de evitar elementos mecánicos. Para R141b concluyen una pérdida de  $w$  del 10% al 15%.



**Figura 58:** Esquema de ciclo frigorífico propuesto por Aphornratana et al. [107].



**Figura 59:** Esquema de ciclo frigorífico propuesto por Wang [118].

Wang et al. [118](2009) idearon un ciclo de eyección sin necesidad de bomba de refrigerante, en la línea del presentado por Aphornratana[107] . La forma que ingenia Wang se puede ver de forma esquemática en la figura 59. El proceso no es continuo, si no que la caldera consta de dos tanques que funcionan de forma alternativa, mientras uno se vacía (se añade calor para vaporizar refrigerante) el otro se llena mediante retirada de calor. El proceso es controlado por dos válvulas solenoides en la cabeza de ambos depósitos y la introducción o no de calor en los tanques. Wang ensaya con los refrigerantes R141b y R165mf, llegando a la conclusión que este sistema consigue rendimientos térmicos similares al ciclo convencional.

Gou y Shen [43](2009) producen simulaciones a lo largo de un día característico de la ciudad de Shanghai de un eyector trabajando con R134a para su uso como aire acondicionado de oficinas empleando como foco caliente colectores solares de tipo tubo de vacío.

Kairouani et al. [60](2009) proponen sustituir las válvulas reguladoras de presión en una instalación con varias presiones de evaporación por un eyector para mejorar la eficiencia del sistema.

Abdulateef et al. [5](2009) realizan una revisión de las aplicaciones del eyector para refrigeración solar.

Para el eyector en condensadores de ciclos de potencia puede uno referirse al libro clásico de Babcock y Wilcox [65]. Para un amplio rango de aplicaciones a la industria química el libro de Power [87] es recomendado.

Estados Unidos, a través de fondos principalmente de defensa (NASA, Office of Naval Research) ha sido el más prolífico en publicación de estudios (ya sean propios, subcontratados o traducidos) para aplicar el eyector a sistemas de propulsión tanto para aviación como para naves espaciales. Así por ejemplo Fabri [35](1956), Wan [117](1965) y Mikkelsen et al. [75](1976) estudian experimentalmente eyectores de aire-aire a área constante, Howell [51](1959) emplea el eyector como una bomba de vacío en la descarga de túneles de viento supersónicos, Sto-

fan [111](1960) estudia los efectos de la concentricidad entre la tobera y la región de mezcla en eyectores de aire, Fujii et al. [39](1966) reproducen datos experimentales de un eyector aire-aire con cámara de mezcla con flujo constante con un relación  $\frac{p_{descarga}}{p_{0,e}}$  máxima de 1,4 y dimensiones relativamente grandes (flujos máscicos del rango de 20 Kg/s), Hasinger [45](1975) desarrolla expresiones teóricas comparadas con datos experimentales para emplear el eyector como multiplicador del empuje en propulsión.

#### 4.4. Tesis doctorales referidas a eyectores

En cuanto a tesis doctorales ha habido históricamente un goteo de tales publicaciones en distintos países, desplazándose el interés desde desarrollos teóricos de gases ideales hacia aplicaciones prácticas del eyector en ciclos de refrigeración. Así Kispert [64](1951), como alumno de Keenan, presenta resultados teóricos y experimentales para un eyector de aire de área constante, sobre los que se basará el artículo de Keenan [61]. Hicks [48](1960) desarrolla un estudio similar al publicado por Fabri [36] unos años antes, basando el análisis teórico en una visualización extensiva por técnicas Schlieren de eyectores aire-aire. Más recientemente Wu [123](1999) y Ereira [73](2009) estudian un ciclo de refrigeración que mezcla absorción y eyección. Pridasawas [89](2006) publica sus tesis con un enfoque en la línea establecida en los objetivos del presentado en el presente trabajo.

#### 4.5. Conclusiones sobre la investigación bibliográfica

Como conclusión, tras la investigación del recurso bibliográfico existente, parece existir la impresión de que si por un lado hay un número importante de publicaciones, cabe anotar que:

1. Aunque los regímenes en que opera el eyector han sido descritos por distintos autores, ninguno ha planteado una descripción sistemática como se ha mostrado en el apartado 3.4.2.
2. Aunque se han publicado más de diez modelos unidimensionales distintos, únicamente se han mostrado aplicaciones de los mismos a un conjunto reducido de datos, dependiendo muchos de ellos en gran medida de coeficientes de ajuste.
3. Puesto que la zona de trabajo de mayor interés, desde un punto de vista operacional, es la zona crítica, la mayoría de los modelo únicamente se han centrado en describir los distintos parámetros de operación en esta zona.
4. Únicamente dos autores Javier [40] y Ginoux [41] se han planteado el uso de resultados de flujo potencial para la resolución del problema, siendo el salto directamente de modelos unidimensionales a cálculos con mecánica de fluidos computacional.
5. Aún el uso de “CFD”, no ha conseguido mejorar las predicciones para el cociente de masas. Esto es debido a la gran dependencia del modelo de turbulencia. Experiencia propia del autor es que la dependencia del modelo de turbulencia es esencial aguas abajo de la sección crítica. En esencia un modelo sin turbulencia hará que primario y secundario apenas se mezclen, obteniendo dos caudales totalmente separados a la salida de la zona de área constante. En esta situación, el flujo secundario no gana la energía cinética suficiente para vencer la presión de descarga, y los cocientes de masas suelen salir habitualmente bajos. El modelo de turbulencia viene a paliar estos defectos, pero de nuevo aparecen los coeficientes de ajuste. En cualquier caso, el problema ha sido únicamente simulado con Fluent, del que es imposible saber la implementación práctica del modelo de turbulencia y del gas real.

6. Desde un punto de vista experimental, el interés inicial se centro en eyectores de vapor para ciclos de potencia e industria química, y en eyectores de aire para uso aeronáutico. El interés para aplicaciones frigoríficas con refrigerantes orgánicos es más reciente. Tal y como se verá en el capítulo siguiente, los casos experimentales están rodeados de incertidumbres, que solo en algunos casos son satisfactoriamente analizadas, para el resto de casos la desinformación es predominante. Independientemente la muestra de información en forma gráfica, en vez de tabular, ralentiza extraordinariamente el análisis.
7. Como la variación de parámetros geométricos experimentalmente es caro y lento, los datos disponibles son reducidos. Aunque existe recomendaciones, como para la longitud de zona de área constante, que se diseñe la tobera para que trabaje adaptada, otros parámetros son menos sistemáticos, como la adecuación de cámaras a área constante o variable. A este respecto, no se ha encontrado ninguna referencia experimental, aplicada a refrigeración, que demuestre la idea preconizada por Munday y Bagster de la recompresión supersónica en la zona convergente de la cámara de mezcla.
8. El diseño de la tobera ha sido un parámetro omitido en la mayoría de los estudios, admitiendo como base un perfil cónico. Aunque algunos autores (vease Chang [20]) utilizan diversas geometrías, ninguno se ha planteado se se obtiene un flujo libre de ondas de choque o por el contrario se logra un flujo altamente perturbado. Es de reconocer que cuando se está trabajando con dimensiones milimétricas e interiores, los mecanizados se complican extraordinariamente.
9. Montajes de eyectores en cascada apenas han sido estudiados experimentalmente, no he encontrando referencias para refrigerantes orgánicos.
10. Parece haber un interés creciente en emplear el eyector como dispositivo de expansión en ciclos de refrigeración, dado que se consigue recuperar parte del trabajo perdido en una expansión isoentálpica de una válvula de expansión, aunque tiene problema de una regulación pobre de carga (igual que los tubos capilares). El problema es distinto al estudiado aquí, pues en este tipo de eyectores el primario es una mezcla líquido-vapor y el secundario es vapor, mientras nuestro interés se centra en eyectores en donde tanto primario como secundario son vapor.

## Parte III

# Modelos matemáticos:

Esta parte está dedicada a proponer un modelo matemático, junto con algunas versiones modificadas del mismo, cuyo objetivo es calcular el cociente de masas del eyector, ya sea a área variable o área constante y operando con cualquier refrigerante en la condiciones de flujo crítico. Este modelo se ha implementado informáticamente mediante el lenguaje C++. Se realizará así mismo un contraste de resultados numéricos con datos experimentales existentes en la literatura.

## 5. Modelo potencial axilsimétrico linealizado

El modelo matemático desarrollado a continuación pretende resolver la evolución de un flujo supersónico que saliendo de una tobera evoluciona en una región de presión no uniforme, fenómeno que ocurre físicamente en un eyector ya sea a área constante o a presión constante.

### 5.1. Hipótesis

Para empezar la discusión, pensemos en un eyector en dos dimensiones y apliquemos el método de las características, tal y como se representa en la figura 60.

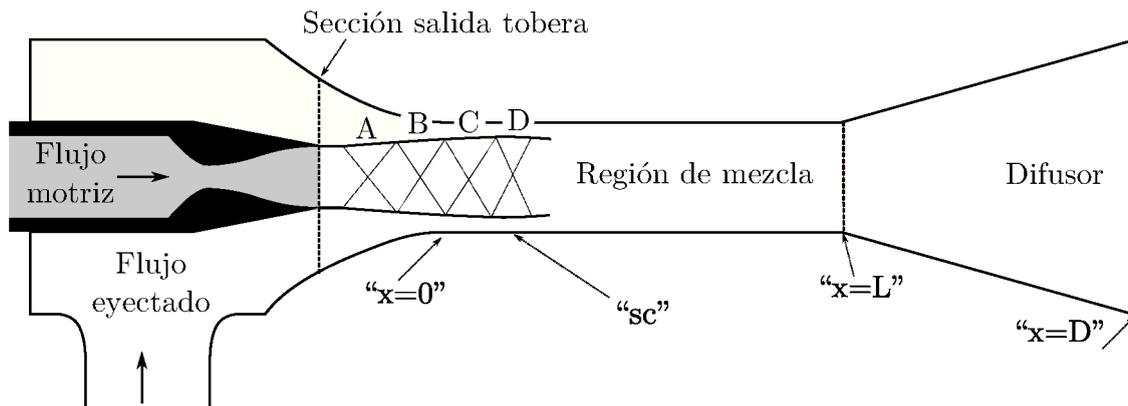
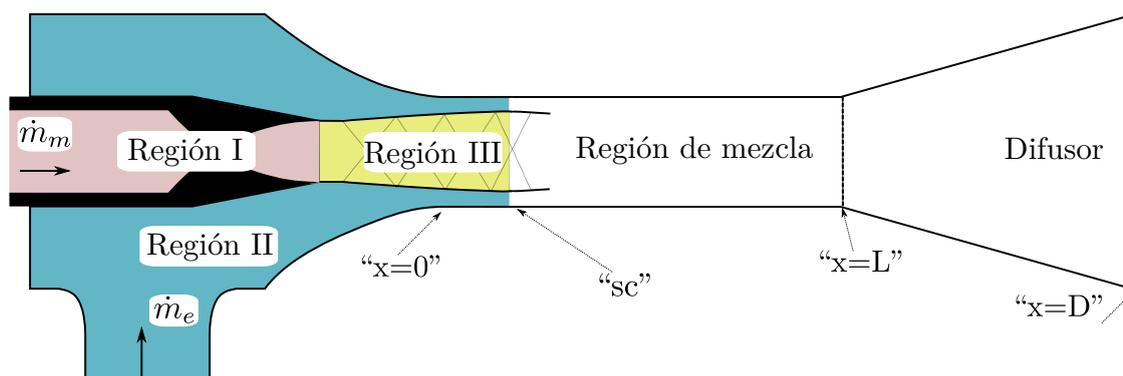


Figura 60: Flujo supersónico a la salida de una tobera.

Para hacer más fácil la explicación se ha supuesto un flujo inicialmente adaptado que proveniente de una tobera, entra en una cámara de mezcla. En la zona en que descarga la tobera la velocidad media del fluido secundario es muy baja y la presión prácticamente la de remanso del fluido secundario. Si suponemos, como experimentalmente se demuestra en caso de régimen supersónico (ver modelo de Fabri y Siestrunk), que el flujo secundario se obtura en algún punto, a medida que avanza el flujo primario, el área de flujo secundario se reduce, por lo que va a haber una caída de presión. La respuesta del flujo primario a esta caída de presión es deflectarse un determinado ángulo  $\delta_A$  (Zona A). A medida que se deflecta se emiten ondas de presión que tenderán a interactuar con el lado opuesto (Zona B). En la zona B el flujo entra deflectado un ángulo  $\delta_A$ , juntándose dos fenómenos, ondas de compresión rebotadas de A y de expansión del flujo primario hacia el flujo secundario. Las ondas rebotadas de A tenderán a deflectar el flujo un total de  $-2\delta_A$  mientras que el efecto de presión tenderá a deflectar el flujo un ángulo  $\delta_{B_{presión}}$ . Es difícil decir de antemano cual primará sobre cual. En cualquier caso pueden ocurrir dos cosas: que predominen las ondas de compresión o las de expansión. Si predominan las primeras, el flujo tenderá a curvarse hacia el interior, habiendo un máximo local, por lo que el punto de máxima expansión estará en esta zona. Si predominan las segun-

das, el flujo tenderá a permanecer expandiéndose un determinado ángulo  $\delta_B$ . Así llegaríamos a la zona C en la que de nuevo sería válido el razonamiento seguido anteriormente. En el apartado siguiente se desarrollan métodos cuantitativos para estudiar este fenómeno. Esto va a ser posible gracias a que el estudio del eyector se ha dividido en 3 regiones diferenciadas, como se ilustra en la figura 61:

1. Región I: correspondiente a la tobera.
2. Región II: correspondiente al flujo secundario, hasta que se alcanzan condiciones sónicas (sección crítica de flujo secundario).
3. Región III: correspondiente al flujo primario desde que sale de la tobera hasta que llega a la sección crítica de flujo secundario.



**Figura 61:** Regiones del eyector para el modelo matemático.

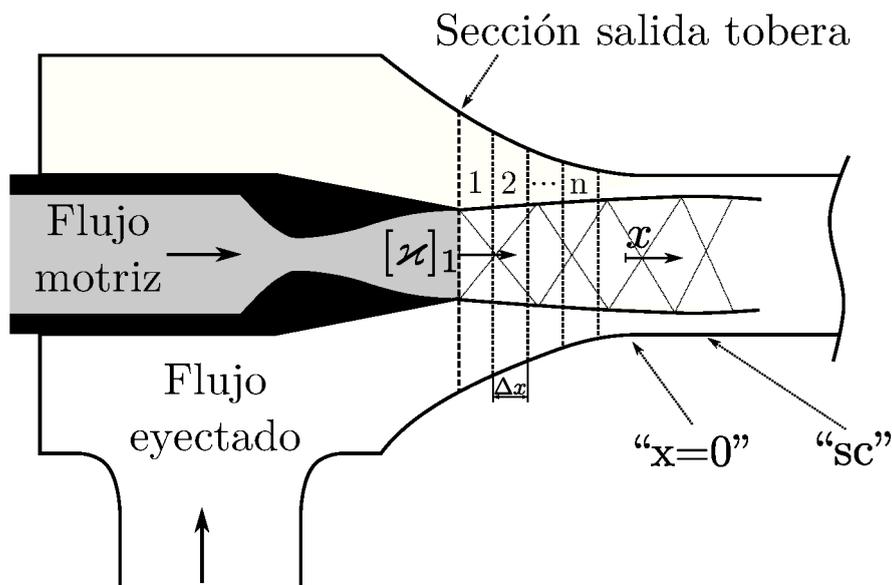
Las hipótesis del modelo, así como las adoptadas en cada región son:

1. Régimen estacionario.
2. El eyector opera en régimen supersónico (el flujo secundario se bloquea en alguna sección aguas abajo de la sección de descarga de la tobera).
3. Para la región I (tobera): Flujo isoentrópico de un gas no ideal bloqueado en la garganta de la tobera.
4. Para la región II (flujo secundario): Flujo isoentrópico de un gas no ideal bloqueado en la sección crítica, que es en principio desconocida y será determinada durante el proceso.
5. Para la región III:
  - 5.1. Flujo potencial axilsimétrico.
  - 5.2. No existe mezcla entre flujo primario y secundario.
  - 5.3. A la salida de la tobera el flujo es unidimensional y uniforme en la dirección "x".
  - 5.4. A efectos del modelo, la región III se divide en "n" subregiones de menor tamaño, como se muestra en la figura 62. Se establecen dos sistemas de referencia para la coordenada axial, uno situado al comienzo de la zona de área constante, al que atribuiremos el valor "x" (ver figura 2) y otro sistema de coordenadas cuyo origen se establece al comienzo de cada subregión y cuyo valor será " $[\mathcal{X}]_n$ ". Este sistema de coordenadas locales varía entre "0" y " $\Delta x$ " (longitud del subintervalo).
  - 5.5. Para poder resolver las ecuaciones de flujo potencial se supone flujo unidimensional sometido a pequeñas perturbaciones en las direcciones "x" (longitudinal) y "r" (radial).

Antes de empezar el desarrollo matemático es necesario introducir algunas pautas de nomenclatura para compactar las ecuaciones mostradas. En primer lugar se trabajará en coordenadas polares, denominando la coordenada axial “x”, la coordenada radial “r” y la coordenada angular “ $\theta$ ”. Dado que en esta parte van a aparecer ecuaciones diferenciales en derivadas parciales, se establece la siguiente designación simplificada:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \phi_x \text{ y } \frac{\partial \phi}{\partial r} = \phi_r$$

Donde “ $\phi$ ” es una función arbitraria. Recalcar que la derivada en “x” es igual a la derivada en “ $\mathcal{x}$ ”.



**Figura 62:** Subregiones en que se divide el eyector para la aplicación del modelo matemático.

Quiera que cada subregión va a tener una solución particular, se hace necesario una designación para diferenciar a que subregión nos estamos refiriendo en cada caso. Cuando no se indique nada, será aplicable por regla general a todas las subregiones. Caso contrario se indicará mediante [...]<sub>n</sub>, siendo “n” la subregión correspondiente.

## 5.2. Desarrollo teórico

El estudio del flujo a la salida de una tobera que descarga a un recinto de presión constante por métodos experimentales se remonta a 1899 (Emden [33]) y 1939 (Hartmann y Lazarus [44]), siendo el primer estudio teórico debido a Prandtl [88] y Rayleigh [93]. En la década de los 50 se mostraron soluciones exactas en forma de desarrollos en series por Pack [83] y Ward [119] para una aproximación lineal del problema de un chorro subexpandido. Más recientemente autores como Powell [86] han revisado estos conceptos.

El desarrollo del problema parte de la ecuación para flujo potencial axilsimétrico en coordenadas polares, que puede ser tomado de la bibliografía [101].

$$(c^2 - \phi_x^2)\phi_{xx} + (c^2 - \phi_r^2)\phi_{rr} - 2 \cdot \phi_x \phi_r \phi_{xr} + c^2 \cdot \frac{\phi_r}{r} = 0 \quad (100)$$

En donde “c” es la velocidad local del sonido. El valor particular para la velocidad del sonido depende de si consideramos el gas ideal o real.

Para el caso de gas ideal, que será de utilidad a la hora de hacer valoraciones sobre los órdenes de magnitud, podemos obtener a partir de la conservación de la energía una expresión tipo:

$$h + \frac{1}{2} \cdot V^2 = h_{ref} + c_p \cdot T + \frac{1}{2} \cdot V^2 = h_{ref} + \frac{c_p}{k \cdot R} \cdot c^2 + \frac{1}{2} \cdot V^2 = h_{ref} + \frac{1}{k-1} \cdot c^2 + \frac{1}{2} \cdot V^2 \quad (101)$$

$$c^2 = c_0^2 - \frac{k-1}{2} \cdot (\phi_x^2 + \phi_r^2) \quad (102)$$

En donde “ $c_0$ ” es la velocidad de sonido en el remanso.

Para un gas real la expresión para “ $c$ ” puede ponerse en función de la entropía y la entalpía:

$$c = \mathbf{c} \left( s_{0,m}, h_{0,m} - \frac{\phi_x^2 + \phi_r^2}{2} \right) \quad (103)$$

Por la hipótesis 5.5.5., se asumen pequeñas perturbaciones en un flujo uniforme con velocidad “ $V_\infty$ ” en la dirección “ $x$ ”. Matemáticamente podemos expresar el potencial “ $\phi$ ” como la superposición de un flujo uniforme a velocidad “ $V_\infty$ ”, más una función de perturbación “ $\varphi$ ”:

$$\phi = V_\infty \cdot \varkappa + \varphi(\varkappa, r) \quad (104)$$

De tal forma que la velocidad en el eje  $x$  se puede expresar como:

$$V_x = \phi_{(x)} = V_\infty + \varphi_{(x)} = V_\infty + u \quad (105)$$

La velocidad en la coordenada radial toma la forma:

$$V_r = \phi_{(r)} = \varphi_{(r)} = v \quad (106)$$

Las velocidades “ $u$ ” y “ $v$ ” representan las velocidades de perturbación en la dirección “ $x$ ” y “ $r$ ” respectivamente. Por otro lado las derivadas segundas toman la siguiente forma:

$$\phi_{(xx)} = \varphi_{(xx)}; \quad \phi_{(rr)} = \varphi_{(rr)}; \quad \phi_{(xr)} = \varphi_{(xr)} \quad (107)$$

Sustituyendo la ecuación (104) en (100) y reorganizando términos se llega a la expresión:

$$\left[ 1 - \left( \frac{V_\infty + u}{c} \right)^2 \right] \varphi_{xx} + \left[ 1 - \left( \frac{v}{c} \right)^2 \right] \varphi_{rr} - 2 \cdot \frac{(V_\infty + u) \cdot v}{c^2} \varphi_{xr} + \frac{v}{r} = 0 \quad (108)$$

Haciendo un análisis de órdenes de magnitud término a término para cada uno de los sumandos:

$$\begin{aligned} \left( \frac{V_\infty + u}{c} \right)^2 &= \frac{V_\infty^2}{c^2} + \frac{2 \cdot V_\infty \cdot u}{c^2} + \frac{u^2}{c^2} \approx \frac{V_\infty^2}{c^2} \\ \left( \frac{v}{c} \right)^2 &\approx 0 \\ \frac{(V_\infty + u) \cdot v}{c^2} &= \frac{V_\infty \cdot v}{c^2} + \frac{u \cdot v}{c^2} \approx 0 \end{aligned} \quad (109)$$

En donde se ha supuesto, debido a que los términos  $u$  y  $v$  son en principio pequeños frente al término  $V_\infty$ , las siguientes desigualdades:

$$u^2 \ll c^2; \quad v^2 \ll c^2; \quad u \cdot v \ll c^2; \quad V_\infty \cdot u \ll c^2; \quad V_\infty \cdot v \ll c^2 \quad (110)$$

La ecuación (108), tras el análisis de órdenes de magnitud, puede ser reescrita como:

$$\left[ 1 - \left( \frac{V_\infty}{c} \right)^2 \right] \varphi_{xx} + \varphi_{rr} + \frac{v}{r} = 0 \quad (111)$$

La ecuación (111) no es lineal por el término  $\left(\frac{V_\infty}{c}\right)^2$ . Sin embargo partiendo de la definición del número de Mach y aplicando los órdenes de magnitud mostrados en la ecuación (110), podemos escribir:

$$M^2 = \frac{\phi_{(x)}^2 + \phi_{(r)}^2}{c^2} = \frac{(V_\infty + u)^2 + v^2}{c^2} = \frac{V_\infty^2}{c^2} + \frac{2 \cdot V_\infty \cdot u}{c^2} + \frac{u^2}{c^2} + \left(\frac{v}{c}\right)^2 \approx \left(\frac{V_\infty}{c}\right)^2 \quad (112)$$

Por otra parte, haciendo uso de la ecuación transformada de conservación de la energía (101), podemos escribir:

$$c^2 + \frac{k-1}{2} \cdot [(V_\infty + u)^2 + v^2] = c_\infty^2 + \frac{k-1}{2} \cdot V_\infty^2 \quad (113)$$

Aplicando los órdenes de magnitud expresados en las ecuaciones (110), la expresión (113) toma la siguiente forma:

$$\begin{aligned} 1 + \frac{k-1}{2} \cdot \frac{(V_\infty + u)^2 + v^2}{c^2} &= \frac{c_\infty^2}{c^2} + \frac{k-1}{2} \cdot \frac{V_\infty^2}{c^2} \\ 1 + \frac{k-1}{2} \cdot \frac{V_\infty^2}{c^2} &= \frac{c_\infty^2}{c^2} + \frac{k-1}{2} \cdot \frac{V_\infty^2}{c^2} \\ 1 &\approx \frac{c_\infty^2}{c^2} \end{aligned} \quad (114)$$

Donde  $c_\infty$  es la velocidad del sonido cuando la velocidad del flujo es  $V_\infty$ .

El número de Mach definido en la ec. (112) puede ser reescrito usando la ec. (114) como:

$$M^2 = \frac{\phi_{(x)}^2 + \phi_{(r)}^2}{c_\infty^2} \cdot \frac{c_\infty^2}{c^2} \approx \frac{V_\infty^2}{c_\infty^2} = M_\infty^2 \quad (115)$$

Este número de Mach “ $(M_\infty)$ ” es independiente de la posición, siendo función única de las condiciones de contorno de la subregión, por lo que la ecuación (111) puede quedar finalmente escrita como una ecuación diferencial lineal en derivadas parciales de segundo orden (ec. 117). Esta ecuación será la base del proceso de resolución.

$$(M_\infty^2 - 1) \cdot \varphi_{(xx)} - \varphi_{(rr)} - \frac{\varphi_{(r)}}{r} = 0 \quad (116)$$

La forma canónica de la ecuación (116) se obtiene de forma inmediata:

$$\alpha^2 \cdot \varphi_{(xx)} - \varphi_{(rr)} - \frac{\varphi_{(r)}}{r} = 0 \quad (117)$$

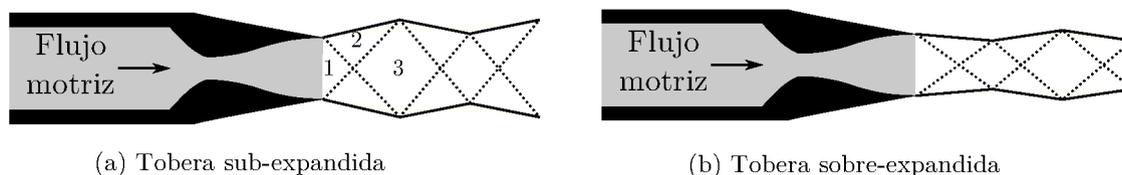
En donde  $\alpha^2 = (M_\infty^2 - 1)$ , que por ser el flujo en la región III supersónico, tomará siempre valores reales y positivos.

Si bien todas la referencia bibliográficas ([88], [93], [83], [119]) resuelven esta ecuación para condiciones de presión constante en la frontera, el objetivo de este apartado es resolver la ecuación (117) para condiciones de presión variables. La idea detrás del proceso de solución propuesto es simple, dividir la coordenada “x” en pequeños “ $\Delta x$ ” de tal forma que para cada subregión podamos admitir condiciones de presión constante. Por lo tanto la ecuación (117) será resuelta para las “n” subregiones que se muestran en la figura 62, donde cada una de ellas tendrá una presión marcada por la evolución del flujo secundario.

### **Solución de la ecuación (117) para una subregión:**

La ecuación (117) es una ecuación tipo hiperbólica que aparece en otros problemas de la física (ecuación de onda), como la vibración de discos delgados (espesor despreciable en relación al diámetro) con simetría angular. El esquema de solución para este tipo de problemas es similar, exceptuando un particularidad única del eyector. Para el caso, por ejemplo de la membrana, el

dominio computacional está en principio claro, la coordenada temporal va desde “0” hasta el tiempo de cálculo requerido, mientras que la coordenada radial se extiende de “0” hasta “R” (radio de la membrana). Para el caso del eyector parece en principio que el dominio de cálculo no es a priori evidente. En la coordenada “ $x$ ”, para cada subregión, vamos de “0” a “ $\Delta x$ ”, mientras que para la coordenada “r” vamos de “0” hasta la frontera. ¿Cuánto es el valor de la frontera?. Pues en principio es desconocido y precisamente es el valor que queremos calcular. Para tener el lector una visión más clara del problema se puede acudir al problema plano (en vez del axilsimétrico) y emplear el método de las características. Para el caso más elemental de que la presión exterior sea constante, y asumiendo todas las compresiones y expansiones como una única discontinuidad, la solución es del tipo diente de sierra como se muestra en la figura 63. El caso (a) es para un flujo sub-expandido y el (b) es para un flujo sobre-expandido. La solución de este problema es clásico en los libros de flujo compresible [101], pero no obstante es preciso recalcar las condiciones necesarias para que la solución por el método de las características se corresponda con la solución física del problema. Esta condición es simple para el caso de una tobera descargando a un ambiente de presión uniforme: para el caso de una tobera adaptada (la presión exterior es justamente igual a la presión en la sección de salida de la tobera, suponiendo que el fluido que viaja por la tobera se ha expandido de forma isoentrópica desde el remanso) no existe modificación del flujo por ondas de presión, de forma que el flujo es una corriente unidireccional (la realidad no es exactamente esta, pues está el fenómeno de la capa límite y las perturbaciones que haya podido inducir el perfil de la tobera). A medida que la presión exterior se aleje más (tanto por arriba como por abajo) de la presión correspondiente a la situación de tobera adapta, los saltos de presión a través de las correspondientes ondas de compresión y expansión serán superiores. Desde que se ha supuesto flujo isoentrópico, tanto las ondas de compresión y expansión conservan la entropía. Según la relación de Rankine-Hugoniot, las compresiones se acercan tanto más a un proceso isoentrópico cuanto menor sea el salto de presiones. Por lo tanto a medida que la tobera se aleja de la situación adaptada, la hipótesis de flujo isoentrópico dejará de cumplirse. Por otra parte, como se ha introducido la hipótesis 5.5.5. de pequeñas perturbaciones, es de esperar que ha medida que los saltos de presiones sean mayores, mayor serán los términos de perturbación de la velocidad, pudiendo dejar de esta manera de ser pequeños en relación con la velocidad principal. En síntesis, la solución por el método de las características divergirá más de la solución real a medida que nos alejemos de la condición de tobera adaptada. ¿Cuantificablemente cuánto es el alejamiento? Realmente no he encontrado un número cuantificable a este particular, si bien parece ser mucho más restrictivo el caso sobre-expandido (“ondas” de compresión a la salida de la tobera) que el sub-expandido (“ondas” de expansión a la salida de la tobera). En cualquier caso, el eyector tiene un argumento positivo en esta parte: por regla general, experimentalmente, se trabaja con toberas adaptadas o cerca de esta condición, de forma que la variación más importante de presión se produce en la evolución del flujo secundario hasta el bloqueo; proceso que ocurre de forma progresiva y puede ser modelado mediante soluciones linealizadas.



**Figura 63:** Salida de un eyector de dos dimensiones a un ambiente de presión constante según el método de las características.

De todo lo anterior se deduce que la coordenada radial extrema, para el problema del eyector axilsimétrico, también oscilará alrededor del radio correspondiente a la salida de la tobera. El orden de magnitud de la distancia axial entre las oscilaciones máximas y mínimas es, según Prandtl [88], del orden  $1,306 \cdot \sqrt{M_{st}^2 - 1} \cdot d_{st}$ .

El orden de magnitud de la desviación máxima de la frontera es aproximadamente:

$$\text{Desviación máxima frontera} = \frac{v}{V_{\infty} + u} \cdot x_{\text{referencia}} \quad (118)$$

Donde “u” y “v” deben de estar evaluados en la frontera y el valor de “ $x_{\text{referencia}}$ ” es, como ya se ha dicho, del orden del diámetro de la tobera.

Asumiendo de nuevo que “u” y “v” son pequeños en relación a “ $V_{\infty}$ ”, al igual que se hizo para el análisis de órdenes de magnitud mostrados en el conjunto de desigualdades (110), se considerará la variación del perfil despreciable. No obstante, a pesar de que formalmente la región de cálculo radial es de “0” a “ $\frac{d_{st}}{2}$ ”, vamos a ser capaces de calcular el perfil de la frontera integrando a lo largo de cada subregión el valor de  $\int \frac{v}{V_{\infty} + u} dx$ .

Estando “u” y “v” evaluados en “ $\frac{d_{st}}{2}$ ”.

Sintetizaremos matemáticamente de forma rigurosa estos principios más adelante, pero una vez establecido el dominio de cálculo es preciso establecer la condiciones iniciales y de contorno para cada subregión. Siguiendo la misma estructura que para el caso de la membrana vamos a tener cuatro condiciones, dos iniciales y dos de contorno.

1. Condición de contorno: simetría para  $r=0$ .
2. Condición de contorno: velocidad en  $r=\frac{d_{st}}{2}$  conocida.
3. Condición inicial: se conoce la componente en “x” de la velocidad para  $\varkappa = 0$ .
4. Condición inicial: se conoce la componente en “r” de la velocidad para  $\varkappa = 0$ .

Todas, excepto la segunda, son de fácil comprensión. La condición de contorno de velocidad en “ $\frac{d_{st}}{2}$ ” (frontera) necesita ser cuidadosamente desgranada. Por la hipótesis de inmiscibilidad y asumiendo el equilibrio de fuerzas en la frontera, la presión del flujo primario en la frontera debe ser igual a la del flujo secundario. Asumiendo flujo isoentrópico, la velocidad del flujo primario en la frontera equivale a una expansión desde las condiciones de remanso hasta la presión existente en la frontera, que llamaremos “ $V_{fr,m}$ ”. Esta velocidad debe ser la composición de las velocidades en “x” y en “r”:

$$V_{fr,m}^2 = (V_{\infty} + u)^2 + v^2 = V_{\infty}^2 + 2 \cdot V_{\infty}u + u^2 + v^2 \approx V_{\infty}^2 + 2 \cdot V_{\infty} \cdot u \quad (119)$$

Desde que “ $V_{\infty}$ ” no está rigurosamente definida, sino que es el concepto de “velocidad media o predominante”, la ecuación (119) podría ser satisfecha de varias maneras. En cualquier caso es ilustrativo volver al caso plano y el método de las características. La figura 63(a) (perfectamente es válido el razonamiento para el caso (b)) ha sido dividida en tres regiones: “1”, “2” y “3”. Las condiciones de presión y velocidad en “1” son aquellas existentes a la salida de la tobera (“ $V_{m,st}$ ” y “ $p_{m,st}$ ”). En “2” y según la nomenclatura establecida, las condiciones serán las existentes en la frontera (“ $V_{fr,m}$ ” y “ $p_{m,fr}$ ”). En “3”, tenemos  $p_3 = 2 \cdot p_2 - p_1$  siendo la velocidad aproximadamente  $V_3 = 2 \cdot V_2 - V_1$ . La velocidad media es por tanto:

$$V_{\infty} \approx V_{\text{media}} \approx \frac{V_1 + V_2 + V_3}{3} = \frac{V_1 + V_2 + 2 \cdot V_2 - V_1}{3} = V_2 = V_{fr,m} \quad (120)$$

Sustituyendo este resultado en la ecuación (119), llegamos a que  $u = 0$ . Esta suposición es la que han realizado otros autores sin dar ninguna argumentación física sobre ella [119]. En cualquier caso si hacemos que  $u \neq 0$ , el problema se torna fastuoso, al menos desde un abordaje analítico.

Esta condición, al igual que para el caso de la membrana, va a permitir el desarrollo en series de Bessel de la componente radial.

Matemáticamente las cuatro condiciones iniciales y de contorno quedan formuladas de la siguiente manera:

1. Condición de contorno: simetría para  $r=0$ .

$$r = 0 \rightarrow \varphi_{(r)} = v = 0 \quad \forall x \quad (121)$$

2. Condición de contorno: velocidad en  $r=\frac{d_{st}}{2}$  conocida.

$$r = \frac{d_{st}}{2} \rightarrow \varphi_{(x)} = u = 0 \quad (122)$$

$$\text{Colateralmente se obtiene: } V_{\infty} = V_{fr,m} \quad (123)$$

3. y 4. Condición inicial: se conoce la componente en “x” de la velocidad para  $\varkappa = 0$ .  
Condición inicial: se conoce la componente en “r” de la velocidad para  $\varkappa = 0$ .

Subregión 1 (salida de la tobera):

$$[V_x]_1 = V_{st,m} \quad (124)$$

$$[V_r]_1 = 0 \quad (125)$$

Para la subregión “n”:

$$[V_x]_n = [V_{\infty} + \varphi_{(x)}(\Delta x, r)]_{n-1} \quad (126)$$

$$[V_r]_n = [\varphi_{(r)}(\Delta x, r)]_{n-1} \quad (127)$$

La ecuación (117) se resuelve mediante el método de separación de variables. De tal forma que el potencial de perturbación “ $\varphi$ ” se puede expresar como:

$$\varphi(\varkappa, r) = \Upsilon(\varkappa)\Psi(r) \quad (128)$$

Sustituyendo la ecuación (128) en (117) y reorganizando términos:

$$\frac{1}{\Upsilon(\varkappa)} \frac{d^2\Upsilon}{dx^2} = \frac{1}{\alpha^2 \cdot \Psi(r)} \frac{d^2\Psi}{dr^2} + \frac{1}{\alpha^2 \cdot r \cdot \Psi(r)} \frac{d\Psi}{dr} = \text{constante} = \lambda^2 \quad (129)$$

Separando la solución en la coordenada “x” y “r” se obtiene:

$$\frac{d^2\Upsilon}{dx^2} - \lambda^2\Upsilon = 0 \quad (130)$$

$$r \frac{d}{dr} \left( r \frac{d\Psi}{dr} \right) - \alpha^2 \cdot r^2 \cdot \lambda^2 \cdot \Psi = 0 \quad (131)$$

Las soluciones generales para las ecuaciones (130) y (131) son respectivamente:

$$\Upsilon(\varkappa) = A \cdot \sin(\lambda\varkappa) + B \cdot \cos(\lambda\varkappa) \quad (132)$$

$$\Psi(r) = C \cdot J_0(\alpha\lambda r) + D \cdot Y_0(\alpha\lambda r) \quad (133)$$

Donde “ $J_0$ ” y “ $Y_0$ ” son las funciones de Bessel de primer y segundo tipo y orden cero respectivamente.

La solución global puede ser escrita como:

$$\phi = V_{\infty} \cdot \varkappa + \varphi = V_{\infty} \cdot \varkappa + \Upsilon \cdot \Psi = V_{\infty} \cdot \varkappa + [A \cdot \sin(\lambda\varkappa) + B \cdot \cos(\lambda\varkappa)] \cdot [C \cdot J_0(\alpha\lambda r) + D \cdot Y_0(\alpha\lambda r)] \quad (134)$$

Para la aplicación de las condiciones de contorno, las velocidades “u” y “v” se pueden escribir como:

$$u = [A \cdot \lambda \cdot \cos(\lambda\varkappa) - B \cdot \lambda \cdot \sin(\lambda\varkappa)] \cdot [C \cdot J_0(\alpha\lambda r) + D \cdot Y_0(\alpha\lambda r)] \quad (135)$$

$$v = [A \cdot \sin(\lambda\varkappa) + B \cdot \cos(\lambda\varkappa)] \cdot [-C \cdot \alpha \cdot \lambda \cdot J_1(\alpha\lambda r) + D \cdot \alpha \cdot \lambda \cdot Y_1(\alpha\lambda r)] \quad (136)$$

Las condiciones iniciales y de contorno pueden ser fácilmente aplicadas:

1. Condición de contorno: simetría para  $r=0$  (ec. (121) ).

$$[A \cdot \sin(\lambda z) + B \cdot \cos(\lambda z)] \cdot [-C \cdot \alpha \cdot \lambda \cdot J_1(0) + D \cdot \alpha \cdot \lambda \cdot Y_0(0)] = 0 \quad (137)$$

Como  $J_1(0) = 0$  y  $Y_1(0) \rightarrow \infty$ , para cumplir la igualdad (137), “D=0”.

2. Condición de contorno: velocidad en  $r=\frac{d_{st}}{2}$  conocida (ec. (122) ).

$$[A \cdot \lambda \cdot \cos(\lambda z) - B \cdot \lambda \cdot \sin(\lambda z)] \cdot \left[ -C \cdot J_0 \left( \frac{\alpha \cdot \lambda \cdot d_{st}}{2} \right) \right] = 0 \quad (138)$$

Esta condición requiere que:

$$J_0 \left( \frac{\alpha \cdot \lambda \cdot d_{st}}{2} \right) = 0 \Rightarrow \frac{\alpha \cdot \lambda \cdot d_{st}}{2} = \beta_i \quad (139)$$

Por lo tanto “ $\lambda$ ” tendrá infinitas soluciones que pueden ser expresadas como:

$$\lambda_i = \frac{2 \cdot \beta_i}{\alpha \cdot d_{st}} \quad (140)$$

Donde “ $\beta_i$ ” son las raíces de la función de Bessel “ $J_0$ ”. Es interesante notar que el producto  $(\alpha \cdot \lambda_i)$  es idéntico para todas las subregiones, ya que es igual a  $\frac{2 \cdot \beta_i}{d_{st}}$ . Sin embargo los valores individuales de “ $\alpha$ ” y “ $\lambda_i$ ” dependen de cada subregión.

3. y 4. Condiciones iniciales: se conocen las componentes en “x” y en “r” de la velocidad para  $z = 0$  (ec. (124) a (127) ).

Finalmente la solución general de la función de perturbación para una subregión “n” puede ser escrita como:

$$[\varphi(z, r)]_n = \sum_{i=1}^{\infty} \left( [A_i]_n \cdot \sin([\lambda_i]_n z) + [B_i]_n \cdot \cos([\lambda_i]_n z) \right) \cdot J_0(\alpha \lambda_i r) \quad (141)$$

La solución general dadas las condiciones iniciales establecidas en (126) y (127), tras realizar el correspondiente desarrollo en series de Fourier, arroja las siguientes expresiones para los coeficientes  $[A_i]_n$  y  $[B_i]_n$ :

$$[A_i]_n = \frac{4 \cdot ([V_{\infty}]_{n-1} - [V_{\infty}]_n)}{(\alpha \cdot \lambda_i) \cdot [\lambda_i]_n \cdot d_{st} \cdot J_1(\beta_i)} + \left[ \frac{[\lambda_i]_{n-1}}{[\lambda_i]_n} \right] \cdot \left( [A_i]_{n-1} \cdot \cos([\lambda_i]_{n-1} \Delta x) - [B_i]_{n-1} \cdot \sin([\lambda_i]_{n-1} \Delta x) \right) \quad (142)$$

$$[B_i]_n = [A_i]_{n-1} \cdot \sin([\lambda_i]_{n-1} \Delta x) + [B_i]_{n-1} \cdot \cos([\lambda_i]_{n-1} \Delta x) \quad (143)$$

Para la subregión 1 (ec. (124) y (125) ), el flujo en  $[z]_1 = 0$  se supone uniforme (hipótesis 5.5.3.), lo que equivale a asumir que existe una subregión “0” de forma que los coeficientes  $[A_i]_0$  y  $[B_i]_0$  son iguales a cero. Los valores de  $[A_i]_1$  y  $[B_i]_1$  pueden obtenerse fácilmente particularizando a partir de la formulación general:

$$[A_i]_1 = \frac{4 \cdot (V_{st,m} - [V_{\infty}]_n)}{(\alpha \cdot \lambda_i) \cdot [\lambda_i]_1 \cdot d_{st} \cdot J_1(\beta_i)} \quad (144)$$

$$[B_i]_1 = 0 \quad (145)$$

En resumen las velocidades perturbadas quedan como:

$$u = \sum_{i=1}^{\infty} \left( A_i \cdot \lambda_i \cdot \cos(\lambda_i z) - B_i \cdot \lambda_i \cdot \sin(\lambda_i z) \right) \cdot J_0(\alpha \lambda_i r) \quad (146)$$

$$v = - \sum_{i=1}^{\infty} \left( A_i \cdot \sin(\lambda_i z) + B_i \cdot \cos(\lambda_i z) \right) \cdot \alpha \cdot \lambda_i \cdot J_1(\alpha \lambda_i r) \quad (147)$$

Para todos los casos, el valor de “ $\alpha$ ” se calcula a partir de la definición ( ver ec. (116)):

$$\alpha = \sqrt{M_{\infty}^2 - 1} = \sqrt{\left( \frac{V_{\infty}}{c_{\infty}} \right)^2 - 1} \quad (148)$$

En donde “ $c_{\infty} = \mathbf{c}(s_{0,m}, h_{0,m} - 0,5 \cdot V_{\infty}^2)$ ” (recordar el análisis de órdenes de magnitud de la ecuación (114) ).

### 5.3. Implementación práctica

En el apartado anterior se han expuesto los fundamentos para resolver un problema que puede ser enunciado como: evolución de un flujo supersónico axilsimétrico, que inicialmente fluye por un disco de radio “ $\frac{d_{st}}{2}$ ” donde su velocidad es conocida para todo el dominio del mismo y la condición de frontera para “ $\frac{d_{st}}{2}$ ” es de presión uniforme y constante.

Dado que el objetivo es concatenar los resultados de “ $n$ ” subregiones, hemos de exponer de forma concisa el proceso de asignación de condiciones iniciales y de contorno al transitar de una subregión a la adyacente.

El valor de “ $V_{\infty}$ ” para cada subregión, como ya se ha deducido en la ecuación (120), puede ser determinado asumiendo una expansión isoentrópica del flujo primario desde el remanso hasta la presión del flujo secundario en la misma sección. El problema radica en que se desconoce, en principio, la posición de la frontera en la sección particular. El problema para calcular “ $V_{\infty}$ ”, dada una subregión “ $n$ ”, puede estructurarse como sigue:

1. Obtener la posición de la interfaz entre el flujo primario y el secundario.

Para ello se supone conocido lo que ocurre en la sección “ $n-1$ ” y anteriores, de forma que la posición de la frontera al comienzo de la subregión “ $n$ ”, puede ser calculada integrando la trayectoria de una partícula que se desplaza por la frontera a lo largo de todas las subregiones anteriores ( de la “1” a la “ $n-1$ ” ). La pendiente para cada subregión puede ser calculada como:

$$\left( \frac{dr}{dz} \right)_{fr} = \left( \frac{v}{V_{\infty} + u} \right)_{fr} = - \frac{[\alpha]_n}{[V_{\infty}]_n} \sum_{i=1}^{\infty} J_1(\beta_i) \cdot \left( [A_i]_n \cdot \sin([\lambda_i]_n z) + [B_i]_n \cdot \cos([\lambda_i]_n z) \right) \quad (149)$$

El perfil de la frontera para cada posición se obtiene integrando la expresión (149) a lo largo de las “1” a “ $n-1$ ” subregiones, de forma que la posición radial de la frontera al comienzo de la subregión “ $n$ ” se puede escribir como:

$$\begin{aligned} \left[ \frac{dr}{2} \right]_n &= \sum_{j=1}^{n-1} \left[ \int_0^{\Delta x} \left[ \left( \frac{dr}{dz} \right)_{fr} \right]_j dz \right] = \\ &= \sum_{j=1}^{n-1} \left[ - \frac{[\alpha]_j}{[V_{\infty}]_j} \sum_{i=1}^{\infty} J_1(\beta_i) \cdot \left( - \frac{[A_i]_j}{[\lambda_i]_j} \cdot (\cos([\lambda_i]_j \Delta x) - 1) + \frac{[B_i]_j}{[\lambda_i]_j} \cdot \sin([\lambda_i]_j \Delta x) \right) \right] \end{aligned} \quad (150)$$

Como estamos dividiendo el espacio en pequeños “ $\Delta x$ ”, podemos aproximar la integral de la expresión (149) a lo largo de las “1” a “n-1” subregiones de forma discreta:

$$\left[ \frac{d_{fr}}{2} \right]_n = \sum_{j=1}^{n-1} \left( [v(0, d_{fr2})]_j + [v(\Delta x, d_{fr2})]_j \right) \cdot \frac{\Delta x}{2 \cdot [V_\infty]_j} \quad (151)$$

2. Calcular la presión de flujo secundario al comienzo de la subregión “n”.

La presión de flujo secundario “[ $p_e$ ]<sub>n</sub>” al comienzo de la región “n” puede ser calculada fácilmente, puesto que sabiendo la posición de la frontera, calculada en el punto anterior, podemos calcular de forma inmediata el área de paso de flujo secundario “[ $A_e$ ]<sub>n</sub>”. Puesto que el régimen de operación para el que son aplicables esas expresiones es el flujo crítico, supongamos por un instante que conocemos el área de la garganta de flujo secundario “ $A_{sc,e}$ ”, las soluciones para gas ideal y real se pueden escribir respectivamente como:

- 2.1. Para gas ideal, mediante el empleo de las ecuaciones para movimiento isentrópico de gases mostrado en la nomenclatura:

$$[p_e]_n = p_{0,e} \cdot \left[ f_P \left( f_A^{-1} \left( \frac{[A_e]_n}{A_{sc,e}} \right) \right) \right]^{-1} \quad (152)$$

- 2.2. Gas real: La solución a este problema se encuentra explicado de forma detallada en la revisión bibliográfica, mostrando sistema de ecuaciones (98) a resolver.

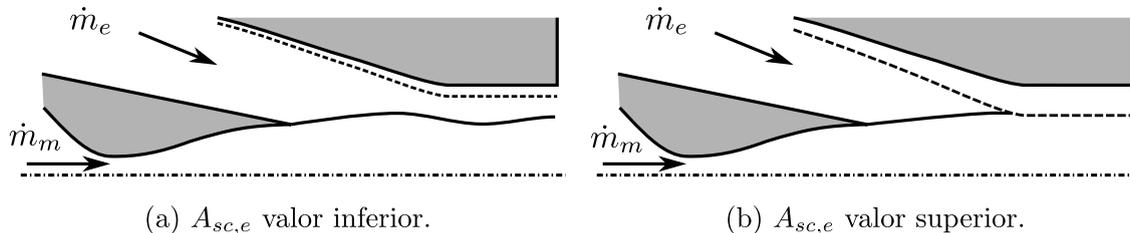
3. Calcular la velocidad “[ $V_\infty$ ]<sub>n</sub>” asumiendo una expansión isentrópica de flujo primario desde el remanso hasta “[ $p_e$ ]<sub>n</sub>”. Igualmente este problema se ha detallada en la revisión bibliográfica, el sistema de ecuaciones a resolver es el mismo que en el caso anterior, únicamente modificando la incógnitas (99).

Tras esta lista de operaciones, tendríamos en principio el problema resuelto; nada más alejado de la realidad pues observemos que en este proceso hemos supuesto conocido el área de la “garganta” de flujo secundario “ $A_{sc,e}$ ”. Se ha de buscar algún mecanismo para poder asesorar la bondad de esta suposición. Este mecanismo es puramente geométrico, pues si hemos supuesto un determinado área “ $A_{sc,e}$ ”, posteriormente en el proceso de cálculo de la frontera por la ecuación (150) se ha de alcanzar, en efecto, este área. Para simplificar la retórica asumamos que el área de paso lo podemos poner como función de la posición de la frontera, “ $A_{sc,e} = A(d_{fr})$ ”. En la sección crítica, el diámetro de la frontera es “ $d_{sc,fr}$ ”. El método de resolución numérico que parece adaptarse de forma natural a este procedimiento es la bisección. Los dos valores extremos iniciales son, por la parte baja “ $A_{sc,e} \approx 0$ ” y por la parte alta “ $A_{sc,e} = A\left(\frac{d_{st}}{2}\right)$ ”. Para el caso de suponer un “ $A_{sc,e}$ ” pequeño, la frontera entre flujo primario y secundario se debería desplazar hasta escasa distancia de la pared de la cámara de mezcla, sin embargo, la resolución del problema por el método descrito origina una solución que nunca consigue que el secundario alcance este área “ $A_{sc,e}$ ” supuesto. Gráficamente podemos ver esta descripción en la figura 64(a). La línea punteada cerca de la pared exterior se corresponde con la posición de la frontera que hace que “ $A_{sc,e}$ ” sea un valor supuesto inicial pequeño. Como se puede observar el flujo primario evoluciona sin que intercepte la posición de frontera supuesta. Como conclusión el “ $A_{sc,e}$ ” supuesto ha de ser mayor.

Para el caso opuesto de suponer que “ $A_{sc,e}$ ” es grande, se concluye que el flujo primario interceptará la posición radial que hace que el área de paso de secundario sea el supuesto. Este hecho puede ser apreciado en la figura 64(b), de donde se concluye que el “ $A_{sc,e}$ ” supuesto ha de ser menor.

El método de la bisección irá, paso a paso, acotando un límite inferior y otro superior a la solución hasta obtener una determinada tolerancia. Una vez conocido el área “ $A_{sc,e}$ ”, calcular el cociente de masas es inmediato ( el caudal másico tanto de flujo primario como secundario para gas real se calculan fácilmente a través de la ecuación (97) ). Tal y como se mencionó en el

preámbulo de este apartado, el método de resolución es válido para eyectores de área variable y área constante. Y no solo eso, sino que permite establecer en el proceso de resolución, la posición longitudinal en que se encuentra la sección crítica. No hay que realizar ningún cálculo extra, pues según el método de la bisección la posición de la sección crítica se corresponde con el punto en que el área supuesta “ $A_{sc,e}$ ” más se acerca a la calculada por la iteración (caso de la solución inferior) o aquel en que son iguales (caso de la solución superior).



**Figura 64:** Situación inicial para la resolución del problema mediante el método de la bisección.

Tal y como se formularon las hipótesis, la presión de descarga no influye en el proceso de cálculo. Sin embargo, tal y como se ha insistido en la revisión bibliográfica, un valor elevado de presión de descarga hará que el eyector entre en flujo mixto y todo el proceso de cálculo presentado sea espurio. Bajo las siguientes hipótesis vamos a ser capaces de calcular la presión máxima de descarga compatible con el régimen supersónico caso de eyectores de área constante o régimen “CS” para el caso de eyectores de área variable.

1. La sección crítica se encuentra en la zona de área constante.
2. La zona de área constante es larga para asumir mezcla uniforme a la salida.
3. Las ecuaciones de conservación de la masa, cantidad de movimiento y energía planteadas desde la sección crítica hasta la salida de la zona de área constante tienen dos soluciones, una correspondiente a flujo supersónico y otra correspondiente a flujo subsónico. Se tomará como solución la correspondiente a flujo subsónico.
4. Para el caso de que exista difusor se supondrá deceleración isentrópica
5. Se desprecia el término de fricción con la pared.

Las ecuaciones de conservación planteadas para el volumen de control comprendido entre la sección crítica y la salida de área constante (“ $x=L$ ”) se pueden expresar como:

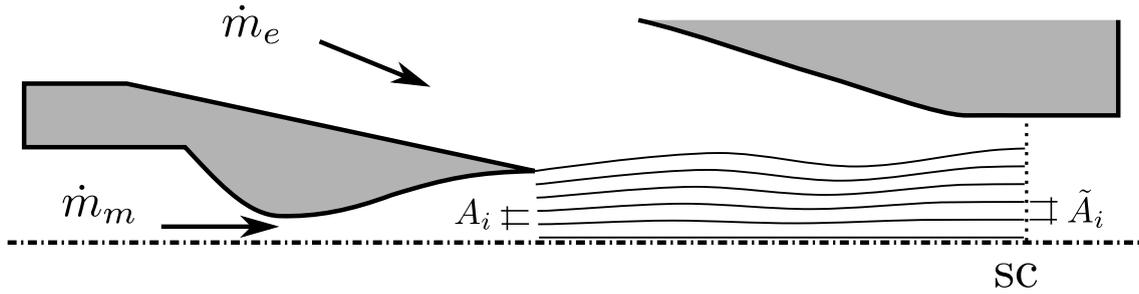
$$\begin{aligned} \dot{m}_m + \dot{m}_e &= \rho_L \cdot A_{ac} \cdot V_L \\ \int_0^{\frac{dst}{2}} (\rho_{sc,m} V_{sc,m}^2 + p_{sc,m}) \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot \zeta \cdot dr + (\rho_{sc,e} \cdot V_{sc,e}^2 + p_{sc,e}) \cdot A_{sc,e} &= \rho_L \cdot A_{ac} \cdot V_L^2 + p_L \cdot A_{ac} \\ \dot{m}_m \cdot h_{0,m} + \dot{m}_e \cdot h_{0,e} &= \rho_L \cdot A_{ac} \cdot V_L \cdot \left( h_L + \frac{V_L^2}{2} \right) \end{aligned} \quad (153)$$

En donde los caudales máxicos “ $\dot{m}_m$ ” y “ $\dot{m}_e$ ” se calculan mediante la ecuación (97).

El término integral  $\left( \int_0^{\frac{dst}{2}} (\rho_{sc,m} V_{sc,m}^2 + p_{sc,m}) \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot \zeta \cdot d \right)$  de la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento se corresponde al flujo primario. Para el cálculo de “ $\rho_{sc,m}$ ” y “ $p_{sc,m}$ ” se parte del hecho que se conoce la entropía específica “ $s_{sc,m} = s_{0,m}$ ” y la entalpía a través da la conservación de la energía  $h_{sc,m} = h_{0,m} - 0,5 \cdot [(V_\infty + u)^2 + v^2]$ . Tanto la densidad como la presión la podemos escribir fácilmente empleando las ecuaciones de estado: “ $\rho_{sc,m} = \mathbf{rho}(h_{sc,m}, s_{sc,m})$ ” y “ $p_{sc,m} = \mathbf{p}(h_{sc,m}, s_{sc,m})$ ”. Esta integral se realizará numéricamente mediante la regla del trapecio. El último parámetro que queda por analizar es “ $\zeta$ ”. Para entender el significado de este parámetro observemos la figura 65. Igual que la frontera

se ha desplazado una determinada distancia desde  $\frac{d_{st}}{2}$ , hasta el valor mostrado por la ecuación (150), el resto de puntos se desplazarán según la misma integral para el radio correspondiente. De esta forma se obtienen las líneas de corriente que se muestran en la figura 65. Si bien la velocidad “ $u$ ” y “ $v$ ” están definidas para un rango de diámetros de 0 a  $\frac{d_{st}}{2}$ , el área comprendida entre cada línea de corriente es sensiblemente distinta entre la sección a la salida de la tobera y la sección crítica. El parámetro “ $\zeta$ ” viene a ser, para cada intervalo en que se realiza la integral por la regla del trapecio, la relación entre el área de las correspondientes líneas de corriente en “ $x=st$ ” y “ $x=sc$ ”. Según la nomenclatura de la figura 65 este parámetro queda definido como

$$\zeta = \frac{\tilde{A}_i}{A_i} \quad (154)$$



**Figura 65:** Líneas de corriente empleando el modelo.

El conjunto de ecuaciones expresadas en 153 tienen 4 incógnitas (“ $\rho_L$ ”, “ $p_L$ ”, “ $h_L$ ” y “ $V_L$ ”). Según la existencia o no de difusor la solución para la presión máxima de descarga se puede expresar respectivamente como:

1. Sin difusor: la presión “ $p_L$ ” es directamente la “ $p_{descarga}$ ”. La ecuación restante para completar un sistema de 4 ecuaciones con 4 incógnitas es la ecuación de estado:  
 $p_L = \mathbf{p}(\rho_L, h_L)$ .
2. Con difusor: primero se resuelve el problema como si no existiese difusor. El incremento de presión debido al difusor se puede calcular mediante las siguientes ecuaciones:

$$\rho_L \cdot A_{ac} \cdot V_L = \rho_D \cdot A_D \cdot V_D$$

$$\rho_L \cdot A_{ac} \cdot V_L \cdot \left( h_L + \frac{V_L^2}{2} \right) = \rho_D \cdot A_D \cdot V_D \cdot \left( h_D + \frac{V_D^2}{2} \right)$$

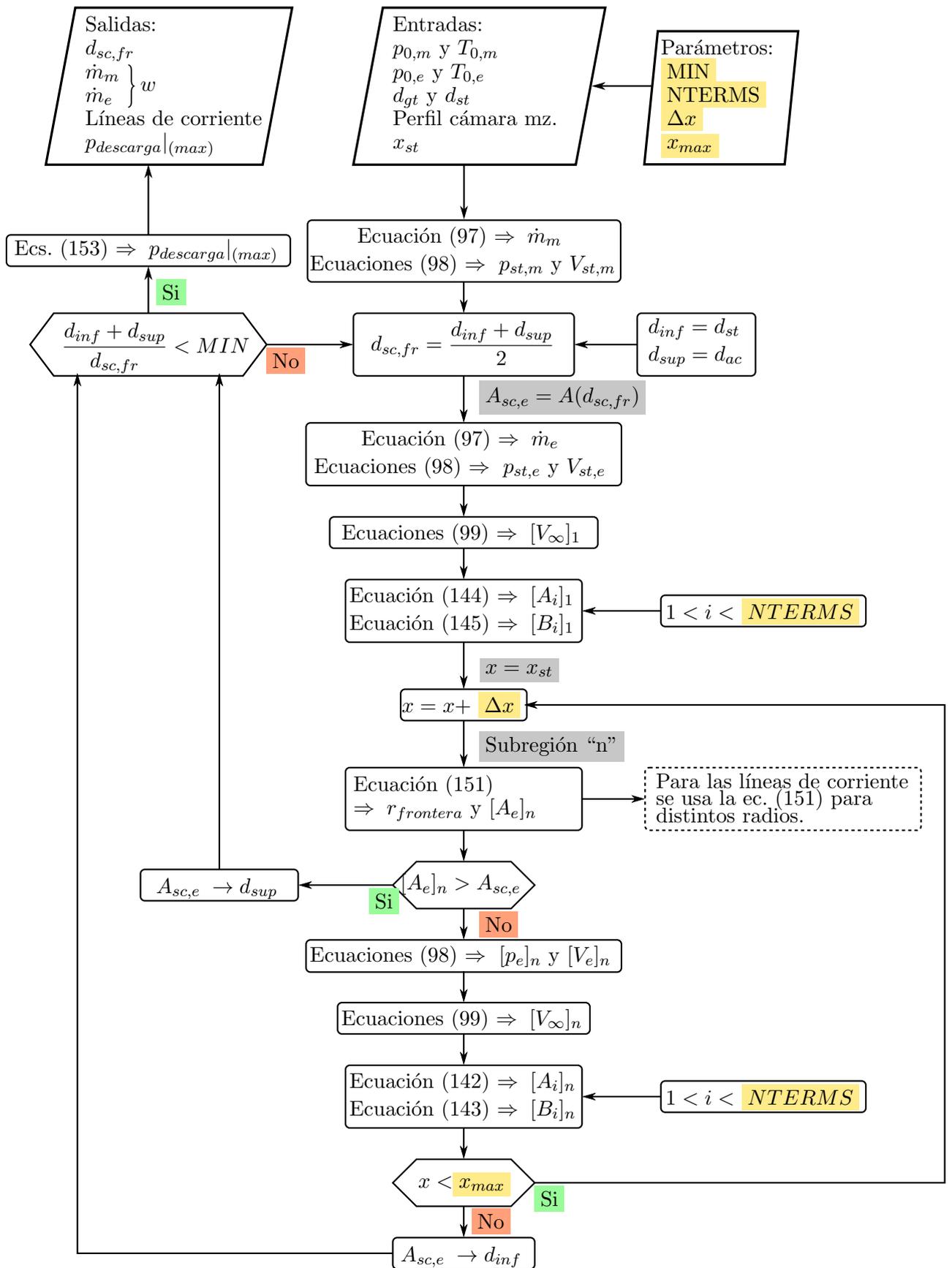
$$p_D = \mathbf{p}(\rho_D, h_D)$$

$$\mathbf{s}(\rho_L, h_L) = \mathbf{s}(\rho_D, h_D) \quad (155)$$

$$(156)$$

Este sistema añade 4 incógnitas (“ $\rho_D$ ”, “ $p_D$ ”, “ $h_D$ ” y “ $V_D$ ”) y 4 ecuaciones. La presión máxima de descarga es en este caso “ $p_D$ ”.

Para resumir todos los procesos que hemos desarrollado en esta sección, se ha introducido el diagrama de flujo mostrado en la figura 66, que sintetiza los pasos realizados para la resolución del modelo potencial axilsimétrico.



**Figura 66:** Diagrama de flujo para el modelo potencial axilsimétrico linealizado.

## 5.4. Resultados

Como podemos observar en el diagrama de flujo de la figura 66, aparecen cuatro parámetros (“MIN”, “NTERMS”, “ $\Delta x$ ” y “ $x_{max}$ ” de los cuales es necesario evaluar su influencia en las soluciones obtenidas. Por ello, se compararan resultados de las 39 geometrías analizadas por Huang [54]. En todos ellos la posición de descarga de la tobera se ha situado a  $-1,5 \cdot d_{ac}$ , tal y como sugiere Huang [54] para la posición óptima.

1. “MIN”: este término es el error relativo por el que se detiene la iteración de búsqueda de la posición de la frontera en la sección crítica (“ $d_{sc,fr}$ ”). El valor adoptado es  $MIN = 10^{-6}$ . Con ello se consigue que el error máximo en el cálculo del diámetro sea “ $10^{-6} \cdot d_{sc,fr}$ ”. Para el área de paso, tanto de primario como de secundario, el error cometido es del orden “ $10^{-6} \cdot \frac{\pi}{2} \cdot d_{sc,fr}^2$ ”.
2. “ $x_{max}$ ”: este parámetro determina la dimensión máxima del dominio computacional. Prandtl [88] demostró que para el caso de una tobera circular que descarga a un ambiente de presión constante y trabaja infinitesimalmente desviada de la condición de tobera adaptada, las estructuras periódicas que se pueden ver en la figura 63 tienen una longitud:  $Longitud = 1,306 \cdot \sqrt{M_{st}^2 - 1} \cdot d_{st}$ . Asumiendo que el número de Mach máximo a la salida de la tobera, para casos prácticos, es del orden de “2,5”, la longitud de cada estructura periódica es del orden de:  $Longitud = 3 \cdot d_{st}$ . Si la sección crítica se sitúa en la zona de área constante, ésta se producirá en el primer máximo de la zona del perfil, es por ello que el dominio de cálculo se ha tomado desde la salida de la tobera hasta  $x_{max} = 3,5 \cdot d_{st}$ .
3. “NTERMS”: este parámetro es el número de términos que se emplean para el cálculo de las series de Fourier mediante funciones de Bessel. Para evaluar su influencia, como ya se ha mencionado, se han tomado las 39 configuraciones estudiadas por Huang y se ha variado el parámetro “NTERMS” desde 20 a 1000. Para adimensionalizar el resultado, se ha dividido, para cada configuración, el cociente de masas calculado para cada “NTERMS” entre el cociente de masas calculado para “NTERMS = 20”. En la figura 67 se ha representado, para cada valor de “NTERMS”, la media de los 39 parámetros adimensionales definidos anteriormente. El valor de  $\Delta x$  se ha fijado en “ $5 \cdot 10^{-5} m$ ”. Puede observarse que la variación del cociente de masas con “NTERMS” es despreciable, del orden de 0,3%.

Para los cálculos posteriores se tomará  $NTERMS = 100$ .

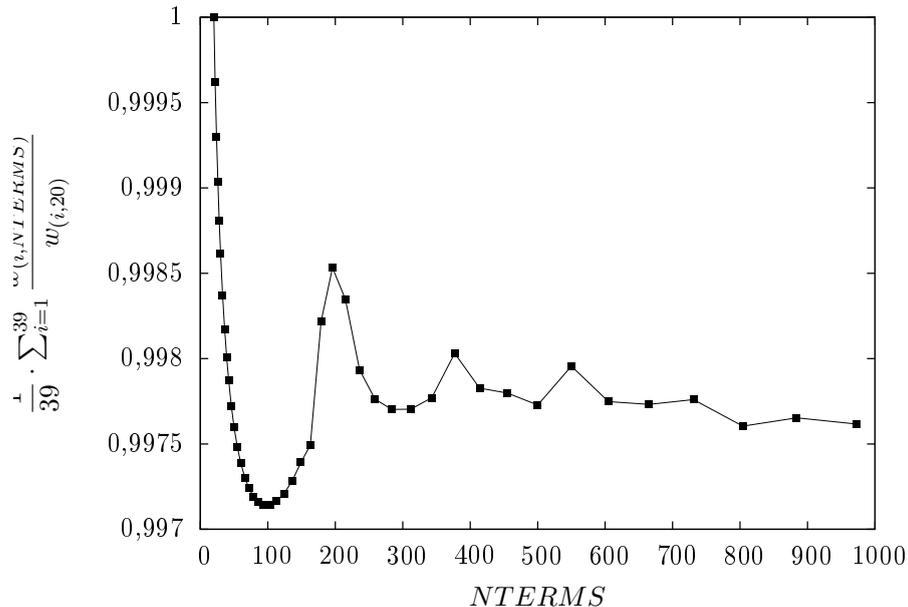
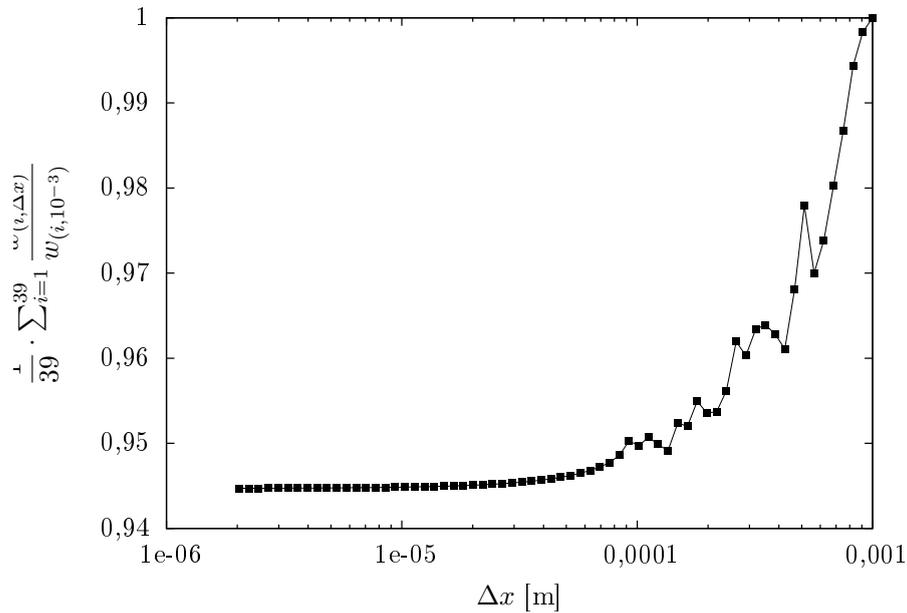


Figura 67: Variación del cociente de masas con  $NTERMS$  para  $\Delta x = 5 \cdot 10^{-5} m$ .

4. “ $\Delta x$ ”: el planteamiento para valorar la influencia de la extensión axial de cada subregión es similar al empleado anteriormente para el número de términos del desarrollo en series. En este caso “ $\Delta x$ ” varía entre  $10^{-3}$  y  $2 \cdot 10^{-6}$ , siendo  $NTERMS = 100$ . Se adimensionaliza el resultado dividiendo el cociente de masas calculado para cada “ $\Delta x$ ” entre el cociente de masas calculado para “ $\Delta x = 10^{-3}$ ”. El resultado puede verse en la figura 68. En este caso si que existe una mayor desviación de los resultados, en torno al 5%, a medida que disminuimos el valor de “ $\Delta x$ ”. Observemos que el error tiende asintóticamente a ser constante a medida que disminuimos el valor de “ $\Delta x$ ”. Esto es debido a que en el proceso de cálculo se asume presión constante para las condiciones externas del flujo secundario en cada subregión. A medida que la dimensión axial de la subregión decrece, la presión del secundario, que dado el método de cálculo descrito se toma como una función escalonada, se asimila a una distribución continua.

En la figura 68 se observa que a partir de “ $\Delta x = 5 \cdot 10^{-5} m$ ” la variación del cociente de masas es marginal, por lo que se tomará este valor en los cálculos siguientes.



**Figura 68:** Variación del cociente de masas con  $\Delta x$  para  $NTERMS = 100$ .

#### 5.4.1. Aplicación del modelo a los resultados de Huang [54] (R141b)

Se pretende en este apartado comparar los resultados obtenidos del modelo con los presentados por Huang [54].

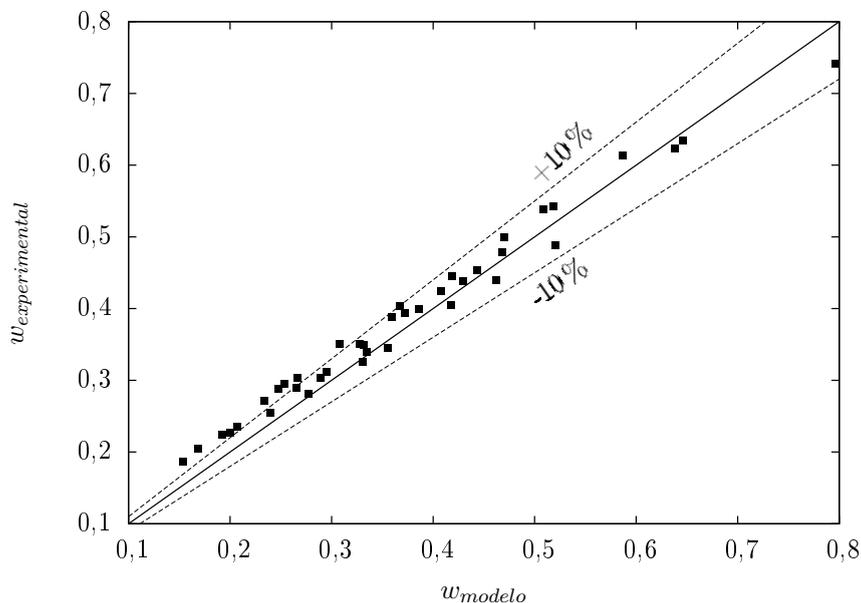
En la tabla 6 se presentan las 39 configuraciones estudiadas para eyectores funcionando en estado crítico, mostrándose los resultados para el cociente de masas, la presión de descarga crítica, posición óptima de la tobera y posición de la sección crítica. La unidad de temperatura es [°C] y todas las magnitudes lineales están en [mm]. Los valores obtenidos del modelo son “ $w_{mod}$ ”, “ $T_{crit,mod}$ ”, “ $x_{st}$ ” y “ $x_{sc}$ ”. Los datos mostrados se corresponden con la posición de la tobera a la que corresponde un mayor cociente de masas. La posición de la tobera se ha variado de 0,5 mm en 0,5 mm, de aquí que la posición “ $x_{st}$ ” se de en múltiplos de 0,5 mm. Además se ha incluido el cociente de masas “ $w_2$ ” calculado según el método del segundo principio (véase sección 3.1.3). Este cociente de masas es el máximo posible de cualquier eyector operando entre las correspondientes condiciones de remanso y presión de descarga. Los valores experimentales extraídos de la publicación de Huang son el cociente de masas “ $w_{exp}$ ” y la temperatura crítica de condensación “ $T_{crit,exp}$ ”. El término “Error” en la columna séptima se corresponde al error relativo del cociente de masas del modelo y queda definido como  $\text{Error} = \left| \frac{w_{exp} - w_{mod.}}{w_{exp}} \right|$ .

Los parámetros de cálculo para el modelo son, como ya se analizó en el apartado precedente,  $NTERMS = 100$  y  $\Delta x = 5 \cdot 10^{-5}[m]$ .

**Tabla 6:** Comparación entre datos experimentales tomados de Huang et al [54] y datos del modelo.

N	$T_{0,e}$ [°C]	$T_{0,m}$ [°C]	$d_{gt}/d_{st}/d_{ac}$ [mm]/[mm]/[mm]	$w_{exp}$	$w_{mod}$	$w_{2^\circ}$	Error %	$T_{crit,exp}$ [°C]	$T_{crit,mod}$ [°C]	$x_{st}$ [mm]	$x_{sc}$ [mm]
1	8	95	2,82/5,1/9,20	0,438	0,430	1,930	1,9	31,3	33,4	-8,0	10,80
2	8	95	2,82/5,1/8,84	0,394	0,373	1,771	5,3	33,0	35,0	-8,0	10,65
3	8	95	2,64/4,5/8,10	0,346	0,356	1,735	2,8	33,6	35,4	-7,0	2,15
4	8	95	2,82/5,1/8,54	0,351	0,328	1,647	6,5	34,2	36,3	-8,0	10,55
5	8	95	2,64/4,5/7,60	0,281	0,277	1,537	1,4	36,3	37,7	-7,0	15,70
6	8	95	2,82/5,1/8,10	0,290	0,265	1,466	8,6	37,1	38,6	-8,0	10,50
7	8	95	2,82/5,1/7,60	0,227	0,200	1,285	12,1	38,8	41,2	-8,0	17,75
8	8	95	2,64/4,5/7,34	0,255	0,239	1,421	6,2	38,6	39,2	-7,0	2,20
9	8	95	2,82/5,1/7,34	0,204	0,168	1,189	17,6	41,0	42,8	-8,0	17,80
10	8	95	2,64/4,5/6,70	0,186	0,153	1,168	17,4	42,1	43,2	-7,0	15,70
11	8	90	2,64/4,5/8,10	0,445	0,419	1,830	5,8	31,5	33,1	-7,0	9,00
12	8	90	2,64/4,5/7,60	0,349	0,332	1,593	4,9	33,8	35,5	-7,0	8,90
13	8	90	2,64/4,5/7,34	0,304	0,289	1,471	4,8	36,7	37,0	-7,0	8,85
14	8	90	2,64/4,5/6,98	0,272	0,233	1,330	14,1	37,5	38,9	-7,0	15,70
15	8	90	2,64/4,5/6,70	0,225	0,193	1,211	14,2	38,9	40,7	-6,5	15,70
16	8	84	2,64/4,5/8,10	0,539	0,509	1,966	5,6	28,0	30,3	-12,0	8,80
17	8	84	2,64/4,5/7,60	0,424	0,408	1,713	3,8	30,5	32,5	-12,0	8,95
18	8	84	2,64/4,5/7,34	0,388	0,359	1,587	7,5	32,3	33,8	-12,0	9,05
19	8	84	2,64/4,5/6,98	0,312	0,295	1,417	5,4	33,6	35,8	-12,0	9,00
20	8	84	2,64/4,5/6,70	0,288	0,248	1,289	14,0	35,5	37,4	-12,0	8,95
21	8	78	2,64/4,5/8,10	0,623	0,638	2,110	2,5	24,4	27,7	-11,5	8,65
22	8	78	2,64/4,5/7,60	0,489	0,520	1,839	6,4	26,9	29,7	-11,5	8,80
23	8	78	2,64/4,5/7,34	0,439	0,462	1,684	5,2	29,1	31,1	-0,5	8,90
24	8	78	2,64/4,5/6,98	0,392	0,386	1,506	1,5	29,5	32,8	-0,5	8,90
25	8	78	2,64/4,5/6,70	0,326	0,330	1,381	1,5	32,5	34,2	-0,5	15,75
26	12	95	2,82/5,1/8,84	0,499	0,470	1,911	5,7	33,1	36,5	-14,0	10,40
27	12	95	2,82/5,1/8,54	0,405	0,417	1,777	3,1	34,2	37,8	-14,0	10,50
28	12	95	2,64/4,5/8,10	0,454	0,443	1,876	2,4	34,5	36,8	-7,0	9,15
29	12	95	2,64/4,5/7,34	0,350	0,308	1,506	12,0	38,7	40,8	-7,0	8,90
30	12	95	2,82/5,1/7,60	0,304	0,266	1,374	12,4	39,3	42,5	-14,0	10,30
31	12	95	2,64/4,5/6,70	0,235	0,207	1,224	11,8	42,5	44,8	-6,5	8,85
32	12	90	2,64/4,5/8,10	0,542	0,519	1,978	4,3	32,0	34,6	-12,0	8,75
33	12	90	2,64/4,5/7,34	0,403	0,367	1,598	9,0	36,0	38,2	-12,0	8,95
34	12	90	2,64/4,5/6,70	0,295	0,254	1,297	13,9	39,5	41,9	-12,0	8,90
35	12	84	2,64/4,5/8,10	0,635	0,646	2,125	1,7	28,9	32,0	-11,5	8,60
36	12	84	2,64/4,5/7,34	0,479	0,468	1,713	2,3	32,4	35,3	-11,5	8,60
37	12	84	2,64/4,5/6,70	0,340	0,335	1,377	1,4	36,0	38,9	-0,5	8,80
38	12	78	2,64/4,5/8,10	0,741	0,796	2,277	7,4	25,7	29,6	-0,5	8,65
39	12	78	2,64/4,5/7,34	0,613	0,587	1,843	4,3	29,2	32,5	-0,5	15,75
N	$T_{0,e}$ [°C]	$T_{0,m}$ [°C]	$d_{gt}/d_{st}/d_{ac}$ [mm]/[mm]/[mm]	$w_{exp}$	$w_{mod}$	$w_{2^\circ}$	Error %	$T_{crit,exp}$ [°C]	$T_{crit,mod}$ [°C]	$x_{st}$ [mm]	$x_{sc}$ [mm]

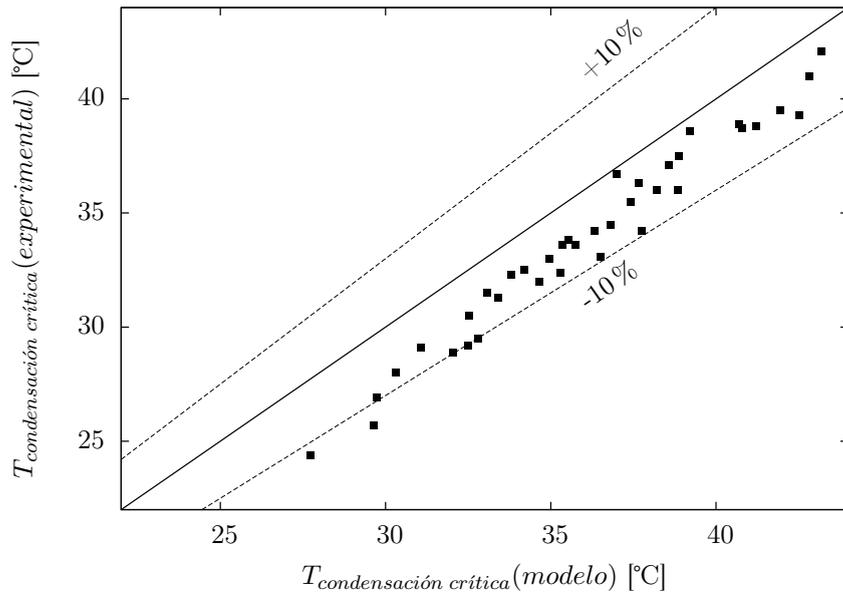
En la figura 69 se presenta la comparativa entre el cociente de masas experimental frente al obtenido en el modelo para la posición de la tobera que maximiza  $w$  según el modelo. Se observa que los valores del modelo se ajustan razonablemente bien a los datos experimentales, siendo la desviación máxima del 17 % y la desviación media del 6,8 %. También es de observar que de el modelo tiende a subestimar el cociente de masas para valores reducidos del mismo (menores de 0,3), aproximándose mucho más para el rango de valores medios y superiores.



**Figura 69:** Comparación entre el cociente de masas experimental y del modelo para los datos de Huang [54].

En la figura 47 (página 59) quedó reflejada la aplicación del modelo segundo principio a los datos de Huang, por lo que no será repetido en este apartado.

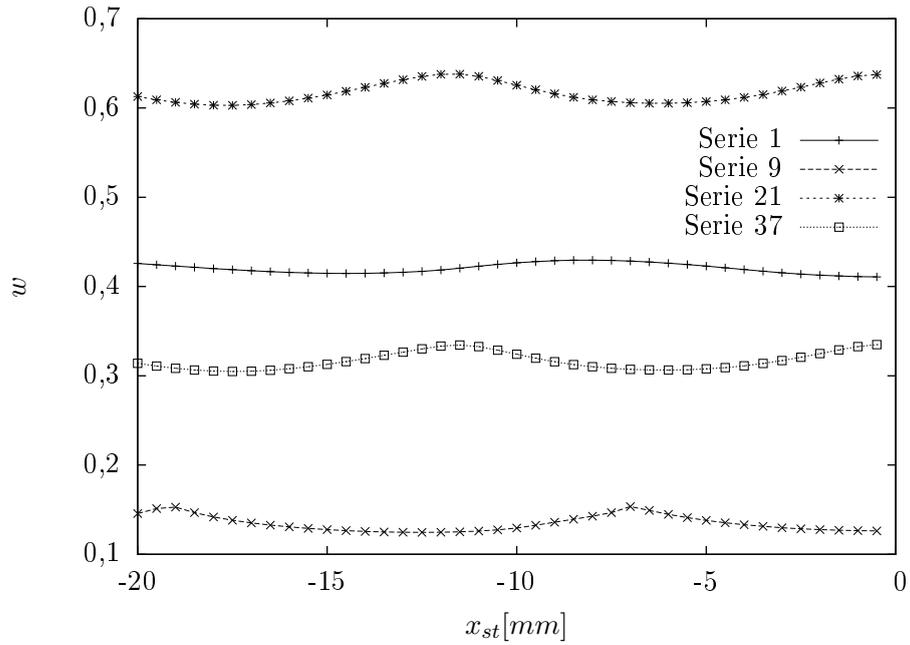
La presión máxima de descarga ha sido calculada mediante la ecuación (153). Para poder comparar de forma más intuitiva los resultados se ha utilizado la temperatura de saturación para cada presión. La comparación entre la temperatura (presión) crítica experimental y obtenida mediante el modelo se presenta en la figura 70. Se advierte que la temperatura calculada mediante el modelo es superior a la medida experimentalmente. Esto tiene lógica pues en el modelo se supone una compresión isoentrópica, que no se corresponde con el tipo de compresión real. Así mientras para la expansión de un fluido en una tobera el fenómeno se describe con alta fidelidad mediante la expansión isoentrópica, para el caso de la compresión la figura 70 es la confirmación de la regla de la irreversibilidad de la compresión del caudal del flujo de gas.



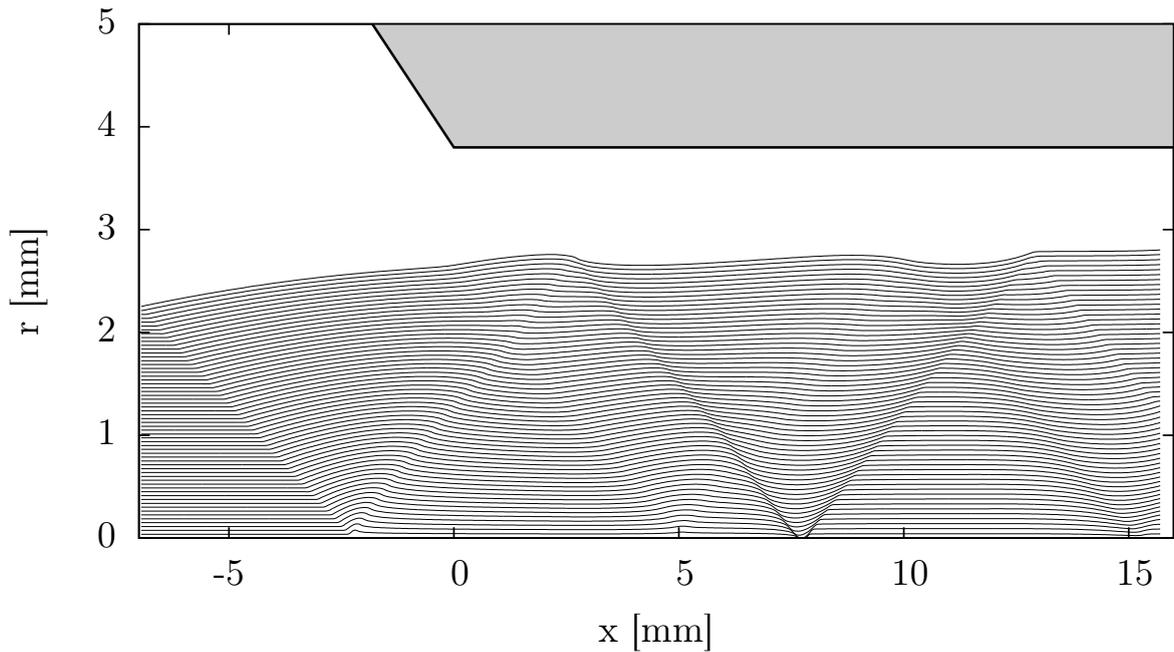
**Figura 70:** Temperatura de saturación correspondiente a la presión crítica de descarga para datos experimentales y modelo.

El efecto de la variación de la posición de la tobera se detalla en la figura 71 para cuatro configuraciones geométricas distintas. Vemos que la variación entre el máximo y el mínimo es reducida, además el cociente de masas parece variar de forma sinusoidal. Si se desplaza la tobera aún más en sentido negativo, la solución vertida por el modelo sigue siendo una oscilación similar a la mostrada. Físicamente esta solución no tiene sentido, pues separada la tobera una determinada longitud, el cociente de masas decae de forma súbita. Otro comentario interesante que podemos sacar a este respecto es la recomendación de Huang de que la mejor posición de la tobera es en  $x = -1,5 \cdot d_{ac}$ . Según los datos del modelo, la mejor posición de la tobera varía entre 0,6 y 1,2 veces el diámetro de la zona constante. Existen seis excepciones (23, 24, 25, 37, 38 y 39) en las que la mejor posición de la tobera parece estar justo a la entrada de la zona de área constante. Experimentalmente esta solución obtenida mediante el modelo puede no ser acertada, pues ciertamente la pared de la tobera tiene unas dimensiones finitas justo en la salida que hacen que el área de paso de secundario sea algo más reducida de lo utilizado.

También se han calculado las líneas de corriente según la ecuación 151. El resultado lo podemos ver en la figura 72 para un caso particular, correspondiente a la configuración geométrica número 5. La tobera se encuentra situada en la mejor posición posible según el modelo. Se han empleado 60 líneas de corriente. Se puede observar claramente las estructura del flujo, correspondiéndose los cambio bruscos de dirección a la existencia de ondas de presión.



**Figura 71:** Efecto de la variación de la posición de la tobera según el modelo potencial para 4 casos de Huang [54].

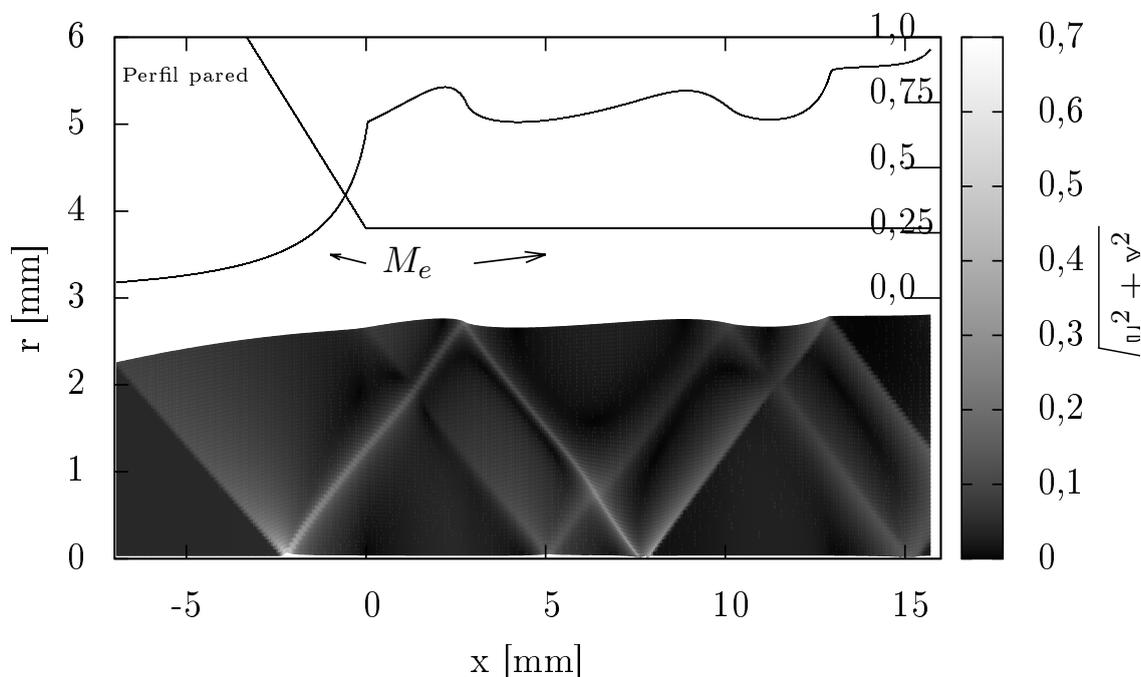


**Figura 72:** Líneas de corriente obtenidas mediante el modelo potencial para el caso 5 de Huang [54].

Por último se ha indagado sobre la adecuación de las hipótesis realizadas una vez conocidas las soluciones que aporta el modelo. Una de las hipótesis que mejor se adecuan a este propósito es la correspondiente a flujo linealizado (hipótesis 5.5.5.), por la que se suponía que la velocidad del fluido se puede expresar como una componente principal “ $V_\infty$ ” sumado a una perturbación en la dirección axial “ $u$ ” y otra en la dirección radial “ $v$ ”. En la figura 73 se ha representado el cociente  $\frac{\sqrt{u^2 + v^2}}{V_\infty}$ , que viene a ser el módulo de velocidad de perturbación frente a “ $V_\infty$ ”. Como se puede observar para todos los puntos tiende prácticamente a cero, excepto en las correspondientes ondas de presión en las que hay un cambio brusco de la velocidad. En estas

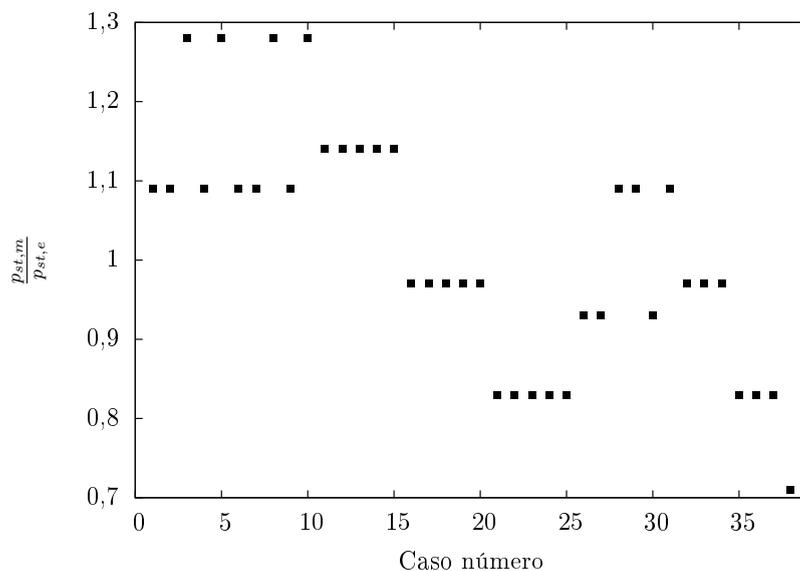
pequeñas franjas la perturbación es del orden de “ $V_\infty$ ”. En estas regiones, en principio, los análisis de órdenes de magnitud realizados a lo largo de la obtención del modelo no son de aplicación. En la sección siguiente trataremos este fenómeno con más detalle.

Es curioso la forma que toma el número de Mach del flujo secundario, y en su caso la frontera, no obstante hay que tener en cuenta que las escalas de los ejes radial y axial son diferentes, siendo mucho más grande el primero que el segundo. De esta manera parece advertirse unos perfiles exagerados, que quedarían suavizados una vez ambos ejes tuviesen la misma escala.



**Figura 73:** Velocidad de perturbación  $\frac{\sqrt{u^2 + v^2}}{V_\infty}$  para el caso 5 de Huang [54].

Por último se muestra en la figura 74 otro parámetro importante para el modelo, el cociente entre la presión a la salida de la tobera para el fluido primario y secundario. Como se comentó en el desarrollo del modelo, este cociente debe estar en las inmediaciones de 1, siendo en efecto lo que ocurre.



**Figura 74:** Cociente  $\frac{p_{st,m}}{p_{st,e}}$  para los distintos casos estudiados por Huang [54].

#### 5.4.2. Aplicación del modelo a los resultados de Yapici [126] (R123)

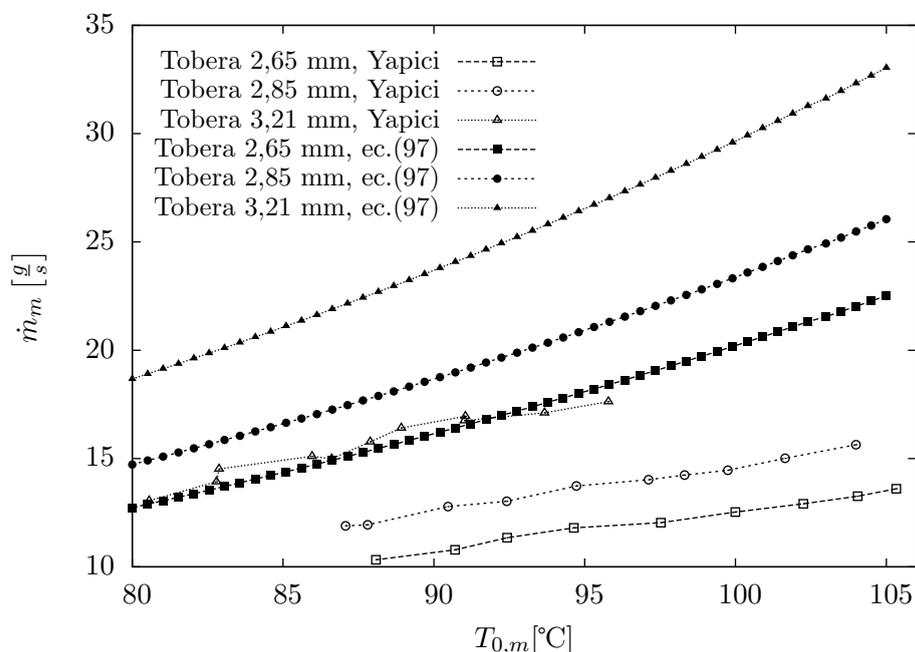
Yapici realizó una instalación experimental con 6 eyectores operando con R123. Al igual que el R141b, el R123 es un refrigerante de expansión seca (ver figura 30, página 38), por lo que no existe el riesgo de que exista condensación en la tobera.

Los parámetros geométricos característicos de los eyectores ensayados por Yapici se sintetizan en la tabla 7.

**Tabla 7:** Geometría de los eyectores ensayados por Yapici [126].

N	$d_{gt}$	$d_{st}$	$d_{ac}$	$L$
1	3,21	5,66	8,22	61,65
2	3,21	5,66	9,0	67,50
3	2,85	5,65	8,22	61,65
4	2,66	5,63	8,22	61,65
5	2,85	5,65	9,0	67,50
6	2,66	5,63	9,0	67,50

Se han encontrado grandes dificultades en la comparación de los datos del modelo con los datos experimentales medidos por Yapici. La primera de ellas es el flujo másico a través de la tobera. El procedimiento no está detallado implícitamente, mas el autor dice calcular este caudal másico aplicando un balance energético a la caldera. Sea como fuere, en la figura 75 se han representado los datos experimentales de Yapici y los obtenidos mediante la ecuación (97) (página 53). Apreciamos que los errores son grandes, prácticamente los valores calculados mediante la susodicha ecuación duplican a los obtenidos por Yapici. Pudiera argumentarse un error en el cálculo de la ec.(97), pero se han repetido concienzudamente, de forma manual, los cálculos con el mismo resultado en el flujo másico.



**Figura 75:** Comparación entre el caudal másico de fluido motriz calculado por Yapici [126] y mediante la ecuación 97.

Los resultados experimentales que propone Yapici muestran el “COP” de la instalación (ver definición en la ec. (1) ) en función de la temperatura de saturación de remanso del fluido primario. Estas curvas toman la forma de “V” invertida, tal y como se mostró en el análisis de los regímenes de operación de eyectores (ver figura 34). De igual forma, por las razones

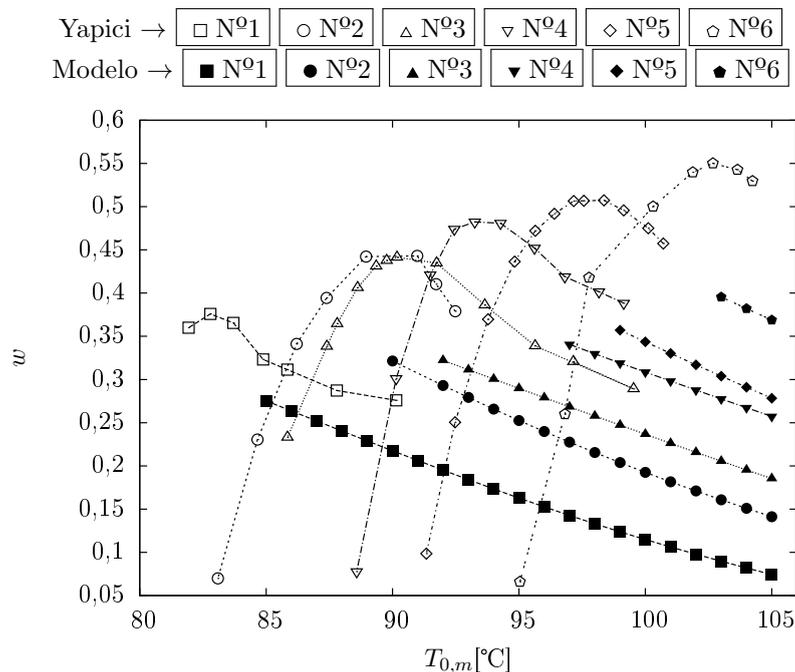
que se adjeron en la sección 3.4.2, la parte con pendiente negativa de la curva se corresponde con eyectores trabajando doblemente bloqueados. Será justo este régimen de operación con el que podremos comparar los resultados del modelo. Para poder comparar los resultados es preciso transformar el “COP” en “w”. La relación entre ambos, suponiendo que no existe recalentamiento en la caldera ni el evaporador (lo cual es razonable dado el montaje empleado por Yapici), y que tampoco existe subenfriamiento en el condensador, es:

$$COP = w \cdot \frac{h_{0,e} - h_{condensador}}{h_{0,m} - h_{condensador}} \quad (157)$$

En donde el término  $h_{condensador}$  se corresponde con la entalpía de líquido saturado a la presión de condensación. Las entalpías de remanso de fluido primario y secundario se toman como vapor saturado a las correspondientes temperaturas.

Todas las series de Yapici están medidas para una presión de condensación de 125 KPa (33,7 °C) y una temperatura de evaporador de 10 °C. Los resultados se muestran en la figura 76. Los datos experimentales determinados por Yapici se muestran mediante los símbolos vacíos, y las obtenidas mediante el modelo, por símbolos rellenos. Cada serie de datos del modelo está truncada en el lado izquierdo por la presión máxima de descarga. Esto es debido a que a medida que disminuimos la temperatura de remanso del fluido primario, existe menos energía disponible para recomprimir la mezcla hasta los 125 KPa de la presión de condensación.

Vemos que el modelo no reproduce los datos experimentales, infravalorando el cociente de masas. Las diferencias máximas son para geometría número 6, con errores relativos superiores al 30 %. Aquí juega importancia las diferencias en el caudal másico de primario que fue mostrado en la figura 75. ¿Qué podremos decir de “w” si existen inicialmente diferencias tan sustanciosas en “ $\dot{m}_{0,m}$ ”?

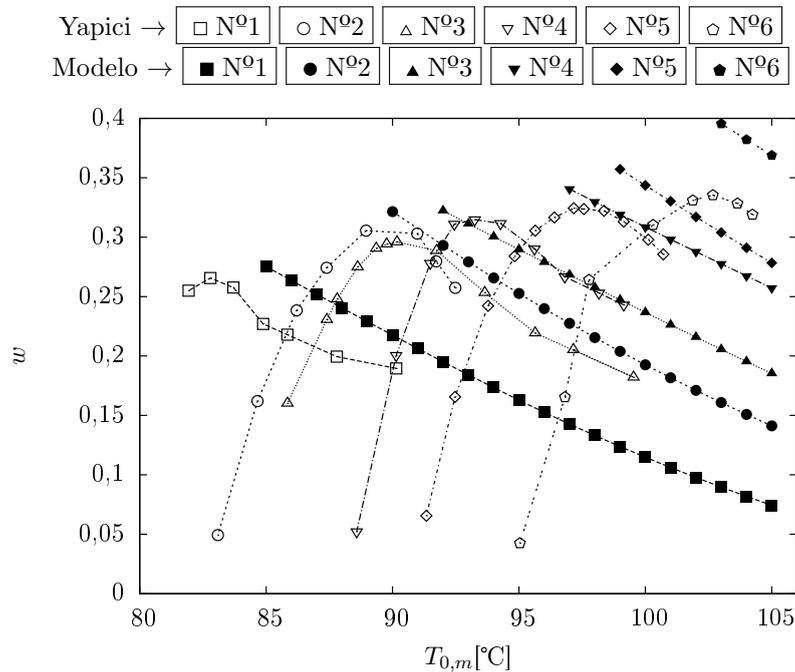


**Figura 76:** Comparación del cociente de masas de Yapici [126] con el modelo potencial.

En un esfuerzo de ver si el error en “ $\dot{m}_{0,m}$ ” es consistente con el error en el cociente de masas, se ha multiplicado el cociente de masas de Yapici por el factor  $\frac{\dot{m}_{0,m}|_{Yapici}}{\dot{m}_{0,m}|_{Modelo}}$ , estando los resultados representados en la figura 77. Se observa que el solape de las gráficas es superior al obtenido en la figura 76. En todas las series se invierte la tendencia del modelo, pasa de infravalorar a sobrevalorar el cociente de masas. No obstante el error relativo disminuye, excepto para el caso número 4, cuyos errores relativos se mantienen en el 30 %.

Al igual que para el caso Huang, se ha comprobado que el cociente  $\frac{p_{st,m}}{p_{st,e}}$  se encuentra ente 0,8 y 1,2.

Las conclusiones extraídas de este artículo son un tanto estériles por las incertidumbres encontradas en el procesamiento de los datos experimentales.



**Figura 77:** Comparación del cociente de masas de Yapici [126] (datos corregidos) con el modelo potencial.

### 5.4.3. Aplicación del modelo a los resultados de Eames et al. [29] (agua)

Eames et al. publican resultados para un eyector de pequeño tamaño (la potencia en la caldera es de 7 kW) trabajando con agua. Los datos publicados por otros autores para agua son órdenes de magnitud superiores en tamaño para el empleo en industria química [55].

El eyector de Eames tiene la cámara de mezcla de área variable, pero a diferencia de lo visto para Huang y Yapici, este autor pone en práctica la idea de Munday y Bagster [79] de la posibilidad de compresión supersónica en la parte convergente de la cámara de mezcla. Ello se consigue mediante una cámara de mezcla cónica cuyo ángulo total es tan sólo del 3,4°. Para Huang este ángulo era superior a 60°.

La tobera estudiada tiene un diámetro de garganta de 2 mm y un diámetro de salida de 8 mm. El diámetro de la zona de área constante es de 18 mm. Lo curioso es que el autor proporciona estos datos, y posteriormente en la tabla de resultados resalta que el eyector empleado tiene un cociente  $\frac{d_{ac}}{d_{gt}}$  de 90, mientras que  $(\frac{18}{2})^2 = 81$ .

Según el montaje experimental mostrado por los autores, se incluye un recalentador para el flujo primario, pero en ningún punto se hace referencia a él en el análisis. Para simular los datos con el modelo, tomaremos recalentamientos de 20°C, tanto para fluido primario como secundario. Aunque el programa entre en la zona bifásica, la formulación funciona perfectamente con la obviedad de que la mezcla bifásica se supone homogénea con las propiedades medias y la velocidad del sonido la correspondiente al vapor. No obstante el efecto del recalentamiento sobre “w” es despreciable. Cálculos realizados con recalentamientos de hasta 40°C, revelan variaciones del cociente de masas inferiores al 1,5 %.

Los autores presentan una tabla con resultados para tres temperaturas de evaporación (5, 7,5 y 10 °C) y cinco temperaturas de caldera (120, 125, 130, 135 y 140 °C). Se presentan dos “COP”, uno llamado “COP<sub>elec</sub>” y otro llamado “COP<sub>masa</sub>”. El primero se mide, operando el sistema en estado estacionario, por la definición de “COP” (se repite aquí la ecuación (1), por

continuidad en la exposición). Puesto que tanto el calor en la caldera como en el evaporador son eléctricos, estos calores se obtienen midiendo voltaje e intensidad.

$$COP = \frac{Calor_{evaporador}}{Calor_{caldera}} = \frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_m} \cdot \frac{\Delta h_{evaporador}}{\Delta h_{caldera}}$$

El término “ $COP_{masa}$ ” parte de medir los caudales másicos, y conocidas las temperaturas y presiones, realizar el balance de energía. Pero analicemos con detenimiento lo que dicen Eames et al. que reza como sigue: “To make a comparison between theoretical performance predictions and the experimental tests, the water evaporation rates from the boiler and the evaporator were measured with the cycle operating in the steady state. The errors produced by unwanted heat gains (at the evaporator) and losses (at the boiler) in the system were thus avoided. The evaporator rates were obtained by measuring the drop of liquid volume in the boiler and evaporator over a finite time interval.”

1. Se dice que se trabaja en estado estacionario y esto evita errores por interacciones de calor con el entorno. Personalmente no encuentro relación en que el trabajar en estado transitorio o estacionario minimice la transferencia de calor con el entorno.
2. En segundo lugar se dice que los caudales másicos se miden mediante la reducción en el nivel de líquido en caldera y evaporador durante un intervalo de tiempo, aún así se afirma que el sistema es estacionario, mientras yo considero que el sistema es transitorio.

Para el caso de dejar vaciar caldera y evaporador la conservación de la energía mostrada en la ecuación (1) no es válida. Para el caso de régimen transitorio, aplicado a un recipiente en un periodo de tiempo “ $\Delta t$ ”, en el que inicialmente hay un masa de líquido  $m_{0,l}$  y de vapor  $m_{0,v}$ , las masas al final del proceso son  $m_{1,l}$  y  $m_{1,v}$  respectivamente; existe salida de masa en forma de vapor saturado (con entalpía  $h_v$ ) y la temperatura se asume constante (los volúmenes específicos y energías internas de líquido y vapor son iguales para todo el proceso e iguales a  $\nu_l$ ,  $\nu_v$ ,  $u_l$  y  $u_v$  respectivamente), el balance de energía queda expresado como:

$$\begin{aligned} Q &= (m_{0,l} + m_{0,v} - m_{1,l} - m_{1,v}) \cdot h_v - (m_{0,l} - m_{1,l}) \cdot u_l - (m_{0,v} - m_{1,v}) \cdot u_v \\ Q &= (m_{0,l} - m_{1,l}) \cdot (h_v - u_l) + (m_{0,v} - m_{1,v}) \cdot (h_v - u_v) \\ Q &= (m_{0,l} - m_{1,l}) \cdot (h_v - u_l) - (m_{0,l} - m_{1,l}) \frac{\nu_l}{\nu_v} \cdot (h_v - u_v) \\ Q &= (m_{0,l} - m_{1,l}) \cdot \left[ (h_v - u_l) - \frac{\nu_l}{\nu_v} \cdot (h_v - u_v) \right] \end{aligned} \quad (158)$$

Llamando a esta diferencia entre masas  $m_{0,l} - m_{1,l} = \Delta m_l$ , para Eames el rendimiento frigorífico queda escrito como:

$$COP_{masa} = \frac{\Delta m_{l,secundario}}{\Delta m_{l,primario}} \cdot \frac{h_{v,evaporador} - h_{l,condensador}}{h_{v,caldera} - h_{l,condensador}} \quad (159)$$

Asumiendo un proceso no estacionario, el rendimiento frigorífico queda expresado como:

$$COP_{transitorio} = \frac{\Delta m_{l,secundario}}{\Delta m_{l,primario}} \cdot \frac{\left[ (h_v - u_l) - \frac{\nu_l}{\nu_v} \cdot (h_v - u_v) \right]_{evaporador}}{\left[ (h_v - u_l) - \frac{\nu_l}{\nu_v} \cdot (h_v - u_v) \right]_{caldera}} \quad (160)$$

Tomemos un ejemplo explicativo para una temperatura de generación de 130 °C, de condensación de 25 °C y de evaporación de 25 °C.

**Tabla 8:** Propiedades termodinámicas para agua a distintas temperaturas [76].

$T[^\circ\text{C}]$	$\nu_l[\frac{\text{m}^3}{\text{Kg}}]$	$\nu_v[\frac{\text{m}^3}{\text{Kg}}]$	$u_l[\frac{\text{KJ}}{\text{Kg}}]$	$u_v[\frac{\text{KJ}}{\text{Kg}}]$	$h_l[\frac{\text{KJ}}{\text{Kg}}]$	$h_v[\frac{\text{KJ}}{\text{Kg}}]$
5	$1,0001 \cdot 10^{-3}$	147,12	20,97	2382,3	20,98	2510,6
25	$1,0029 \cdot 10^{-3}$	43,36	104,88	2409,8	104,89	2547,0
13	$1,0697 \cdot 10^{-3}$	0,6685	546,02	2539,9	546,31	2720,5

El cociente entre el “ $COP$ ” para el caso estacionario y transitorio queda expresado como:

$$\frac{COP_{masa}}{COP_{transitorio}} = \frac{h_{v, evaporador} - h_{l, condensador}}{\left[ (h_v - u_l) - \frac{\nu_l}{\nu_v} \cdot (h_v - u_v) \right]_{evaporador}} \cdot \frac{\left[ (h_v - u_l) - \frac{\nu_l}{\nu_v} \cdot (h_v - u_v) \right]_{caldera}}{h_{v, caldera} - h_{l, condensador}} = 0,79 \quad (161)$$

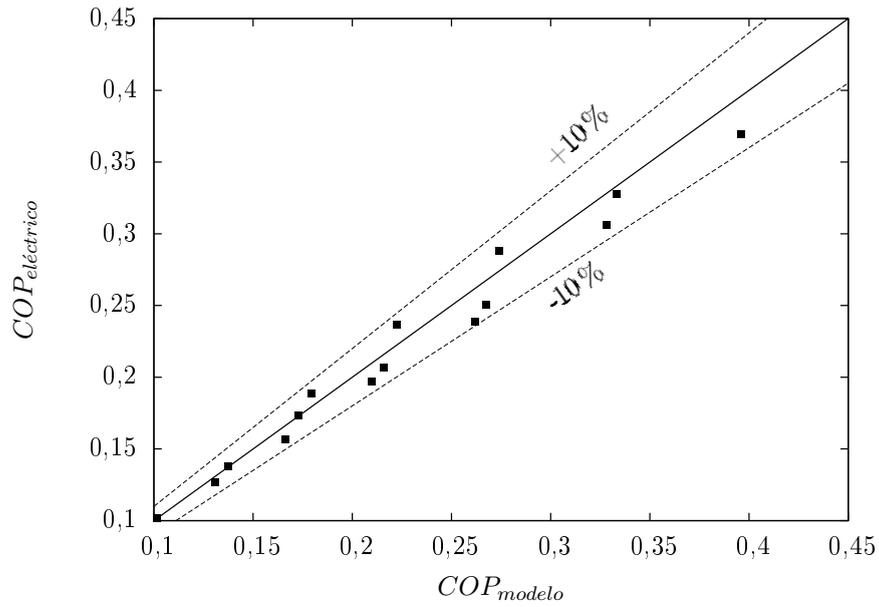
Es coherente que el “ $COP$ ” sea menor para el caso estacionario, debido a que hay que calentar, en la caldera, el fluido proveniente del condensador, y enfriarlo en el evaporador. De donde se deduce que el rendimiento frigorífico de la instalación, debería de ser del orden de 1,26 veces el “ $COP_{masa}$ ” publicado por Eames.

Si el “ $COP_{masa}$ ” publicado por Eames es del orden de 1,6 veces superior al “ $COP_{elec}$ ” (ver tabla 9), con la modificación para régimen transitorio no situaríamos en el entorno de 2. Esto significaría que la mitad de toda la energía eléctrica introducida en el sistema se está intercambiando con el exterior. La situación es cuando menos curiosa, aún en el caso de ser 1,6 veces superior, dado que el autor dice aislar el sistema con 3 cm de lana de roca, asumiendo una conductividad de  $0,04 \frac{W}{m \cdot K}$  y una diferencia de temperaturas con el ambiente de  $100^\circ\text{C}$ , hacen un área de transferencia de calor de  $20 \text{ m}^2$  y  $28 \text{ m}^2$  para el caso de “ $COP_{masa}$ ” propuesto por Eames y el calculado de forma transitoria respectivamente. Esto ha de ser un orden de magnitud superior al área real de la instalación.

**Tabla 9:** Resumen de los datos publicados por Eames [29] junto con los resultados del modelo.

$T_{evap}$	$T_{cald.}$	$T_{cond.}$	$COP_{elec}$	$COP_{masa}$	$w_{modelo}$	$COP_{modelo}$	$\frac{p_{st,m}}{p_{st,e}}$
5	120	26,5	0,239	0,404	0,283	0,262	1,11
	125	27,8	0,197	0,344	0,228	0,210	1,29
	130	30,8	0,157	0,276	0,181	0,166	1,51
	135	33,4	0,127	0,251	0,143	0,131	1,76
	140	34,4	0,102	0,178	0,111	0,102	2,04
7,5	120	27,3	0,306	0,500	0,354	0,328	0,93
	125	29,5	0,250	0,419	0,290	0,268	1,09
	130	31,5	0,207	0,355	0,235	0,216	1,27
	135	33,4	0,173	0,297	0,189	0,173	1,48
	140	35,3	0,138	0,233	0,150	0,137	1,71
10	120	28,3	0,369	0,586	0,427	0,396	0,79
	125	30	0,328	0,537	0,360	0,333	0,92
	130	31,9	0,288	0,473	0,297	0,274	1,08
	135	34	0,237	0,389	0,242	0,223	1,25
	140	36,3	0,188	0,309	0,196	0,179	1,44

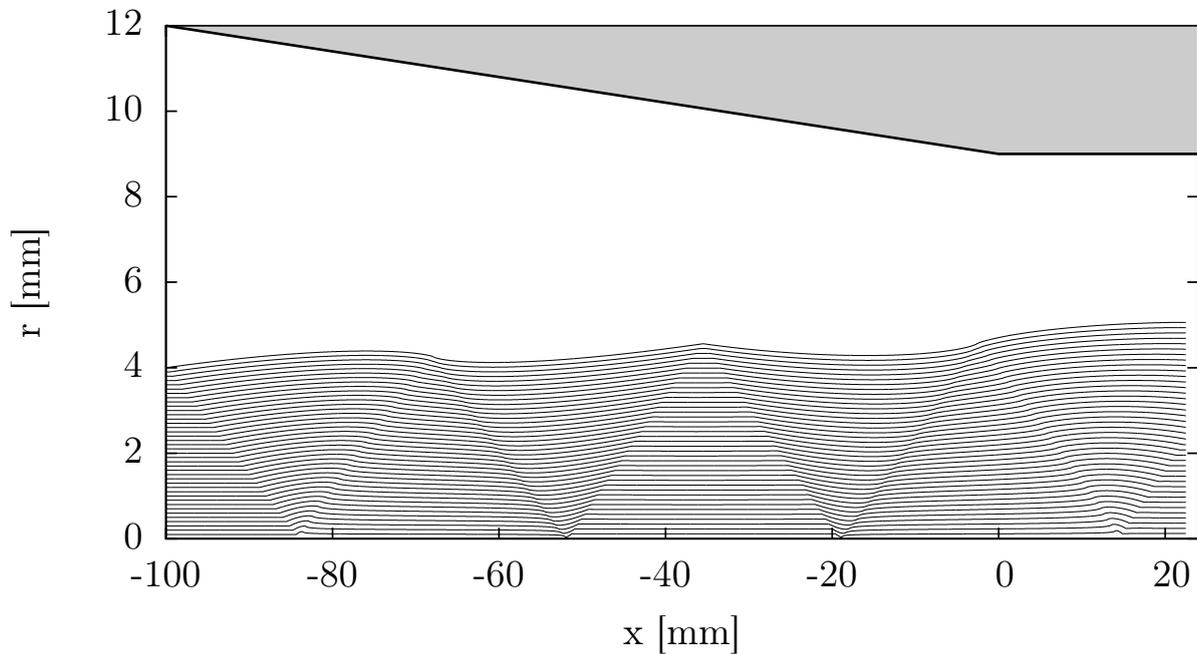
En la figura 78 se muestra la comparativa entre el “ $COP_{elec}$ ” y el “ $COP_{modelo}$ ”, quedando a criterio del lector, de acuerdo con la discusión realizada con anterioridad, la representatividad del valor “ $COP_{elec}$ ”.



**Figura 78:** Comparación de valores de “COP” entre el modelo potencial y datos experimentales de Eames [29].

En cuanto al cociente  $\frac{p_{st,m}}{p_{st,e}}$ , es bastante elevado, llegando a valores de 2, esto significa que la tobera está subexpandida (ver figura 63).

Otro dato curioso es que la sección crítica se da, para todos los casos, en la zona de área constante, por lo que el efecto perseguido de compresión supersónica en la zona convergente parece no suceder, según los cálculos realizados por el modelo. Así podemos ver las líneas de corriente para el primer caso de Eames en la figura 79.



**Figura 79:** Líneas de corriente para el caso 1 de Eames [29].

#### 5.4.4. Aplicación del modelo a los resultados de Selvaraju et al. [100] (R134a)

El artículo de Selvaraju y Mani es el único encontrado en la literatura que experimente con R134a. El sistema es de pequeñas dimensiones, teniendo una potencia de evaporador máxima de 500 W. A diferencia de Eames, los caudales máscicos son medidos directamente, por lo que la incertidumbre de el calor perdido desaparece.

La parámetros geométricos relevantes de los eyectores ensayados por Selvaraju están mostrados en la tabla 10. Para todos ellos la cámara de mezcla es cónica, siendo el ángulo tol del cono 78°.

**Tabla 10:** Diversos datos para los eyectores de Selvaraju y Mani [100].

<i>Caso</i>	$d_{gt}$ [mm]	$d_{st}$ [mm]	$d_{ac}$ [mm]	$L$ [mm]	$w_{exp.}$	$w_{modelo}$	$T_{cond.,modelo}$ [°C]
1	0,5	0,8	1,4	14	0,212	0,756	24,4
2	0,5	0,8	1,4	16,8	0,195		
3	0,8	1,3	1,9	19	0,186	0,379	30,9
4	0,8	1,3	1,9	15,2	0,175		
5	1	1,6	2,0	24	0,160	0,168	36,7
6	1	1,6	2,9	29	0,230	0,781	22,7
					$T_{0,m}=75^{\circ}\text{C}$	$T_{0,e}=5^{\circ}\text{C}$	$T_{cond.}=27^{\circ}\text{C}$

Para el modelo los casos 1-2 y 3-4 son idénticos, pues la única variación que existe es la longitud de la cámara de mezcla. En este caso los resultados del modelo están totalmente fuera de sitio en relación a los datos experimentales, con diferencias superiores al 400 %.

No encuentro explicación para esta variación. No obstante es notable que el autor haya conseguido mecanizar una tobera de 0,5 mm de garganta con precisión. No obstante hubiese sido conveniente, puesto que es capaz de medir el caudal máscico, comprobar si la masa que pasa por la tobera está en relación a los cálculos teóricos.

Jugando un poco con las dimensiones geométricas, se han hallado variaciones sustanciales. Por ejemplo un error de 1 décima (0,1 mm) en el eyector número 1, produce una disminución del cociente de masas del 50 %, de 0,756 a 0,39.

Independientemente de los datos del modelo, podemos extraer del modelo el efecto de la longitud de la zona de área constante. Curiosamente el comportamiento es opuesto, para los casos 1-2, un aumento de “ $L$ ” produce una disminución de “ $w$ ”, mientras que para los casos 3-4 el incremento de “ $L$ ” se traduce en una reducción de “ $w$ ”.

Tras la revisión, más o menos exhaustiva, de datos experimentales de otros autores, se queda un sabor agrídulce de aciertos, desinformaciones y contradicciones en los artículos revisados. Es de esperar una aportación precisa de datos experimentales en capítulos sucesivos con los que seguir contrastando el modelo.

## 6. Modelo potencial axilsimétrico: solución no linealizada

Una de las hipótesis que se realizó para el desarrollo del modelo presentado en la sección anterior, fue la de suponer que las perturbaciones de la velocidad, tanto axiales como radiales, eran pequeñas (hipótesis 5.5.5.). Esta hipótesis nos permitió definir la función potencial “ $\phi$ ” como un término en la dirección longitudinal más una función de perturbación “ $\varphi$ ” (ec. 104). Esta ecuación, aplicada a la ecuación diferencial general (100), originó la ecuación linealizada (117), siendo esta la ecuación resuelta por el modelo presentado en la sección anterior. Por armonizar la nomenclatura llamaremos “modelo linealizado” al presentado en la sección anterior (5) y “modelo no linealizado” al presentado en la presente sección (6).

En el análisis de los datos experimentales mostrados por Huang (sección 5.4.1), se analizó el cociente entre el modulo de las velocidades de perturbación y la velocidad no perturbada,  $\frac{\sqrt{u^2 + v^2}}{V_\infty}$ , obteniendo una cota máxima para este cociente cercana 0,8 (ver figura 73). Este hecho, a pesar de que se produce en regiones muy concretas del flujo, invalida de cierta forma la hipótesis de flujo lineal. Es por ello que se propone a continuación un esquema de cálculo que aunque no resuelve directamente la ecuación diferencial original (100), es una aproximación más cercana que la realizada en la ecuación (117).

### 6.1. Desarrollo teórico

Tomemos de nuevo la ecuación (100), operando y reorganizando términos podemos llegar a:

$$\begin{aligned} (c^2 - \phi_x^2) \cdot \phi_{xx} + (c^2 - \phi_r^2) \cdot \phi_{rr} - 2 \cdot \phi_x \cdot \phi_r \cdot \phi_{xr} + c^2 \cdot \frac{\phi_r}{r} &= 0 \\ (c^2 - V_\infty^2 - 2 \cdot V_\infty \cdot u - u^2) \varphi_{xx} + (c^2 - v^2) \varphi_{rr} - 2 \cdot \varphi_x \cdot \varphi_r \cdot \varphi_{xr} + c^2 \cdot \frac{\varphi_r}{r} &= 0 \\ \left[ 1 - \left( \frac{V_\infty}{c_{fr}} \right)^2 \right] \varphi_{xx} + \varphi_{rr} + \frac{\varphi_r}{r} = \frac{1}{c^2} \left[ \left( V_\infty^2 \left( 1 - c^2 c_{fr}^{-2} \right) + 2V_\infty u + u^2 \right) \cdot \varphi_{xx} + v^2 \varphi_{rr} + 2uv \varphi_{xr} \right] \end{aligned} \quad (162)$$

En donde “ $c_{fr} = \mathbf{c}(s_{0,m}, h_{0,m} - 0,5 \cdot V_\infty^2)$ ” se corresponde con la velocidad del sonido del fluido primario en la frontera. El valor de “ $c$ ”, para el término de la derecha de la igualdad, varía con la posición ( $\varkappa$  y  $r$ ), y puede ser calculado mediante la expresión:

$$c = \mathbf{c} \left( s_{0,m}, h_{0,m} - 0,5 \cdot [(V_\infty + u)^2 + v^2] \right) \quad (163)$$

Con estas apreciaciones, podemos escribir (162) como:

$$\begin{aligned} \alpha^2 \varphi_{xx} - \varphi_{rr} - \frac{\varphi_r}{r} &= \frac{1}{c^2} \left[ \left( V_\infty^2 \cdot (1 - c^2 \cdot c_{fr}^{-2}) + 2 \cdot V_\infty \cdot u + u^2 \right) \cdot \varphi_{xx} + v^2 \cdot \varphi_{rr} + 2 \cdot u \cdot v \cdot \varphi_{xr} \right] \\ \alpha^2 \varphi_{xx} - \varphi_{rr} - \frac{\varphi_r}{r} &= f(\varkappa, r) \end{aligned} \quad (164)$$

La ecuación (164) es en la que se basa el nuevo método de resolución propuesto, y en cierta forma recuerda al método del punto fijo. Si recordamos, el método del punto fijo es un procedimiento iterativo para resolver ecuaciones no lineales, iterando en una expresión tipo  $x = f(x)$ . La idea aquí es semejante, y aunque no queda escrito de forma explícita, la idea es iterar en una expresión tipo  $\phi = f(\phi)$ .

El significado del término  $f(\varkappa, r)$ , es la contribución de los términos no lineales de la ecuación diferencial general (100). En el caso de que la función “ $\varphi$ ” fuese conocida, la ecuación (164) transforma el problema general en una ecuación no homogénea (advertir en este punto que para la obtención de la función  $f(\varkappa, r)$  no se ha realizado ninguna operación, i.e. división, que pudiese introducir singularidades, pues “ $c$ ” es siempre positivo). El problema es que no conocemos exactamente la función  $f(\varkappa, r)$ . En su defecto, podemos plantear una solución iterativa al proceso con la siguiente estructura:

1. Se resuelve el problema mediante la solución mostrada en la sección 5 (modelo lineal). A esta solución la llamaremos “ $\varphi_1$ ”.
2. Se define la función  $f_1(\varkappa, r)$  como:

$$f_1(\varkappa, r) = \frac{1}{c^2} \left[ \left( V_\infty^2 \cdot (1 - c^2 \cdot c_{fr}^{-2}) + 2 \cdot V_\infty \cdot u + u^2 \right) \cdot \varphi_{xx} + v^2 \cdot \varphi_{rr} + 2 \cdot u \cdot v \cdot \varphi_{xr} \right] \quad (165)$$

3. Se resuelve la ecuación

$$\alpha^2 \varphi_{xx} - \varphi_{rr} - \frac{\varphi_r}{r} = f_1(\varkappa, r) \quad (166)$$

La solución de esta ecuación la llamaremos “ $\varphi_2$ ”.

4. El proceso iterativo se puede identificar ahora con claridad. Pues de la solución “ $\varphi_2$ ”, podemos calcular una nueva función  $f_2(\varkappa, r)$ . Y así extendiendo el proceso, podemos escribir de forma general, que a partir “ $\varphi_n$ ”, obtenemos de  $f_n(\varkappa, r)$  por medio de la ecuación (165). Entonces, a partir de esta “ $f_n$ ”, podemos calcular “ $\varphi_{n+1}$ ” aplicando la ecuación (166).

El problema del proceso iterativo mostrado en la enumeración anterior radica en resolver la ecuación no homogénea (164). Para resolver esta ecuación, se emplea el hecho de que (164) es una ecuación lineal, por lo que la solución puede ser expresada como superposición, de forma que  $\varphi = \tilde{\varphi} + \hat{\varphi}$ . Entonces podemos escribir:

$$\alpha^2 \tilde{\varphi}_{xx} - \tilde{\varphi}_{rr} - \frac{\tilde{\varphi}_r}{r} = 0, \text{ cumpliendo las condiciones de contorno.} \quad (167)$$

$$\alpha^2 \hat{\varphi}_{xx} - \hat{\varphi}_{rr} - \frac{\hat{\varphi}_r}{r} = f(\varkappa, y), \text{ en el interior.} \quad (168)$$

La primera ecuación (167) ya fue resuelta anteriormente. La ecuación (168) puede ser resuelta aplicando el método de los valores característicos. Este método se basa en proponer una forma de la solución, que por conveniencia se elige del tipo:

$$\hat{\varphi} = \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} J_0 \left( \frac{\beta_j}{\frac{D_{st}}{2}} r \right) \cdot \left[ A_{(j,k)} \cdot \text{sen} \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot k}{\Delta \varkappa} \varkappa \right) + B_{(j,k)} \cdot \text{cos} \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot k}{\Delta \varkappa} \varkappa \right) \right] \quad (169)$$

La elección de “ $\hat{\varphi}$ ” no es fortuita, sino que las condiciones de contorno deben ser nulas, pues estas ya están cubiertas por la función “ $\tilde{\varphi}$ ”. Si recordamos, existen dos condiciones de contorno, una es de simetría radial para “ $r = 0$ ” y la otra es la de velocidad conocida para “ $r = \frac{D_{st}}{2}$ ”. La nulidad de la ecuación (169) frente a estas condiciones de contorno queda formulada como:

1. Para  $r = 0$ , se tiene que cumplir  $\hat{\varphi}_r = 0$  para todo  $\varkappa$ . Operando tenemos:

$$\hat{\varphi}_r|_{r=0} = \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} -\frac{\beta_j}{\frac{D_{st}}{2}} r J_1(0) \cdot \left[ A_{(j,k)} \cdot \text{sen} \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot k}{\Delta \varkappa} \varkappa \right) + B_{(j,k)} \cdot \text{cos} \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot k}{\Delta \varkappa} \varkappa \right) \right] = 0 \quad (170)$$

2. Para  $r = \frac{D_{st}}{2}$ , se tiene que cumplir.

$$(V_\infty + \tilde{\varphi}_x + \hat{\varphi}_x)^2 + (\tilde{\varphi}_r + \hat{\varphi}_r)^2 = V_{fr,m}^2 \quad (171)$$

Al igual que para la sección anterior, podemos encontrar una solución si hacemos  $\tilde{\varphi}_x = 0$  y  $\hat{\varphi}_x = 0$ . Con lo que la ecuación de contorno queda reescrita como:

$$V_\infty^2 + (\tilde{\varphi}_r + \hat{\varphi}_r)^2 = V_{fr,m}^2 \quad (172)$$

El punto es que, igual que en la sección anterior, hemos de suponer pequeño el valor de  $\tilde{\varphi}_r + \hat{\varphi}_r$  frente a  $V_\infty^2$ . Observemos que esta es la única situación en que hemos de hacer una valoración de órdenes de magnitud, en contra del modelo anterior en que debíamos de hacer suposiciones de órdenes de magnitud para el interior del dominio.

Por lo tanto la derivada de (169) en sentido axial para  $r = \frac{D_{st}}{2}$  ha de ser nula.

$$\hat{\varphi}_x|_{r=\frac{D_{st}}{2}} = \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} J_0(\beta_j) \cdot [función(\varkappa)] = 0 \quad (173)$$

Vemos que, en efecto, la forma elegida para “ $\hat{\varphi}$ ” no añade ningún término a las condiciones de contorno.

En cuanto a las condiciones iniciales, para cada región se ha de verificar, en  $\varkappa = 0$ , la continuidad de la velocidad tanto axial como radial entre la subregión “i-1” e “i”. Así se ha de cumplir:

$$\phi_x(\Delta x, r)|_{i-1} = \phi_x(0, r)|_i \quad (174)$$

$$\phi_r(\Delta x, r)|_{i-1} = \phi_r(0, r)|_i \quad (175)$$

Estando el potencial  $\phi$  definido ahora como (formalmente es la misma definición que la dada en la ecuación (104), pero incluyendo las funciones para el problema homogéneo y no homogéneo):

$$\phi = V_\infty \cdot \varkappa + \tilde{\varphi} + \hat{\varphi} \quad (176)$$

Desarrollando las expresiones (174) y (175), podemos escribir:

$$V_\infty|_{i-1} + \tilde{\varphi}_x(\Delta x, r)|_{i-1} + \hat{\varphi}_x(\Delta x, r)|_{i-1} = V_\infty|_i + \tilde{\varphi}_x(0, r)|_i + \hat{\varphi}_x(0, r)|_i \quad (177)$$

$$\tilde{\varphi}_r(\Delta x, r)|_{i-1} + \hat{\varphi}_r(\Delta x, r)|_{i-1} = \tilde{\varphi}_r(0, r)|_i + \hat{\varphi}_r(0, r)|_i \quad (178)$$

Al mismo tiempo, por continuidad de la función  $f(\varkappa, r)$ , se tiene que cumplir:

$$\hat{\varphi}_x(\Delta x, r)|_{i-1} = \hat{\varphi}_x(0, r)|_i \quad (179)$$

$$\hat{\varphi}_r(\Delta x, r)|_{i-1} = \hat{\varphi}_r(0, r)|_i \quad (180)$$

Sustituyendo estas expresiones en las condiciones de continuidad entre subregiones, ecuaciones (177) y (178), se obtienen las siguientes expresiones:

$$V_\infty|_{i-1} + \tilde{\varphi}_x(\Delta x, r)|_{i-1} = V_\infty|_i + \tilde{\varphi}_x(0, r)|_i \quad (181)$$

$$\tilde{\varphi}_r(\Delta x, r)|_{i-1} = \tilde{\varphi}_r(0, r)|_i \quad (182)$$

Las ecuaciones (181) y (182), son iguales a (126) y (127) respectivamente.

Por lo tanto, las condiciones de contorno que debe cumplir “ $\tilde{\varphi}$ ”, son idénticas a las resueltas en el modelo linealizado. No se repiten aquí las ecuaciones ni resultados que definen la función “ $\tilde{\varphi}$ ”, por es una duplicación de los desarrollado durante el capítulo anterior.

Únicamente queda obtener los coeficientes  $A_{(j,k)}$  y  $B_{(j,k)}$  de la solución propuesta para “ $\hat{\varphi}_x$ ”. Sustituyendo la ecuación (169) en (168), operando y reagrupando términos, se puede llegar a la siguiente expresión:

$$\alpha^2 \left[ \left( \frac{\beta_j}{\alpha \cdot \frac{D_{st}}{2}} \right)^2 - \left( \frac{2 \cdot \pi}{\Delta \varkappa} \cdot k \right)^2 \right] \hat{\varphi} = f(\varkappa, r) \quad (183)$$

Los coeficientes  $A_{(j,k)}$  y  $B_{(j,k)}$  de la ecuación (169) se pueden calcular haciendo uso de las funciones ortogonales, tanto para la función de Bessel como para las funciones trigonométricas. Se ha mostrado el proceso intermedio únicamente para el término  $B_{(j,0)}$ . Para el resto de coeficientes se muestra únicamente la solución final obtenida.

1.  $k = 0$ :

$$\int_{\varkappa=0}^{\varkappa=\Delta\varkappa} \int_{r=0}^{r=\frac{D_{st}}{2}} \left( \frac{\beta_j}{\frac{D_{st}}{2}} \right)^2 \cdot r \cdot J_0^2 \left( \frac{\beta_j}{\frac{D_{st}}{2}} r \right) \cdot B_{(j,0)} d\varkappa dr = \int_{\varkappa=0}^{\varkappa=\Delta\varkappa} \int_{r=0}^{r=\frac{D_{st}}{2}} f(\varkappa, r) \cdot r \cdot J_0 \left( \frac{\beta_j}{\frac{D_{st}}{2}} r \right) d\varkappa dr \quad (184)$$

$$B_{(j,0)} = \frac{\int_{\varkappa=0}^{\varkappa=\Delta\varkappa} \int_{r=0}^{r=\frac{D_{st}}{2}} f(\varkappa, r) \cdot r \cdot J_0 \left( \frac{\beta_j}{\frac{D_{st}}{2}} r \right) d\varkappa dr}{\left( \frac{\beta_j^2}{2} \right) J_1^2(\beta_j) \cdot \Delta\varkappa} \quad (185)$$

2.  $k \neq 0$ :

$$A_{(j,k)} = \frac{\int_{\varkappa=0}^{\varkappa=\Delta\varkappa} \int_{r=0}^{r=\frac{D_{st}}{2}} f(\varkappa, r) \cdot r \cdot J_0 \left( \frac{\beta_j}{\frac{D_{st}}{2}} r \right) \cdot \text{sen} \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot k}{\Delta\varkappa} \varkappa \right) d\varkappa dr}{\alpha^2 \left[ \left( \frac{\beta_j}{\alpha \cdot \frac{D_{st}}{2}} \right)^2 - \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot k}{\Delta\varkappa} \right)^2 \right] \frac{1}{2} \left( \frac{D_{st}}{2} \right)^2 J_1^2(\beta_j) \cdot \frac{\Delta\varkappa}{2}} \quad (186)$$

$$B_{(j,k)} = \frac{\int_{\varkappa=0}^{\varkappa=\Delta\varkappa} \int_{r=0}^{r=\frac{D_{st}}{2}} f(\varkappa, r) \cdot r \cdot J_0 \left( \frac{\beta_j}{\frac{D_{st}}{2}} r \right) \cdot \text{cos} \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot k}{\Delta\varkappa} \varkappa \right) d\varkappa dr}{\alpha^2 \left[ \left( \frac{\beta_j}{\alpha \cdot \frac{D_{st}}{2}} \right)^2 - \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot k}{\Delta\varkappa} \right)^2 \right] \frac{1}{2} \left( \frac{D_{st}}{2} \right)^2 J_1^2(\beta_j) \cdot \frac{\Delta\varkappa}{2}} \quad (187)$$

La realización de estas integrales es costosa numéricamente. Si se asumiésemos, a efectos de obtener un orden de magnitud, “ $N$ ” términos para “ $j$ ”, “ $k$ ”, para el número de evaluaciones en la realización de la integral, para el número de términos del modelo linealizado y para el número de subregiones en las que discretizamos el dominio, tenemos: evaluación de  $\int \int f(\varkappa, r) \sim N^3$ , cálculo en “ $j$ ” y “ $k$ ”  $\sim 2 \cdot N$ , suma a lo largo de todas las subregiones  $\sim N$ , evaluación de las propiedades una vez conocidos los coeficientes  $\sim 2 \cdot N$ . Hace que el orden de magnitud sea de  $4 \cdot N^6$ .

Considerando además que la evaluación de las funciones de Bessel, así como de los ceros de la misma, más los senos, cosenos y demás operaciones aritméticas, que de forma optimista podemos cifrar en unos 1000 ciclos, hace un monto total de  $4000 \cdot N^6$ . Tomando un  $N = 100$ , hay que realizar unas  $4 \cdot 10^{15}$  operaciones. Con una potencia de cálculo de un procesador de gama media alta, en torno a las  $10^{10}$  operaciones por segundo, hacen unos 4,6 días, siendo esta la previsión más optimista.

Estos tiempos de cálculo no se consideran viables. Por lo que se explora a continuación alguna alternativa en aras de reducir el tiempo de cálculo. Si suponemos que la variación en la dirección “ $x$ ” es lineal, debido a que estamos discretizando el dominio en pequeños  $\Delta\varkappa$ , podemos escribir la función  $f(\varkappa, r)$  como:

$$f(\varkappa, r) = a_r + b_r \cdot x = f \left( \frac{\Delta\varkappa}{2}, r \right) - \sum_{k=1}^{k=\infty} b_r \cdot \frac{\Delta\varkappa}{\pi \cdot k} \cdot \text{sen} \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot k}{\Delta\varkappa} \varkappa \right) \quad (188)$$

En donde  $a_r$  y  $b_r$  son parámetros que dependen únicamente del radio.

El último sumando es el desarrollo en serie de Fourier, que será de utilidad para la evaluación de los coeficientes  $A_{(j,k)}$  y  $B_{(j,k)}$ . Para la obtención de los mismos, se sustituye la ecuación (188) en (185), (186) y (187).

1.  $k = 0$ :

$$B_{(j,0)} = \frac{\int_{r=0}^{r=\frac{D_{st}}{2}} (a_r + b_r \cdot \frac{\Delta x}{2}) \cdot r \cdot J_0 \left( \frac{\beta_j}{\frac{D_{st}}{2}} r \right) dr}{\left( \frac{\beta_j^2}{2} \right) J_1^2(\beta_j) \cdot \Delta x} \quad (189)$$

2.  $k \neq 0$ :

$$A_{(j,k)} = - \frac{\int_{r=0}^{r=\frac{D_{st}}{2}} b_r \cdot \frac{\Delta x^2}{2 \cdot \pi \cdot k} \cdot r \cdot J_0 \left( \frac{\beta_j}{\frac{D_{st}}{2}} r \right) dr}{\alpha^2 \left[ \left( \frac{\beta_j}{\alpha \cdot \frac{D_{st}}{2}} \right)^2 - \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot k}{\Delta x} \right)^2 \right] \frac{1}{2} \left( \frac{D_{st}}{2} \right)^2 J_1^2(\beta_j) \cdot \frac{\Delta x}{2}} \quad (190)$$

$$B_{(j,k)} = 0 \quad (191)$$

El término “ $b_r$ ”, correspondiente a la pendiente de la recta, es  $\Delta x$  más pequeño que el término “ $a_r$ ”. Siendo  $\Delta x$  del orden de  $10^{-5}$ . Dada una subregión y un determinado radio, podemos escribir, asumiendo el modelo lineal:

$$a_r = \frac{f_{II} + f_I}{2} \quad (192)$$

$$b_r = \frac{f_{II} - f_I}{\Delta x} \quad (193)$$

En donde “ $f_I$ ” y “ $f_{II}$ ” se corresponde con la función  $f(x, r)$  evaluada, para el radio dado, en  $x = 0$  y  $x = \Delta x$  respectivamente.

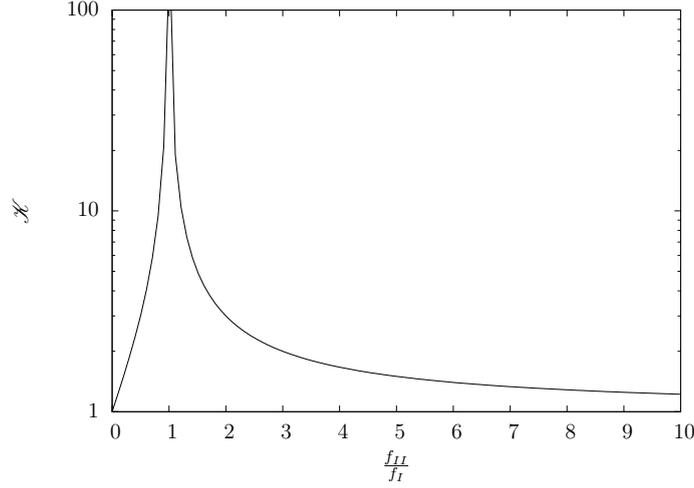
Para que el término “ $b_r$ ” sea significativo frente al valor medio “ $a_r$ ”, tiene que ocurrir:

$$\frac{a_r}{b_r \cdot \frac{\Delta x}{2}} = \mathcal{K} \quad (194)$$

En donde  $\mathcal{K}$  representa el orden de magnitud. Operando se llega fácilmente a:

$$\mathcal{K} = \frac{f_{II} + f_I}{f_{II} - f_I} = \frac{\frac{f_{II}}{f_I} + 1}{\frac{f_{II}}{f_I} - 1} \quad (195)$$

En la figura (80) se muestra el valor absoluto de  $\mathcal{K}$  frente al cociente  $\frac{f_{II}}{f_I}$ . Para el caso de que el término medio de la función sea del orden del correspondiente a la pendiente, se tendría que cumplir  $f_{II} \gg f_I$ . En el extremo contrario, para el caso en que  $f_{II} \approx f_I$ , el término medio de la función es órdenes de magnitud superior al correspondiente a la pendiente.



**Figura 80:**  $\mathcal{K}$  frente a  $\frac{f_{II}}{f_I}$ .

Para poder evaluar la magnitud de  $f_{II}$  y  $f_I$  es necesario calcularlo para un caso real. En la figura 83 se muestra la función de error para el caso número 5 de Huang. Vemos que la función de error toma valores de hasta 1000. Como era de prever, esta variación máxima ocurre para los puntos en que son relevantes los términos de velocidades perturbadas “u” y “v” frente a “ $V_\infty$ ”, como podemos observar de la figura 73. Quiera que este valor está graduado a lo largo de aproximadamente 4 subregiones, el cociente  $\frac{f_{II}}{f_I} \approx \sqrt[4]{1000} = 5,6$ . Aplicando la ecuación (195), se obtiene un valor de  $\mathcal{K} = 1,43$ . Insistiendo que esto es una situación extrema, presente en aproximadamente una decena de subregiones entre las coordenadas axiales -5 y 0 mm.

La simplificación que se propone en este punto, aún siendo el término correspondiente a la pendiente “ $b_r$ ”, en el peor de los casos, del orden del 70% del término correspondiente al valor medio “ $a_r$ ”, es despreciar el término “ $b_r$ ” frente a “ $a_r$ ” y examinar los resultados. Caso de que la variación entre los resultados correspondientes al modelo linealizado y al no linealizado, asumiendo esta suposición, sean importantes, será necesario replantearse la estrategia y considerar la aplicación del término “ $b_r$ ”. Si por el contrario los resultados no varían sustancialmente respecto al modelo lineal, no tiene demasiado sentido aplicar el término “ $b_r$ ”, pues como máximo, podremos añadir otra pequeña desviación del orden de la ya predicha por la única inclusión de “ $a_r$ ”.

En resumen, los coeficientes aplicables para esta última suposición son:

1.  $k = 0$ :

$$B_{(j,0)} = \frac{\int_{r=0}^{r=\frac{D_{st}}{2}} a_r \cdot r \cdot J_0\left(\frac{\beta_j}{\frac{D_{st}}{2}} r\right) dr}{\left(\frac{\beta_j^2}{2}\right) J_1^2(\beta_j) \cdot \Delta\mathcal{K}} \quad (196)$$

2.  $k \neq 0$ :

$$A_{(j,k)} = 0 \quad (197)$$

$$B_{(j,k)} = 0 \quad (198)$$

Sin ánimo de introducir en esta parte de desarrollo teórico un análisis de datos experimentales, se hace necesario la aplicación del modelo no linealizado a casos reales. A tal efecto se ha incluido, dentro del análisis de los resultados de Huang, la figura 85. Esta figura (obtenida bajo las condiciones detalladas en aquella sección), muestra el error relativo medio, para distintas

posiciones axiales de salida de salida de tobera, entre el cociente de masas del modelo linealizado y no linealizado para los 39 eyectores de Huang, en función del cociente de presiones  $\frac{p_{st,m}}{p_{st,e}}$ . La desviación máxima es del 2,1 % y la media de 0,35 %. Viendo estos resultados uno puede concluir que:

1. Dado que que el error, considerando únicamente el término “ $a_r$ ”, es despreciable, no se considera necesario incluir el efecto de “ $b_r$ ”, pues se conseguirá un resultado análogo.
2. Más importante aún, es que el efecto de la no linealidad no es representativo y no justifica un esfuerzo de cálculo mucho mayor que para el modelo lineal.

## 6.2. Implementación práctica

En este apartado se muestran de una forma secuencial los pasos para la implementación informática del método no linealizado. La base de la implementación se muestra en el diagrama de flujo de la figura 82. Para la interpretación correcta de dicho diagrama es necesario realizar las siguientes aclaraciones:

1. Procedimiento de implantación de la función no linealizada:

Como ya se ha reiterado, la ecuación diferencial general se intenta resolver de forma iterativa. Este proceso queda desarrollado matemáticamente mediante el cálculo iterativo de las funciones  $f(\kappa, r)$  y  $\widehat{\varphi}$ . Si observamos detalladamente la figura 82 observamos que esta iteración no aparece, estando el recuadro correspondiente señalado con un asterisco en su esquina superior derecha. Originalmente esta iteración estaba planteada en los términos expresados en la figura 81. Como vemos se realiza un bucle tantas veces como las indicadas por la variable “*CORR*”. Observemos que en cada corrección se actualiza la función “ $\widehat{\varphi}$ ”, calculándose las perturbaciones de velocidad como suma del termino correspondiente a “ $\widetilde{\varphi}$ ” y “ $\widehat{\varphi}$ ”.

La serie de pasos inscritos dentro de la línea punteada de la figura 81, se corresponderían, en principio, a cada uno de los dos recuadros (uno para la primera subregión y otro para una subregión “n”) marcados con un asterisco en la figura 82.

El hecho de que se haya prescindido del bucle descrito en la fig. 81 no es accidental. Se han ensayado, para distintas geometrías y modelos, valores de “*CORR*” de hasta de 4, obteniéndose variaciones relativas del cociente de masas inferiores al 0,2 % en todos los casos. El sobrecoste computacional no justifica la pequeña diferencia observada.

2. Líneas de corriente:

Para el cálculo de las líneas de corrientes se emplea la ecuación (151), que es la misma que se empleó para el método linealizado con una salvedad: las velocidades de perturbación “ $u$ ” y “ $v$ ” están expresadas ahora como:

$$\phi = V_{\infty} \cdot \kappa + \varphi = V_{\infty} \cdot \kappa + \widetilde{\varphi} + \widehat{\varphi} \quad (199)$$

$$u = \varphi_x = \widetilde{\varphi}_x + \widehat{\varphi}_x \quad (200)$$

$$v = \varphi_r = \widetilde{\varphi}_r + \widehat{\varphi}_r \quad (201)$$

La influencia del modelo no linealizado se origina precisamente aquí, al modificar las líneas de corriente y en especial la frontera con el fluido secundario, que hará que se modifiquen las condiciones de contorno.

3. Número de términos de la serie de Bessel para la función corregida:

La función “ $\widehat{\varphi}$ ” no deja de ser una transformación matemática de “ $\widetilde{\varphi}$ ”, por lo que si la última está representada por una serie de “*NTERMS*”, parece lógico que la primera mantenga el mismo número de términos.

4. Resto de parámetros:

El resto de parámetros del modelo, a saber: “*MIN*” (error relativo en el radio externo de fluido primario en la sección crítica para detener la iteración), “ $\Delta x$ ” (dimensión axial de las subregiones), y “ $x_{max}$ ” (coordenada axial máxima hasta donde se calcula el modelo); toman el mismo valor que para el modelo linealizado.

5. Procedimiento para realizar la integral:

La integración se realizó mediante la librería numérica “GNU Scientific Library” [69], empleando el método Gauss-Kronrod-Patterson de 87 puntos. Se realizaron distintas pruebas dividiendo la coordenada radial en 2, 3, ... intervalos para acotar el error relativo en el cociente de masas. Se encontró que dividiendo la coordenada radial en 4 intervalos (348 puntos en total) se cometían errores relativos en el cociente de masas siempre inferiores al 0,1%, en relación al cálculo con 10 intervalos.

6. Velocidad del sonido:

El valor de “ $c$ ”, para el cálculo de la función “ $f(\mathcal{X}, r)$ ”, ha sido calculado como:

$$c^2 = c_{fr}^2 - \frac{k-1}{2} (2 \cdot V_\infty \cdot u + u^2 + v) \quad (202)$$

En donde “ $c_{fr}$ ” es la velocidad del sonido en la frontera calculado como gas real y usamos un valor de “ $k$ ” correspondiente al extremo superior.

7. Forma final de las ecuaciones de perturbación:

Por último, y a modo de comparativa visual rápida, se incluye la forma final para las funciones “ $\tilde{\varphi}$ ” y “ $\hat{\varphi}$ ”. Pudieran, a primera vista, ser semejantes, mas los coeficientes “ $\lambda_i$ ” están combinados en la primera ecuación de forma que, al aplicar la ecuación de onda en polares, su valor se anula. Esto, obviamente, no ocurre para la función “ $\hat{\varphi}$ ”.

$$[\tilde{\varphi}(\mathcal{X}, r)]_n = \sum_{i=1}^{\infty} \left( [A_i]_n \cdot \sin([\lambda_i]_n \mathcal{X}) + [B_i]_n \cdot \cos([\lambda_i]_n \mathcal{X}) \right) \cdot J_0(\alpha \lambda_i r) \quad (203)$$

$$[\hat{\varphi}(\mathcal{X}, r)]_n = \sum_{j=0}^{\infty} J_0 \left( \frac{\beta_j}{\frac{D_{st}}{2}} r \right) \cdot [B_{(j,0)}]_n \quad (204)$$

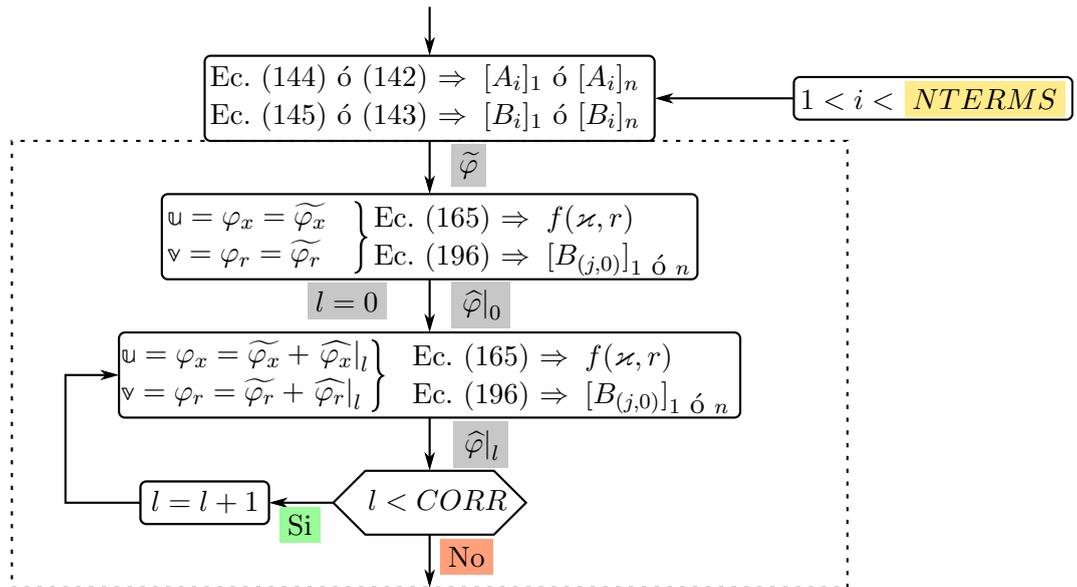


Figura 81: Diagrama de flujo para el modelo potencial axisimétrico no linealizado.

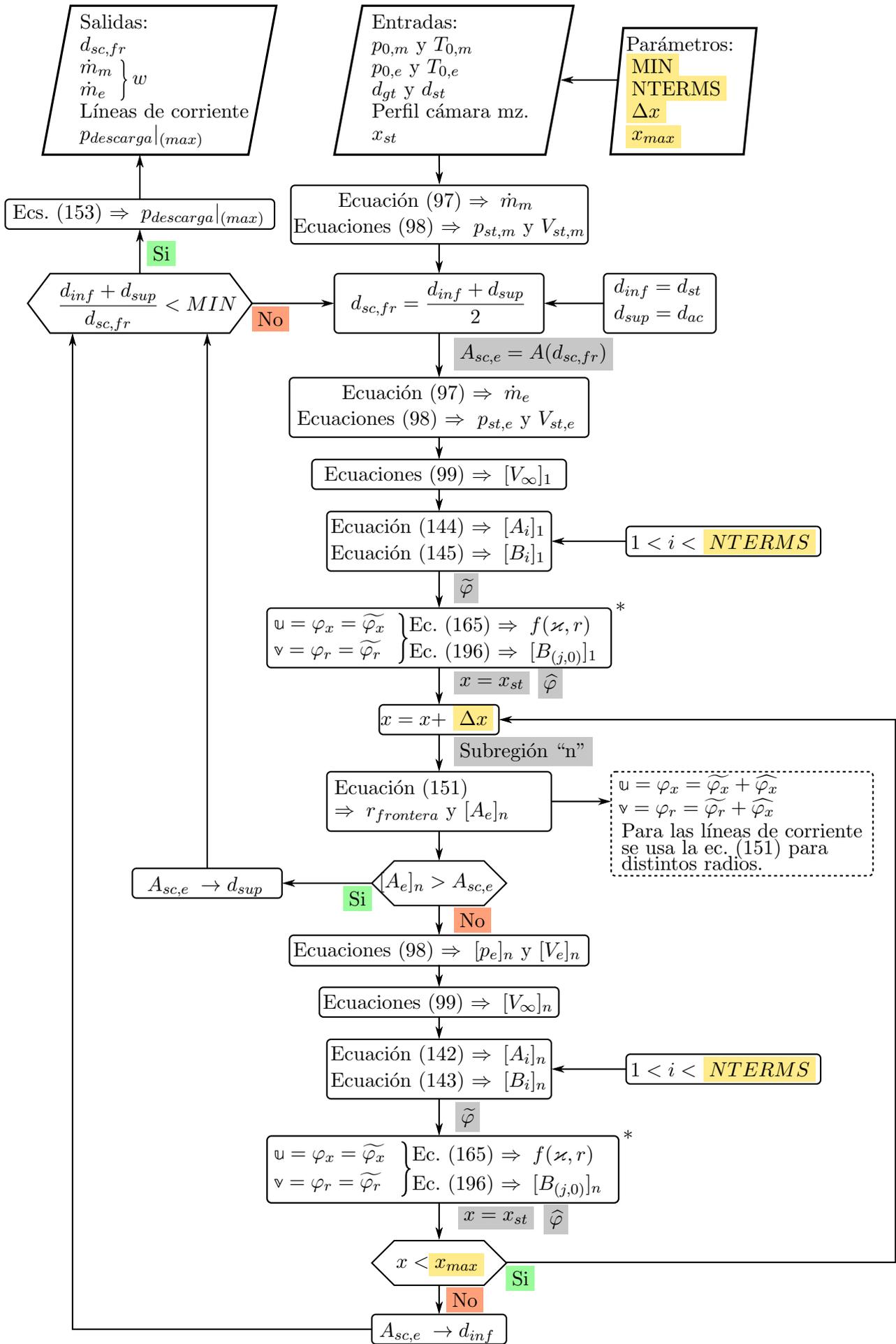
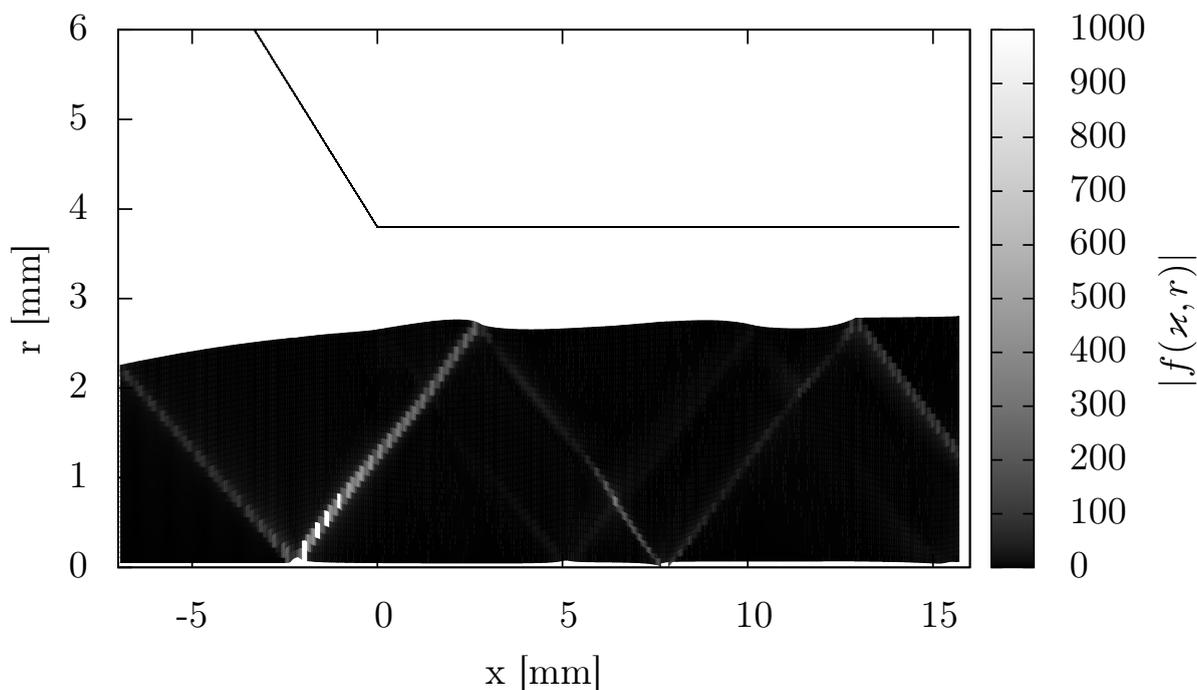


Figura 82: Diagrama de flujo para el modelo potencial axisimétrico no linealizado.

### 6.3. Aplicación del modelo a los resultados de Huang [54] (R141b)

Se analiza en esta sección los resultados de la aplicación del modelo no linealizado a los datos experimentales proporcionados por Huang[54].

En primer lugar se muestra el valor absoluto de la función “ $f(x, r)$ ” para el caso número 5, en línea con la figura 73 mostrada para el modelo lineal. La función de perturbación se calculada empleando únicamente la función “ $\tilde{\varphi}$ ”, correspondiente al modelo linealizado. Como ya se comentó anteriormente, el mayor valor de “ $f(x, r)$ ” se da justo en las ondas de presión, por ser en estos puntos donde también se encuentra mayor valor para las velocidades de perturbación “ $u$ ” y “ $v$ ”.



**Figura 83:** Función de error “ $f(x, r)$ ” para el quinto caso de Huang.

En la figura 84 se muestra la comparativa entre el cociente de masas experimental, el obtenido mediante el modelo linealizado (cuadrados) y el modelo no linealizado (círculos). Para ambos modelos se ha tomado la mejor posición de salida de la tobera, igual a lo que se hiciera en la figura 69. Vemos que prácticamente todos los puntos caen uno encima de otro, observando que la corrección no lineal no añade variación apreciable.

Una comparación exhaustiva entre los resultados del modelo linealizado y no linealizado se puede ver en la figura 85. Para cada uno de los 39 eyectores ensayados por Huang[54], se han calculado para posiciones de la salida de la tobera entre -2cm a 0cm, en intervalos de 0,5mm (40 términos), los cocientes de masas para ambos modelos. Posteriormente se ha hallado el error relativo y se ha realizado la media para cada los 40 casos ensayados por eyector. Este error relativo medio porcentual ha sido representado en función de la relación de presiones entre el primario y secundario en la descarga  $\frac{p_{st,m}}{p_{st,e}}$ . Un valor unitario para este cociente representa una tobera adaptada. La conclusión es relevante, pues los resultados muestran que a medida que este cociente es mayor, la diferencia entre la solución lineal y no lineal aumenta. Este comportamiento esta de acuerdo a lo que podíamos esperar desde un punto de vista teórico, pues mayor cociente de presiones  $\frac{p_{st,m}}{p_{st,e}}$  significa mayores saltos de presiones y mayores deflexiones en las correspondientes ondas, lo que aumenta el valor de “ $u$ ” y “ $v$ ”, y por ende de “ $f(x, r)$ ”.

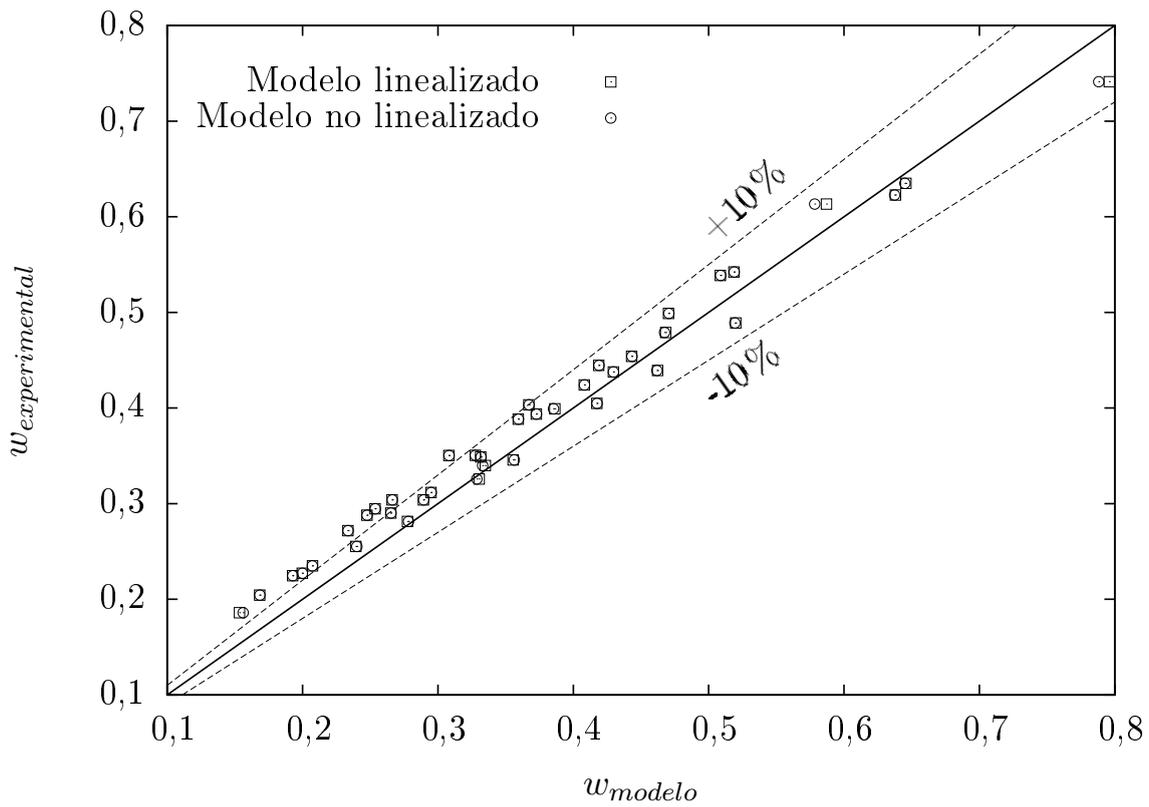


Figura 84: Comparativa del cociente de masas calculado por el modelo y datos experimentales.

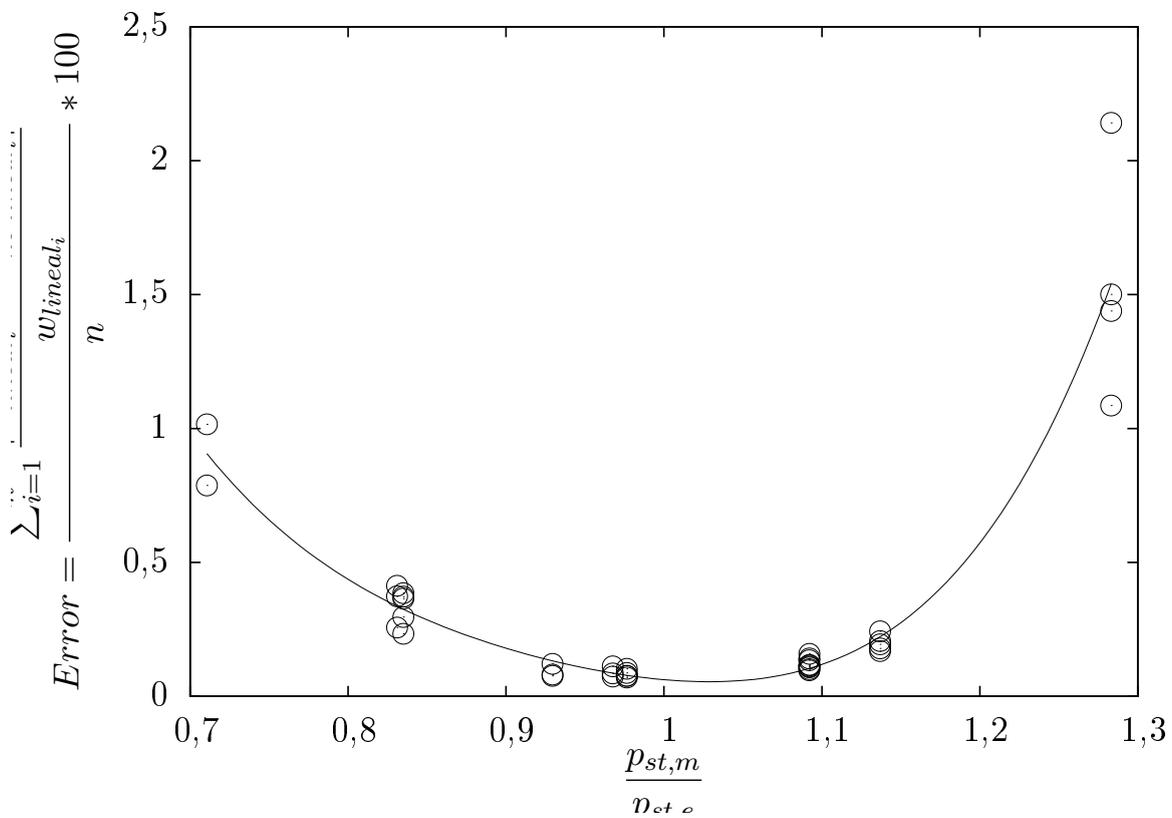


Figura 85: Variación relativa del cociente de masas.

## Parte IV

# Banco experimental de aire.

## 7. Diseño y puesta en marcha del eyector de aire

Empezar desde un inicio a investigar con un eyector de refrigerante mostraba retos considerables, tanto técnicos como económicos. Es por ello que se decidió en una etapa inicial comenzar las mediciones con un eyector de aire, ya que presenta varias ventajas:

1. Diseño más sencillo al trabajar a menos presión.
2. No se requiere instalación auxiliar (únicamente un compresor de aire).
3. Servirá como guía para el diseño del eyector de refrigerante.

Aunque con eyectores de aire existen diferentes publicaciones (Keenan [61] [62], Kispert [64], Fabri [36]), nos centraremos en las características que han sido de menos estudiadas:

1. Longitud de la zona de área constante.
2. Influencia de la posición longitudinal de la tobera.
3. Forma de las cámaras de mezcla.
4. Geometría del difusor.

El esquema de partida para el desarrollo del eyector de aire se muestra en la figura 86. En este apartado se desarrollará brevemente la transición desde este boceto conceptual hasta su construcción y operación.

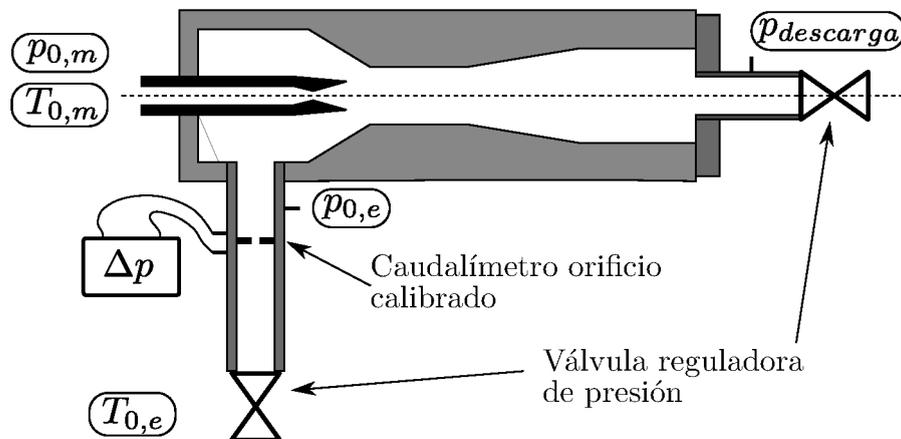
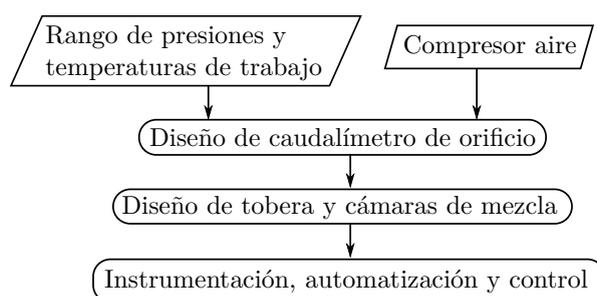


Figura 86: Esquema conceptual para el diseño de la instalación de aire.

El flujo de diseño del eyector de aire queda detallado en el esquema mostrado en la figura 87, pasando seguidamente a desgranar cada uno de los hitos.



**Figura 87:** Esquema de diseño para el eyector de aire.

Los requisitos iniciales que condicionan el diseño y cuyo cumplimiento se antoja necesario, son:

1. Tobera desplazable longitudinalmente.
2. Posibilidad de cambio sencillo de las cámaras de mezcla.
3. Control preciso de las presiones de secundario y descarga.

### Rango de presiones y temperaturas de trabajo

Antes de comenzar a dar cifras y con el objeto de evitar confusiones, todos los valores de presión en toda esta sección son en presión absoluta.

1. Para operar el eyector de aire se parte de un compresor de aire de pistones cuya presión de trabajo máxima es de 8 bar.

Por lo tanto el rango de presiones de remanso para el fluido primario queda establecido de 3 a 8 bar (presiones inferiores no son de interés práctico). La temperatura de remanso para el fluido primario es la existente en el recipiente a presión. Por variar la temperatura ambiente, también variará la temperatura en el recipiente. Igualmente esta temperatura varía al cabo del tiempo de funcionamiento del compresor, calentándose progresivamente (aproximadamente de 20 a 30 °C por encima de la temperatura atmosférica) hasta llegar a una estado estacionario.

2. El flujo secundario es directamente tomado de la atmósfera. La única manipulación que hacemos en este flujo es mediante un elemento estrangulador a la entrada para poder disminuir la presión. El rango de presión de remanso del flujo secundario es de 0 a 1\* bar (por abreviación cuando encontremos "1\*" nos referimos a la presión atmosférica). La temperatura de remanso para el flujo secundario es la atmosférica.
3. En cuanto la descarga, se dispone de un elemento estrangulador para regular la presión desde la atmosférica hasta una cota máxima que no podrá ser, en ningún caso, superior a la correspondiente presión de remanso del primario. Por lo tanto el rango de presiones de condensador queda establecido de 1\* a 8 bar. En la práctica no se alcanzan presiones tal elevadas, sino que están en el rango de 1\* a 2,5 bar. Obviamente la temperatura de descarga no es un valor controlable a priori, sino que es función de la operación del eyector.

En la tabla 11 se muestra de forma resumida los rangos de operación para el eyector de aire.

**Tabla 11:** Rangos de operación para el eyector de aire.

Flujo	$p$ [bar]	$T$ [°C]
Primario	3-8	30 a 60
Secundario	0-1*	10 a 30
Descarga	1*-2,5	-

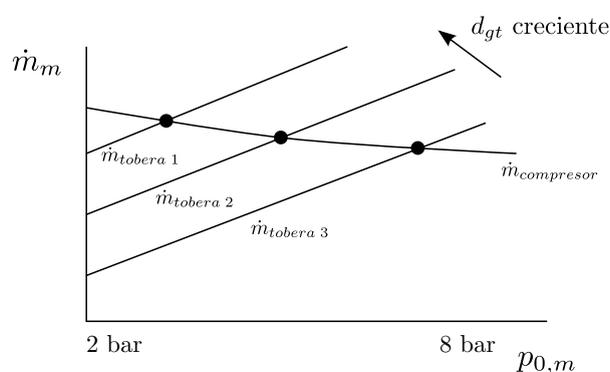
## Compresor de aire

El compresor de aire empleado es de dos etapas con un pistón por etapa, marca “Ingersoll Rand”. Es un modelo descatalogado por la edad del mismo, lo que impidió encontrar dato alguno sobre sus características técnicas. La potencia del motor eléctrico instalado es de 7,5 kW.

El compresor está conectado a un calderín de aire de 500 litros, tarado a 11 bar y con una válvula de seguridad a dicha presión. El compresor es actuado por un presostato marcha/paro, estableciéndose la presión de corte por alta en 8 bar y una histéresis de 2 bar (arranca de nuevo a 6 bar).

Un compresor de pistones es un dispositivo de desplazamiento volumétrico constante, sin embargo el flujo másico depende de las condiciones de entrada y la presión de descarga. En concreto, si mantenemos las condiciones de entrada constantes, el compresor tiende a trasegar menor caudal másico a medida que aumenta la presión de descarga. Esto es debido al aire remanente en el pistón tras la descarga (volumen muerto). El flujo másico a través de una tobera bloqueada es función de las condiciones de remanso.

Cuando se acopla un compresor a una tobera, se llega a una situación estable en que el caudal másico proporcionado por el compresor coincide con el que fluye por la tobera, tal y como se ilustra en la figura 88. Caso de que la garganta de la tobera sea muy pequeña, el presostato alcanza la presión máxima y se detiene, volviendo a arranca una vez haya disminuido la presión hasta un valor de 6 bar. Se huirá de este régimen de funcionamiento para nuestros ensayos.



**Figura 88:** Equilibrio entre el caudal másico proporcionado por el compresor y el gasto a través de una tobera.

Dado que se desconocen las características del compresor se hicieron pruebas a tanteo para determinar el diámetro de garganta correcto.

El experimento más sencillo es la medida del tiempo de llenado del tanque. En la tabla 12 se muestra el caudal másico estimado para distintos rangos de presión en el depósito (la temperatura supuesta en todos los casos es de 300 K).

Podemos observar claramente la caída de flujo másico a medida que se aumenta la presión de descarga, tal y como se muestra en la figura 88.

**Tabla 12:** Medidas del tiempo de llenado del depósito de aire a presión de 500

Presión [bar]	Tiempo [s]	Masa depósito [kg]	$\dot{m}$ [ $\frac{g}{s}$ ]
2	24	0,58	24,3
3	47	1,16	25,2
4	70	1,74	25,0
5	95	2,32	23,8
6	121	2,90	22,1
7	149	3,48	20,8
7,5	163	3,77	20,1

El siguiente experimento, más preciso que el anterior, consistió en mecanizar dos gargantas, de diámetros 2,5 mm y 4,8 mm, situarlas a la salida del tanque mediante una manguera flexible y una llave, y probar la presión que se alcanzaba en el tanque en estado estacionario <sup>2</sup>. Los resultados quedan descritos en el tabla 13. El valor para el caudal másico se calcula mediante la ecuación (205), obtenida para el movimiento isoentrópico compresible de gases ideales (ver “Nomenclatura”). Se emplea un valor de  $k = 1,4$  y  $R = 287 J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$ .

A la hora de obtener el flujo másico para el primario, no solo en este ejemplo, sino en todos los ensayos, no se empleará caudalímetro, sino que se calculará el flujo a partir de la ecuación (205). Esta hipótesis requiere un análisis sobre el error producido por dicho cálculo. Este análisis se realizará mediante una comparación del valor proporcionado por la fórmula (205) y el obtenido mediante un caudalímetro de presión diferencial (de orificio). Puesto que en la sección siguiente describimos dicho dispositivo, se aplazará este análisis hasta entonces.

$$\dot{m}_m = 0,5787 \cdot \frac{p_{0,m}}{\sqrt{R \cdot T_{0,m}}} \cdot \sqrt{k} \cdot \frac{\pi \cdot d_{gt}^2}{4} \quad (205)$$

Observamos que la garganta de 2,5 mm es demasiado pequeña para que el compresor funcione de forma continua, cosa que sí ocurre con la garganta de 4,8 mm.

**Tabla 13:** Presión de equilibrio para el recipiente a presión para distintos valores de diámetro de la garganta.

$d_{gt}$ [mm]	$p_{0,m}$ [bar]	$T_{0,m}$ [K]	$\dot{m}_m$ [ $\frac{g}{s}$ ]
2,5	Salta por alta presión		
4,8	4,70	322,4	19,5

Vemos que los resultados varían ligeramente entre la tabla 12 y 13, siendo preferibles los resultados de ésta última (para el llenado del tanque tanto el volumen como la temperatura son poco precisos).

## Diseño del caudalímetro de orificio

Si bien para el cálculo del flujo primario se empleó la ecuación para una garganta bloqueada, no podemos utilizar esta misma aproximación para el flujo secundario.

En este caso se decidió emplear un caudalímetro de presión diferencial de orificio. El mismo fue fabricado a tal propósito de acuerdo a la normativa nacional existente (normas AENOR [2], [3] y [4]).

El principio de medida de este tipo de caudalímetros se basa en la medida de la diferencia de presión diferencial entre una posición aguas arriba y otra aguas abajo de un estrechamiento.

<sup>2</sup>Estas gargantas están mecanizadas en un macizo de latón con un taladro del correspondiente diámetro y aproximadamente 2 mm de longitud. La continuidad de la garganta tanto aguas arriba como aguas abajo se consigue con un avellanador cónico de 20° de ángulo total.

Esta diferencia de presión se asocia a un caudal másico a través de la ecuación (206), tal y como propone la norma [3]. La parte entre corchetes se corresponde con la combinación de la ecuación de Bernoulli con la conservación de la masa, mientras que las variables “ $C$ ” y “ $\epsilon$ ” son respectivamente:

“ $C$ ” = coeficiente de descarga.

“ $\epsilon$ ” = factor de expansibilidad.

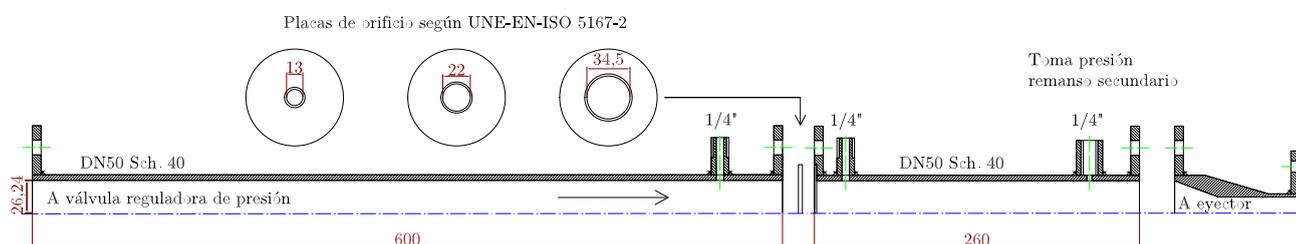
Estos dos factores son una indicación de lo que se aleja el flujo de comportarse como un fluido incompresible e irrotacional (condiciones bajo las cuales se obtiene la ecuación de Bernoulli). En [3] se dan expresiones para valorar ambos parámetros para la geometría escogida.

$$\dot{m} = C \cdot \epsilon \cdot \left[ \rho \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_{orificio}^2 \frac{\sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p}{\rho}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{d_{orificio}}{d_{tubo}}\right)^4}} \right] \quad (206)$$

Los caudalímetros de orificio son versátiles en su diseño, ya que se puede variar tanto el diámetro del orificio, así como la diferencia de presión a través del mismo (dentro de los límites de la norma). El punto óptimo de diseño es escoger un diámetro de orificio de forma que para el caudal másico máximo de secundario se alcance el fondo de escala del aparato de medida de presión diferencial.

Dado que el flujo másico de secundario es desconocido, se procuró diseñar el caudalímetro para tener un margen amplio de medida. A tal efecto se diseñaron tres orificios, de diámetro 13 mm, 22 mm y 34,5 mm, para ser intercalados en el mismo tubo, de diámetro 52,48 mm.

La geometría resultante de acuerdo a la norma [3] puede verse en la figura 89. La apariencia real del caudalímetro tras su construcción se muestra en el Anexo B, figura B33.



**Figura 89:** Esquema acotado del caudalímetro de presión diferencial.

El rango de caudales másicos que pueden ser medidos con cada uno de los orificios queda reflejado en la tabla 14.

Se ha supuesto una presión de 1 bar y 25 °C. Podemos asumir que el valor obtenido es una cota superior, pues el eyector trabaja a vacío en la mayor parte de los casos. La presión diferencial máxima empleada es de 25 mbar. En el apartado de instrumentación hablaremos como se mide esta presión.

Dado que, tal y como se mostró en la tabla 13, el flujo másico de primario es aproximadamente de  $19,5 \frac{g}{s}$ , se ha incluido también el cociente de masas máximo que puede ser medido con cada orificio.

Por último, la norma [3] permite calcular el error de la medida. En concreto da valores para la incertidumbre de los coeficiente “ $C$ ” y “ $\epsilon$ ” de la ecuación (206). Aproximadamente se puede decir que la suma de la incertidumbre en dichos parámetros se corresponde con la del caudal másico, por ser su valor cercano a la unidad. Siguiendo este procedimiento se ha llegado a un error cuyo valor se muestra en la última columna de la tabla 14. Este error es únicamente para el caudalímetro. Para evaluar el error total cometido a la medida de caudal, hay que sumar el valor del error para el sensor de presión y para el sistema de adquisición. Estos valores serán estudiados en el apartado de “Instrumentación, automatización y control”.

**Tabla 14:** Flujo másico máximo medible con el caudalímetro para cada orificio e incertidumbre.

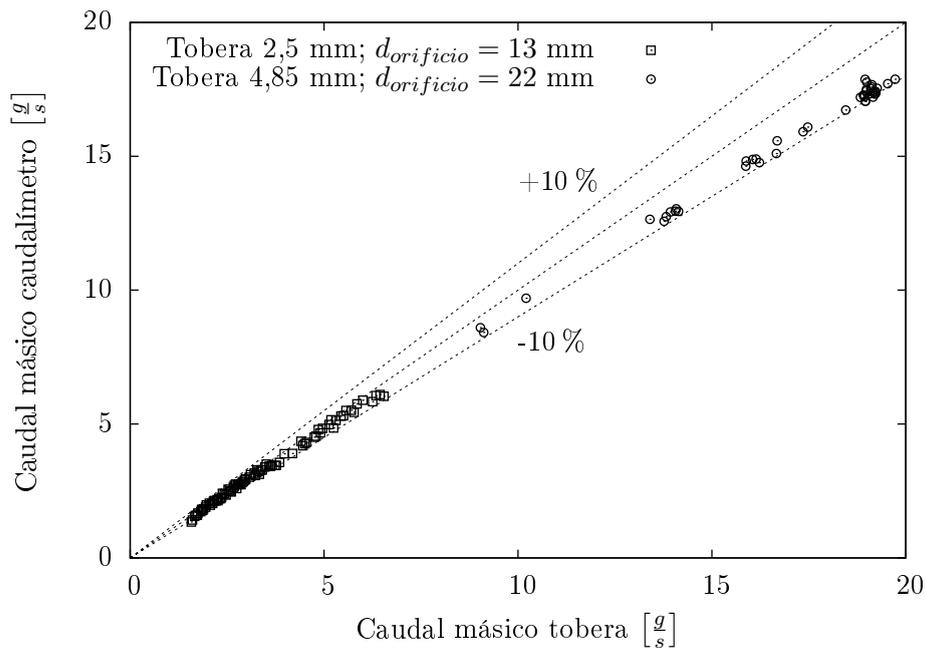
$d_{orificio}$ [mm]	$\dot{m}_{máximo}$ [ $\frac{g}{s}$ ]	$w_{máximo}$	Incertidumbre [%]
13	6,2	0,33	2,1
22	17,9	0,97	1,7
34,5	48,4	2,6	1,3

Para contrastar el funcionamiento tanto del caudalímetro de orificio, así como del flujo a través de una garganta bloqueada, se tomaron las gargantas de 2,5 mm y 4,8 mm, y se dispuso el montaje de la figura 89 de forma para poder medir el caudal de dichas gargantas.

El proceso de medida consistió en: cerrar la llave de descarga, llenar el depósito hasta un determinado nivel de presión, desconectar el compresor, abrir la válvula de descarga y medir el caudal másico a medida que iba disminuyendo la presión hasta un valor de aproximadamente 3 bar.

Con este procedimiento se consigue barrer un rango de caudales másicos. Según la tabla 14, se empleó el orificio de 13 mm para la garganta de 2,5 mm, y el de 22 mm para la garganta de 4,8 mm.

La comparación entre los resultados obtenidos mediante la ecuación (205) (flujo a través de una garganta bloqueada) y (205) (flujo a través del caudalímetro de orificio) queda mostrada en la figura 90.



**Figura 90:** Comparación entre el caudal másico según la ecuación (205) y el medido experimentalmente de con el caudalímetro de orificio.

Podemos hacer los siguientes comentarios a la figura 90:

1. Para ambas medidas, el flujo a través de la garganta (ec. (205)), sobrevalora el obtenido en el caudalímetro (ec. (206)). Este comportamiento está de acuerdo a lo descrito en la bibliografía [101], pues los efectos de capa límite tienden a disminuir el flujo respecto al valor ideal.
2. Para la garganta de 2,5 mm, un ajuste lineal con origen en 0 desvela una pendiente de 0,96.

3. Para la garganta de 4,8 mm, un ajuste lineal con origen en 0 arroja una pendiente de 0,92.
4. Según la literatura [101], el valor del cociente entre el caudal real y el isoentrópico para toberas de aire bien diseñadas y cuyo Reynolds en la garganta es superior a  $10^6$ , es del orden de 0,99.
5. En nuestro caso el número de Reynolds es de  $3,4 \cdot 10^4$  (2,5 mm) y  $6,6 \cdot 10^4$  (4,8 mm), un orden de magnitud menor que lo recomendado en [101]. Este hecho complica extraer conclusiones respecto del valor de las pendientes calculadas anteriormente.
6. Tampoco debemos obviar la incertidumbre del caudalímetro, cuyo valor queda indicado en la tabla 17.
7. En cualquier caso se consideran los resultados como positivos, pues se encuentran dentro de la lógica del experimento y sus valores no difieren en exceso de lo que podíamos esperar por la literatura.

### Diseño de la tobera y las cámaras de mezcla

Al igual que ocurrió para la elección de la garganta, tenemos margen de elección para los parámetros geométricos fundamentales, diámetro a la salida de la tobera, ángulo de entrada de la cámara de mezcla, diámetro de la sección de área constante y longitud de la misma.

La idea en la elección de estos parámetros es simular de alguna forma las condiciones que tendremos a la hora de estudiar el eyector de refrigerante. Valores importantes son los cocientes  $p_{descarga}/p_{0,e}$  y  $p_{0,m}/p_{0,e}$ . El primero es la relación de compresión del flujo secundario, y el segundo da una idea del grado de expansión máximo del flujo primario. Aunque es un poco anticipado, los valores de estos cocientes para el eyector de refrigerante (con R-134a) son del orden de 2 a 2,5 para el primero y de 7 a 10 para el segundo.

Desafortunadamente en el tiempo en que se experimentó con el eyector de aire, no se tenía definida la instalación de refrigerante, por eso se tomaron unos cocientes ligeramente superiores a los mostrados anteriormente, del orden de 3 y 15 respectivamente (que salen de los mismos rangos de temperaturas para R-245fa).

Por ser la zona de mayor interés el punto crítico, lo ideal sería que este punto ocurriese cerca de la presión atmosférica. Así se conseguiría estudiar únicamente una pequeña porción de la zona doblemente bloqueada y el régimen mixto. Se decidió establecer una presión de diseño de remanso de secundario de 0,4 bar, así se obtendría con la citada relación de compresión de 3, que el punto crítico ocurriese ligeramente superior a la presión atmosférica.

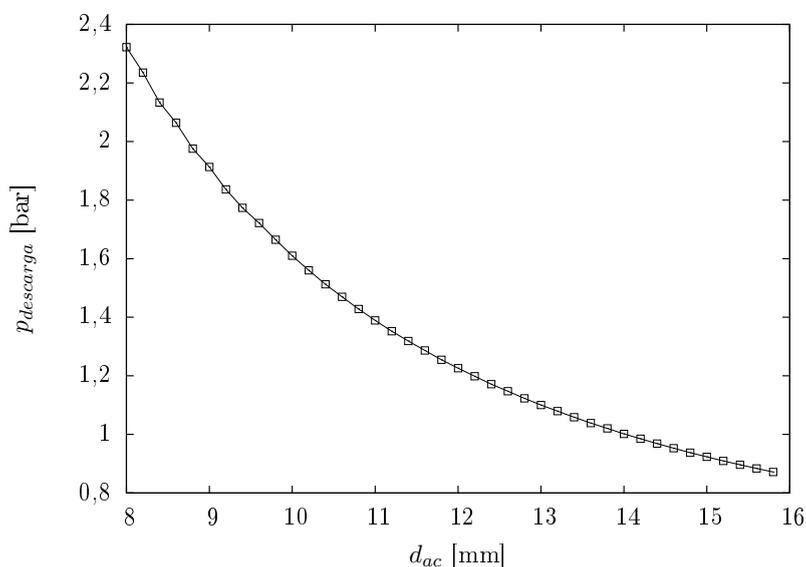
Aplicando el cociente de 15, se obtiene una presión de primario de 6 bar.

Despejando de la ecuación (205) el diámetro de la garganta, y empleando un flujo másico de  $19 \frac{g}{s}$ , obtenemos un valor de 4,28 mm. Puesto que el diámetro del escariador más próximo que se disponía era de 4,1 mm, se fijó este como el diámetro de la garganta para la tobera. Empleando de nuevo la ecuación (205) para este valor de diámetro de la garganta, obtenemos una presión de 6,5 bar. Este valor será algo inferior debido a la disminución del flujo másico con la presión de descarga.

El diámetro de salida se escoge de forma que la tobera se encuentre adaptada para la presión  $p_{0,e} = 0,4$  bar. El cálculo se realiza mediante las relaciones para flujo compresible de gas ideal (ver "Nomenclatura"). El resultado es un valor de  $d_{st} = 6,56$  mm. Por redondear la cifra se escoge un valor de 6,5 mm. La geometría de la tobera será cónica, realizada mediante un escariador cuyo ángulo total es de  $2,86^\circ$ . Se ha dejado para el eyector de refrigerante analizar las implicaciones que tiene el emplear una tobera cónica (ver Anexo C).

Para el cálculo de la geometría más simple de cámara de mezcla (entrada cónica seguida de una zona de área constante), los únicos parámetros que quedan por escoger son el diámetro de la zona de área constante y el ángulo de la zona cónica. Éste último valor se tomó igual a  $40^\circ$  (ángulo total). Para elegir el valor de la zona de área constante se recurrió al modelo potencial (sec. 5). Se ha estudiado la presión de descarga correspondiente al punto crítico del eyector (ver figura 28) en función del diámetro de la zona de área variable. Los valores de los distintos parámetros del sistema son:  $p_{0,m} = 6,5$  bar,  $T_{0,m} = 50$  °C,  $p_{0,e} = 0,4$  bar,  $T_{0,e} = 15$  °C,  $d_{gt} = 4,1$  mm y  $d_{st} = 6,5$  mm. La separación de la tobera es, según sugerido por Huang [54],  $-1.5$  veces el valor de “ $d_{ac}$ ”. Los cuatro parámetros iniciales (“MIN”, “NTERMS”, “ $\Delta x$ ” y “ $x_{max}$ ”) que emplea el modelo (ver diagrama de flujo en la figura 66, página 86) toman los valores detallados en la sección 5.4, página 87.

Los resultados se muestran en la figura 91. Como era de esperar, el valor de la presión crítica decrece a medida que aumentamos el diámetro de la zona de área constante. Por tener un margen de seguridad en la presión crítica, se decidió un valor en torno 1,4 bar, lo que arroja un diámetro aproximado de 11 mm. Por la herramienta de corte disponible, se escogió un valor de 10,9 mm.



**Figura 91:** Presión de descarga función del diámetro de la zona de área constante según el modelo potencial, cuyo propósito es fijar el valor de la última variable.

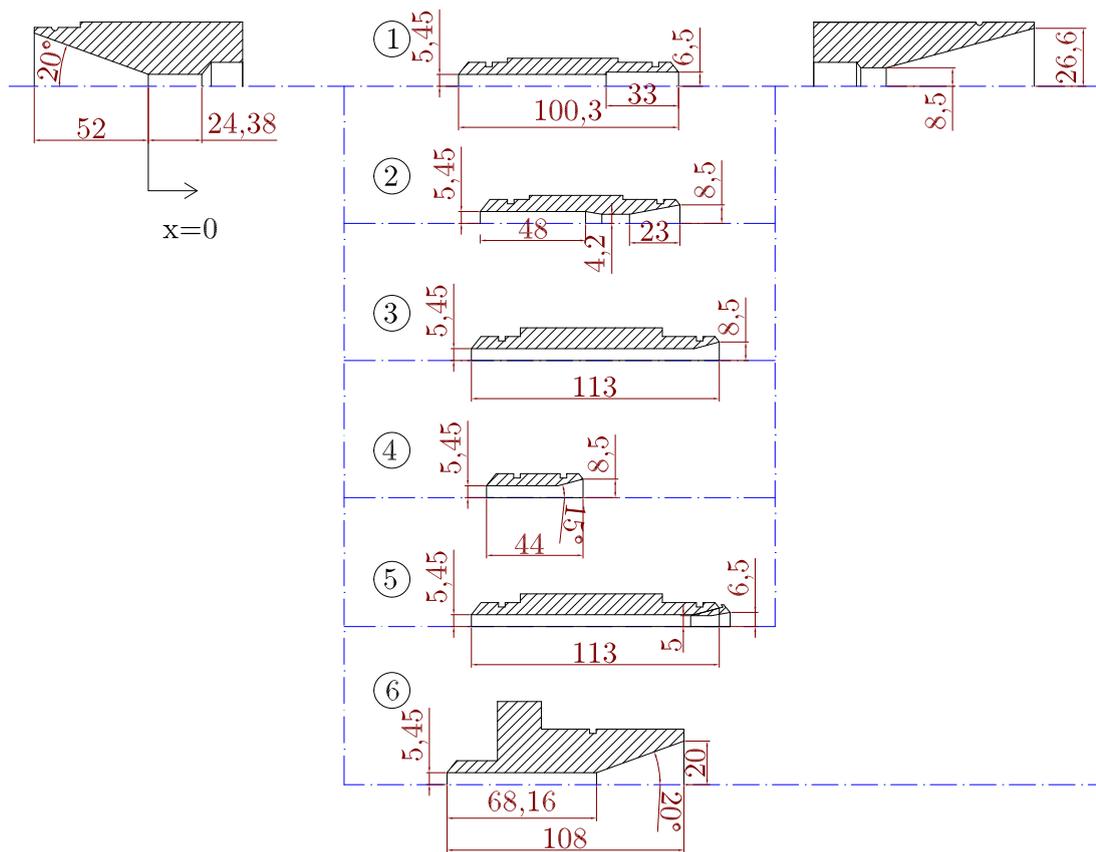
Como síntesis de todo los puntos anteriores, se muestra en la tabla 15 el valor de las dimensiones geométricas fundamentales.

**Tabla 15:** Valores finales para la geometría del eyector de aire.

$d_{gt}$	4,1 mm
$d_{st}$	6,5 mm
$Mach_{st}$	2,45
$d_{ac}$	10,9 mm

Para la geometría de las cámaras de mezcla se han diseñado 6 configuraciones, tal y como se muestra en la figura 92. El diseño ha perseguido un mecanizado sencillo, a la vez que permite un desmontaje rápido y cambio simple de las distintas piezas del mismo.

Para el desplazamiento de la tobera se ha empleado un mecanismo de sujeción cónica con el que se puede cambiar la posición de la tobera. La cota “ $x=0$ ” queda perfectamente definida en la figura 92, pudiéndose variar la posición de la tobera desde 0 hasta  $-30$  mm.



**Figura 92:** Geometría de las seis cámaras de mezcla estudiadas para el eyector de aire.

La geometría de entrada para todas las cámaras de mezcla es la misma, variando la longitud de la zona de área constante, la existencia de una doble garganta y la salida hacia el difusor. El número que se ha dado a las distintas toberas responde al orden con que fueron fabricadas. Cada una de las cámaras se fabricó respondiendo a los motivos que se aducen a continuación.

1. Cámaras de mezcla “1”, “3”, “4” y “6”: responden al diseño más básico posible, región de área constante y difusor cuya geometría varía con cada diseño. La relación longitud diámetro para cada una de ellas es 8,4, 11,9, 5,6 y 8,8 respectivamente.

Para la cámara de mezcla “1” el difusor es un salto brusco de áreas desde el diámetro de 10,9 mm hasta 17 mm.

Para las cámaras de mezcla “3” y “4” el difusor está construido en dos partes cónicas, la primera de 30° y la segunda de 40° de ángulo total (ver figura 92), para la cámara de mezcla “6” el difusor cónico tiene un único ángulo de 40°.

2. Cámaras de mezcla “2” y “5”: con este diseño se pretende responder a las propuestas realizadas por Munday y Bagster [79] y Ginoux [41] en relación a la mejora del rendimiento del eyector mediante el empleo de una garganta secundaria. Esta idea es la misma que emplean los túneles de viento supersónicos, en donde en la primera garganta se acelera el flujo y en la segunda se frena el fluido con el objetivo de reducir el número de Mach antes de la onda de choque para adaptarse a la presión de descarga. El problema de este diseño es que es necesario crear las condiciones para que este comportamiento sea posible (i.e. que sea posible que la segunda garganta “engulla” la onda de choque que se creará entre ambas). Si suponemos que el cociente de masas tiende a cero, se puede encontrar mucha literatura [101], que se resume en disponer de una garganta secundaria de geometría variable. Caso de no disponer de esta opción, aún es posible intercalar la segunda garganta, pero tenemos que asegurar un área mínimo de la segunda garganta

para que la onda de choque pueda pasar ésta. Además se paga una penalización importante, pues la recuperación de presión es limitada. Este es un problema clásico de mecánica de fluidos y no nos vamos a detener en su resolución, sino en los resultados. El área mínima necesaria se obtiene mediante la ecuación (207) (la incógnita “ $A_{gt,1}$ ” es el área de la garganta de la tobera y “ $A_{gt,2}$ ” es el área de la garganta secundaria), a partir de la cual se despeja fácilmente el diámetro para dar un valor de 9,05 mm (radio de 4,52 mm). A partir de la función “ $f_{OC,p0}$ ” y de los datos geométricos podemos calcular fácilmente el cociente  $p_{descarga, max}/p_{0,m}$ , que arroja unos valores de 0,29 y 0,20, para el caso de existencia o no existencia de garganta secundaria respectivamente. De donde se observa una mejora considerable.

No obstante no se puede coger el diámetro justo de 9,05, pues hay que dar cierto margen para el efecto de la capa límite. Por probar comportamiento, se estudiaron dos valores, uno inferior de 8,4 mm y otro superior de 10 mm (cámaras de mezcla “2” y “5” respectivamente).

$$A_{gt,2} = A_{gt,1} \cdot f_{OC,p0} \left( f_A^{-1} \left( \frac{A_{ac}}{A_{gt,1}} \right) \right)^{-1} \quad (207)$$

La cámara de mezcla número “6” fue diseñada con la idea de tener una garganta variable por medio de insertar una aguja de perfil variable a través del difusor de salida (ver plano “Eyector de aire” en el Anexo B). La realidad es que nunca llegó a funcionar como estaba diseñada, por ello no se ha incluido ningún cálculo adicional en este punto.

## Instrumentación, automatización y control

La instrumentación empleada se limita a sensores de presión y temperatura, todos ellos con salida 4-20 mA. Con objeto de evaluar la incertidumbre del cociente de masas, es preciso evaluar el error de todo el proceso de medida, tarea que se desarrolla de forma y modo sugerida por Moffat [77] (ver apartado “Evaluación de errores” en el Anexo C).

Para cada uno de los sensores (contiene el elemento sensor en sí más el convertidor a 4-20 mA), el fabricante proporciona el error sobre el fondo de escala. La forma de expresar este error varía de un sensor a otro, tomándose en cualquier caso la suma de todos los términos (no linealidad, histéresis, precisión...).

El error introducido no solo proviene de los sensores, sino que la señal de 4-20 mA es convertida a 0,04-2 V mediante una resistencia de 100  $\Omega$  y este valor de voltaje medido por un sistema de adquisición de datos.

El sistema de adquisición de datos es un Personal Daq 55 de la marca “IOtech”. Este es un dispositivo de 24 bit de resolución y baja velocidad de adquisición (la velocidad de toma de datos es de 4 Hz).

La incertidumbre en el valor de la resistencia es del 0,1%, mientras que el sistema de adquisición, de acuerdo a la documentación técnica, tiene un error de 0,012% sobre el rango considerado.

El error total cometido corresponde a la composición de todos ellos (error del sensor, de la resistencia y sistema de adquisición).

Toda esta información queda recogida en la tabla 16, donde se da una relación de todos los sensores, rango de medida, desviación sobre el fondo de escala (“F.S.”) (se da como suma de dos valores, error del sensor más la suma del error de la resistencia y el sistema de adquisición) y error máximo absoluto cometido.

Los sensores de presión absoluta son de marca y modelo “Jumo p30”. El sensor de presión diferencial también es de la misma marca, modelo “4304”. Los sensores de temperatura son tipo PT100 a tres hilos y marca “Italcoppie”.

**Tabla 16:** Sensores de medida empleados en la instalación de aire.

Entradas Analógicas (EA)					
	Magnitud	Posición	Rango	Desv. FS	Desv. abs. max.
EA1	Presión	Primario	0-10 bar	$\pm(0,5\%+0,11\%)$	$\pm 0,061$ bar
EA2		Secundario	0-1.6 bar		$\pm 0,009$ bar
EA3		Descarga	0-4 bar		$\pm 0,024$ bar
EA4		Diferencial	0-25 mbar	$\pm(1\%+0,11\%)$	$\pm 0,28$ mbar
EA5	Temperatura	Primario	0-150 °C	$\pm(0,1\%+0,11\%)$	$\pm 0,33$ °C
EA6		Secundario	0-150 °C		

Una vez conocido el error cometido en las medidas, podemos evaluar el error del flujo másico primario, secundario y del cociente de masas:

1. Error para  $\dot{m}_m$ : el caudal másico de primario se calcula mediante la expresión (205). El error introducido por defectos en la geometría tiene que ser considerado. Los diámetros se calibraron mediante redondos pasa no pasa medidos con micrómetro. Se estima un error en el diámetro máximo de 2,5 centésimas. Aplicado este valor al área da un error del 1,22 %. El error en tanto por ciento sobre el fondo de escala se calcula mediante la ecuación (208).

$$\text{Error \% F.S.} = \sqrt{\left[ (1,22)^2 + (0,61)^2 + \left(\frac{0,22}{2}\right)^2 \right]} = 1,38\% \quad (208)$$

No obstante se puede argumentar frente a la ecuación (205):

- 1.1. Esta ecuación teórica desprecia los fenómenos derivados de la viscosidad y los relativos a gas real.
- 1.2. El empleo de gas real introduce cambios despreciables (tal y como veremos en los cálculos realizados por el modelo).
- 1.3. En la figura 90 se mostró que la ecuación (205) sobrevalora los resultados una media del 6 % en relación a los valores de flujo másico medidos con el caudalímetro de diafragma.
- 1.4. El caudalímetro de diafragma tiene a su vez un error cuyo valor se muestra en la tabla 17.
- 1.5. El valor real del caudal se tiene que encontrar en una franja comprendida entre +1,38 % al -9,2 % (sobrevaloración más error en el caudalímetro, a efectos de ejemplo se ha tomado el orificio de 13 mm). Vemos que el error cometido es asimétrico, esto dificulta el análisis. Por no encontrar ninguna referencia de como tratar esta situación, se toma como desviación centrada la media en valor absoluto, que arroja un valor de 5,29 %.
2. Error para  $\dot{m}_e$ : el flujo secundario se mide mediante el caudalímetro de presión diferencial de orificio. El error atribuible únicamente al caudalímetro se calculó según la norma [3], estando su valor mostrado para los tres orificios en la tabla 14. A este error hemos de sumar el introducido por del transductor de presión (1 %), el de la resistencia para convertir la señal a voltaje (0,1 %) y el sistema de adquisición (0,01 %). El error acumulado total para el flujo secundario se muestra en la tabla 17.
3. Error para  $w$ : el error para el cociente de masas en tanto por uno se calcula a partir de la ecuación (209), que aplicada a cada diámetro de orificio, se obtienen los valores mostrados en la última columna de la tabla 17.

$$\text{Error F.S.} = \sqrt{(\delta_{\dot{m}_m}^2 + \delta_{\dot{m}_e}^2)} \quad (209)$$

**Tabla 17:** Error acumulado total para la medida del caudal másico de secundario.

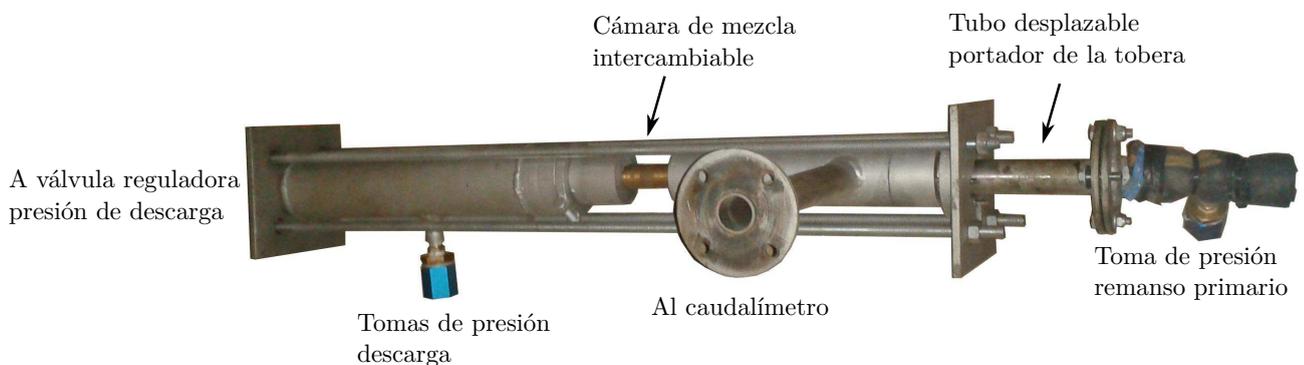
$d_{orificio}$ [mm]	Error % F.S. ( $\dot{m}_e$ )	Error % F.S. ( $w$ )
13	3,2	6,2
22	2,8	5,8
34,5	2,4	5,4

Los elementos a controlar en la instalación son tres, la posición de la tobera, la presión de entrada y la presión de salida. La solución adoptada para cada uno de ellos fue:

1. Posición de la tobera: se reguló de forma manual, variando su posición de acuerdo la medición a realizar.
2. Presión de remanso de secundario: se fabricó una válvula de corredera a tal propósito. Esta válvula consiste en un tornillo de métrica 8 que rosca en un redondo de latón. En el redondo de latón se ha abierto mediante una fresa de 2 mm una lumbrera de 4 cm de longitud. Al roscar o desenroscar el tornillo, se abre o se cierra más área de la lumbrera, lo que varía la pérdida de carga a través de la misma y por ende la presión de secundario. El tornillo se movió con un motor a pasos de resolución angular  $2,5^\circ$ . La electrónica para el “driver” del motor de pasos también se realizó de forma casera, empleando para su comunicación con el ordenador una placa de desarrollo “Arduino Duemilanove”. El control de la posición del tornillo se realiza mediante un PID (control “Proporcional, Integral y Derivativo”), siendo la función de error la resta entre la presión de consigna menos la presión medida mediante el sensor “EA2”.
3. Presión de descarga: también se fabricó una válvula de corredera al estilo de la descrita para la regulación de la presión de secundario, únicamente que en este caso el diámetro es considerablemente mayor (métrica 24). Esta válvula se reguló manualmente. Con esta válvula no se busca tener un valor exacto de presión de descarga, sino que esta vaya aumentando paulatinamente para obtener curvas de cociente de masas frente a la presión de condensación. La forma de actuación es girar el tornillo de  $90^\circ$  en  $90^\circ$ , lo que cierra poco a poco la lumbrera y a su vez hace aumentar la presión de descarga.

La visualización de los datos se realizó mediante un programa en C++ el cual iba actualizando los valores de las distintas variables medidas, junto con los caudales y cociente de masas en una consola de texto, a la vez que permitía introducir el valor de consigna para la presión de remanso de secundario.

Se muestra en la figura 93 una vista del eyector de aire. En el Anexo B se pueden encontrar fotografías de las distintas partes del eyector y de la instalación.



**Figura 93:** Vista del eyector de aire.

## Puesta en marcha y operación de la instalación experimental

La puesta en marcha de la instalación es simple, pues tras el montaje de los distintos elementos la única tarea que se realiza es cerrar todas las válvulas, meter un poco de aire a presión por la tobera y observar posible fugas. En caso de que éstas no existan se puede pasar directamente a realizar experimentos.

Se realizaron dos tipos de experimentos: unos para obtener el cociente de masas función de la presión de condensación mientras el resto de parámetros permanece constante (condiciones de remanso de primario y secundario) y los otros para obtener la presión en la zona anterior a la cámara de mezcla frente a la presión de descarga operando el eyector con cociente de masas nulo.

El primer tipo de experimentos, por su cantidad, fueron los más importantes. En cuanto a los segundos, pudiera parecer extraño operar el eyector intencionadamente con cociente de masas nulo. Este modo de operación no está orientada al empleo del eyector en un ciclo frigorífico, sino que obedece a discusiones teóricas sobre los procesos de expansión isoentrópicos y las ondas de choque normales. Dado que se persigue con este segundo tipo un interés más teórico que práctico, se ha preferido analizar los resultados de aire y refrigerante a la par, es por ello que toda la discusión se ha trasladado a la sección 10.7, página 167, titulada “Funcionamiento del eyector con cociente de masas nulo”.

Operativamente los pasos para operar la instalación para obtener las curvas de  $w$  frente a la  $p_{descarga}$  quedan resumidos como:

1. Cerrar la válvula de secundario y abrir a tope la de descarga. Encender el compresor y dejar funcionar durante aproximadamente 15 minutos para que se alcance el estado estacionario.
2. Fijar la consigna de presión de secundario. El PID automáticamente actúa hasta que asintóticamente se alcance el valor de consigna.
3. Cuando se ha alcanzado el valor de consigna, con un error de  $\pm 0,5\%$ , se empiezan a guardar los datos medidos en un archivo de texto.
4. Cuando se han realizado 5 medidas, se gira  $90^\circ$  el tornillo de la válvula de salida. De nuevo, cuando se compruebe un error inferior al  $\pm 0,5\%$  en la presión de remanso de secundario, se tomarán medidas hasta un monto total de 5. Dado que el proceso es manual, se suelen registrar más de 5 medidas por posición fija de la válvula de descarga.
5. Se repite este último apartado hasta que el cociente de masas tiende a cero.

Para cada presión de secundario que se quiera ensayar, se repiten los correspondientes pasos de la secuencia anterior.

## 8. Análisis de medidas del eyector de aire

El objetivo de este apartado es analizar el conjunto de medidas, comparar los resultados obtenidos entre cada una de ellas y contrastar los valores experimentales con los calculados mediante el modelo potencial.

Utilizaremos el modelo potencial lineal (sección 5), pues vimos que las correcciones introducidas para resolver el problema no linealizado introducen variaciones en los resultados menores que los errores cometidos (ver figura 85).

Los cuatro parámetros iniciales (“MIN”, “NTERMS”, “ $\Delta x$ ” y “ $x_{max}$ ”) que emplea el modelo (ver diagrama de flujo en la figura 66, página 86) toman los valores indicados en la sección 5.4, página 87.

### 8.1. Variación del cociente de masas con la presión de condensación

El conjunto de medidas se realizó mediante un esquema de trabajo para barrer de forma consistente distintas posiciones de tobera, con distintas presiones de remanso de secundario, tal y como se muestra en la tabla 18.

El estudio más exhaustivo para la posición de la tobera se realizó con la cámara de mezcla “1”. La idea es obtener la mejor posición de la tobera y centrar el estudio posterior en aquellas posiciones que operan con el mayor cociente de masas. Realmente no se consiguió este propósito, pues se trabajó con una separación de la tobera inferior a la que produce el cociente de masas máximo.

**Tabla 18:** Conjunto de medidas realizadas para el eyector de aire.

Cámara Mezcla	$x_{st}$ [mm]	$p_{0,e}$ [bar]						
		0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
“1”	-6	×	×	×	×			
	-10	×	×	×	×			
	-14	×	×	×	×	×		
	-18	×	×	×	×			
	-38	×	×	×	×			
	-50			×				
	-54			×				
	-58			×				
“2”	-4			×	×	×	×	
	-10			×	×	×	×	×
	-18			×	×	×	×	
	-22			×	×	×	×	
“3”	-10		×	×	×			
	-14		×	×	×			
	-18		×	×	×			
“4”	-10		×	×	×			
	-18		×	×	×			
“5”	-10		×	×	×			
“6”	-10		×	×	×	×	×	
	-14	×	×	×	×	×	×	
	-18	×	×	×	×	×	×	

La presión de primario, como ya se ha comentado, es fija para todas las medidas. El valor experimental de esta presión es de 6,25 bar (valor medio para todas las medidas realizadas con la cámara de mezcla “6”, este valor oscila ligeramente siendo la desviación absoluta (según se define en la ecuación (215)) de 0,034 bar, valor que es inferior al error máximo, cuyo valor es 0,061 bar).

Recordemos que se predijo un valor para la presión de remanso de primario de 6,5 bar. El hecho de que experimentalmente se haya obtenido un valor menor es debido a la reducción del caudal másico entregado por el compresor al aumentar la relación de compresión.

En cuanto al diámetro del orificio empleado, se comprobó que para el rango de presiones de estudio (aproximadamente de 0,3 a 0,7 bar) el orificio de 13 mm era suficiente (cociente de masas máximo aproximadamente de 0,3). Para el rango superior de presiones de remanso de

secundario las medidas se encuentran truncadas a una cociente de masas cercano de 0,3 debido a que se alcanzó el rango máximo de medida del caudalímetro.

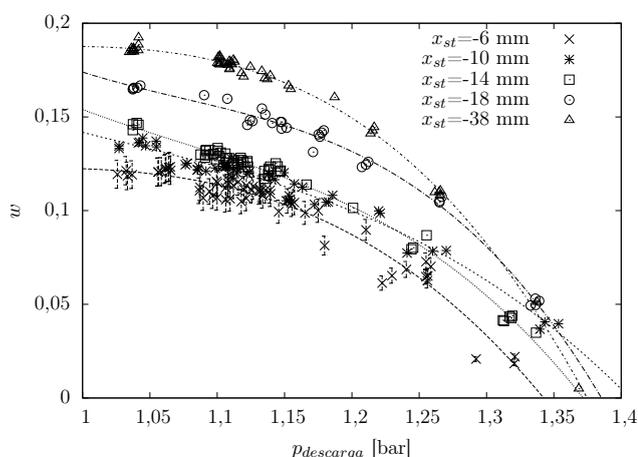
### Influencia de la posición de la tobera

Aunque se realizaron medidas a distintas posiciones con casi todas la cámaras de mezcla, la influencia de la posición de la tobera, por haber realizado el mayor número de medidas, son las estudiadas con la cámara de mezcla “1”, como podemos observar en la tabla 18.

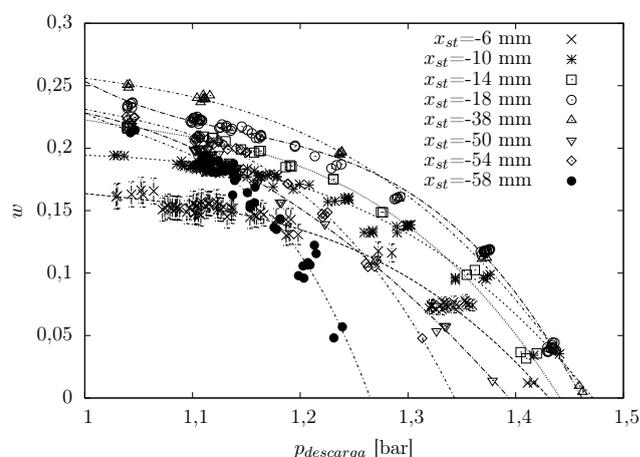
Se han introducido dos gráficos para poder discutir sobre este particular, la figura 94 y 95. Estas figuras muestran el cociente de masas frente a la presión de descarga para la cámara de mezcla “1” para dos presiones de remanso de secundario, 0,4 bar (94) y 0,5 bar (95).

Debido a la cantidad de puntos y para no complicar más la visibilidad del gráfico, las barras de error se muestran únicamente para una de las posiciones de la tobera.

Dado que la nube de puntos puede obstruir la visualización de las tendencias, se ha incluido un ajuste polinómico de tercer orden para cada valor de la posición de la tobera.



**Figura 94:** Cociente de masas función de  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “1” y distintas posiciones de la tobera, siendo  $p_{0,e}=0,4$  bar.



**Figura 95:** Cociente de masas función de  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “1” y distintas posiciones de la tobera, siendo  $p_{0,e}=0,5$  bar.

Podemos realizar los siguientes comentarios:

1. No se aprecia de forma clara la zona de cociente de masas constante que era de esperar para las curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  (ver figura 28, página 36). No obstante, la tendencia de las curvas indica que, de existir presiones inferiores de descarga, se hubiese comprobado este comportamiento.
2. Por ende tampoco podemos identificar el punto crítico, por lo que la comparación con el modelo (que precisamente es éste el punto que calcula) se tornó complicado.
3. Para la figura 95, que es para la que se realizaron más mediciones, el cociente de masas es máximo para valores centrales de la posición de la tobera (-38 mm), decreciendo para posiciones alejadas o cercanas a “0”. Por la tendencia de las curvas podemos decir que:  
 $w_{-58mm} < w_{-54mm} < w_{-38mm} > w_{-18mm} > w_{-14mm} > w_{-10mm} > w_{-6mm}$
4. Para  $p_{0,e}=0,4$  bar la diferencia entre la curva de -38 mm y -18 mm es mucho mayor que para valores de  $p_{0,e}=0,5$  bar.
5. La variación del cociente de masas con la posición de la tobera es grande. Por ejemplo para la figura 94 y para presiones bajas (1,05 bar), la diferencia entre la posición de -38 mm a -6 mm es superior al 30%.
6. Las curvas para distintas posiciones de tobera no se comportan de igual forma, pues vemos que se cruzan entre ellas.

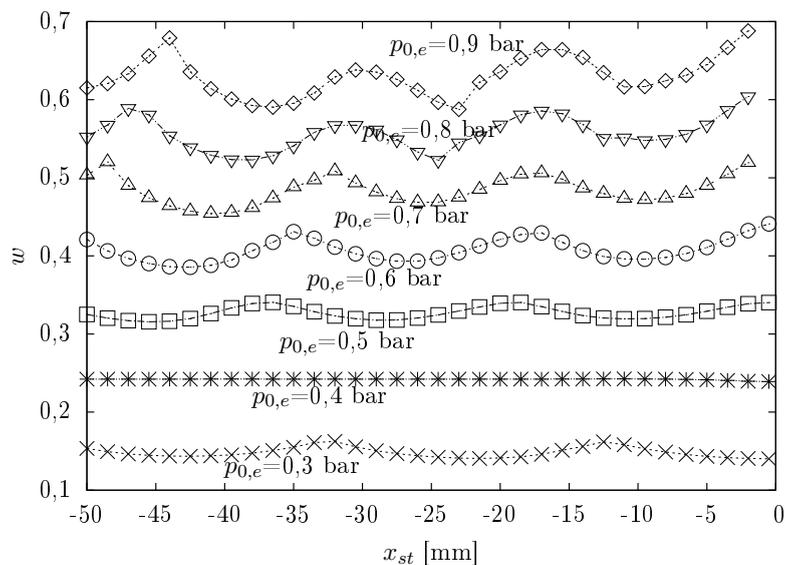
Para poder analizar los resultados con mayor profundidad, se comparan los resultados experimentales con los obtenidos mediante la aplicación del modelo. Las condiciones en que se fija el modelo fueron citadas al inicio de la sección 8.

El modelo emplea gas real para el aire. La implementación del mismo queda detallada en el Anexo A. Las condiciones de remanso empleadas para primario y secundario se corresponden con los valores medios, que toman un valor de:

$$p_{0,m}=6,30 \text{ bar}; \quad T_{0,m}=49 \text{ }^\circ\text{C}; \quad T_{0,e}=22 \text{ }^\circ\text{C};$$

La incertidumbre existente en la medida también afecta al modelo, no en el sentido de que los cálculos del modelo yerren en su proceso de cálculo, sino que cuando se introduce un valor de presión o dimensión geométrica para representar un estado de operación, estos tienen una incertidumbre, por lo que pudiéramos estar alimentando el modelo con datos ligeramente distintos a aquellos con que opera el eyector. En este contexto tiene sentido hablar de incertidumbre del modelo entendido como el posible abanico de soluciones si los parámetros iniciales se variasen dentro de su incertidumbre. Se originan incertidumbres por las tolerancias dimensionales y propiedades termofísicas medidas. Como ya se notó anteriormente al hablar de incertidumbre, el error cometido para el área de la garganta de la tobera es  $\pm 1,22\%$ . Por ser el caudal másico lineal con el área, este mismo error será el cometido al calcular  $\dot{m}_m$  por el modelo. Más sutil es el cómputo del error sobre  $\dot{m}_e$ , pues su valor no es lineal con el área de la zona constante. En cualquier caso, que fuese lineal sería una cota superior, asumiendo por tanto un valor similar que para  $\dot{m}_m$ . La incertidumbre total máxima para  $w$  predicho por el modelo debido a la geometría sería del orden de  $\sqrt{2} \cdot 1,22 = 1,7\%$ . La incertidumbre para presión y temperaturas son más difíciles de valorar. Quizá, un criterio que nos aporte un cota superior, sea suponer una influencia lineal. Bajo esta hipótesis su incidencia total es aproximadamente  $\sqrt{2 \cdot 0,61^2 + 2 \cdot 0,22^2} = 0,92\%$ . Combinando las incertidumbres geométricas y termofísicas, obtenemos un cota máxima de  $\pm 1,9\%$ .

Teniendo en cuenta todo lo anterior, podemos ver los resultados del modelo expresados de forma gráfica en la figura 96 y en forma tabular en la tabla 19. La gráfica muestra valores de cociente de masas frente a la posición de la tobera para distintos valores de la presión de remanso de fluido secundario. La tabla muestra el valor de cociente de masas máximo para cada valor de la presión de remanso de fluido secundario estudiada. Se indica además los valores obtenidos para la presión crítica y el resultado empleando el segundo principio (como el cociente  $w_{\text{modelo}}/w_{2^\circ \text{Principio}}$ ) para la presión crítica calculada. Se ha incluido además la columna "D.A", en que se muestra la desviación absoluta respecto a la media para cada presión (ver ecuación (215)).



**Figura 96:** Resultados obtenidos mediante el modelo potencial para el cociente de masas función de la posición de la tobera, variando  $p_{0,e}=0,3$  a  $0,9$  bar.

**Tabla 19:** Resultados para el punto crítico obtenidos mediante el modelo potencial.

$p_{0,e}$ [bar]	$w$	D.A.	$p_{crítica}$ [bar]	$\frac{w_{modelo}}{w_{2^\circ Principio}}$
0,3	0,162	0,0054	1,29	0,15
0,4	0,242	0,0004	1,38	0,20
0,5	0,340	0,0071	1,47	0,25
0,6	0,441	0,0124	1,55	0,30
0,7	0,520	0,0148	1,61	0,32
0,8	0,604	0,0169	1,68	0,34
0,9	0,688	0,0204	1,76	0,36

Se pueden realizar los siguientes comentarios:

1. A efectos del modelo se consideran todas las cámaras de mezcla iguales, pues no sirve para determinar la longitud de la zona de área constante ni tampoco modelizar las particularidades de las cámaras “2” y “5” (garganta secundaria).
2. El efecto del empleo de gas real a ideal es despreciable en lo que se refiere al cálculo del flujo másico a través de la garganta. Para las condiciones de remanso de primario ( $p_{0,m}=6,30$  bar y  $T_{0,m}=49$  °C) los resultados obtenidos son (con  $R = 287 J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$  y  $k = 1,4$ ):

$$\dot{m}_{m, g.ideal} = 18,73 \text{ g/s} \quad \dot{m}_{m, g.real} = 18,70 \text{ g/s}$$

Hay una diferencia de 0,16 %, valor inferior a los errores cometidos en la medida.

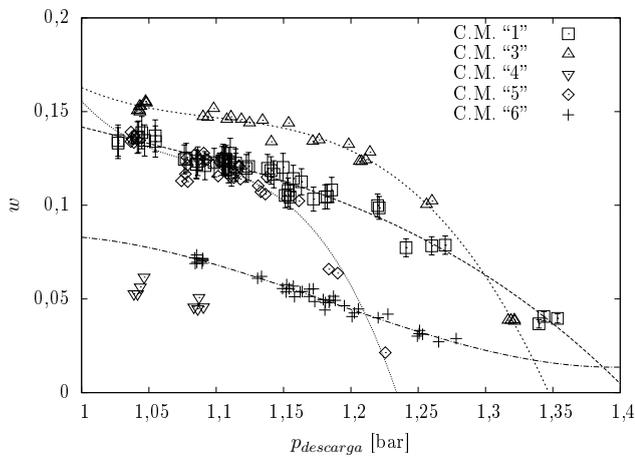
3. Vemos que el efecto de la posición de la tobera, tal y como podemos observar en la figura 96, se hace tanto más notable cuanto mayor es la separación entre las condiciones de diseño de la tobera (0,4 bar) y la condiciones reales de operación ( $p_{0,e}$ ). Esto es debido a la aparición de ondas de expansión ( $p_{0,e}=0,3$  bar) o compresión ( $p_{0,e} = 0,5 \approx 0,9$  bar) con un mayor salto de presión a medida que se aleja de la condición de tobera bloqueada. Esto se traduce en una frontera de flujo primario con formas onduladas (ver figura 72), que para casos extremos se convierte en tipo diente de sierra, lo que provoca la sensibilidad de  $w$  con la posición de la tobera. De lo anterior se deduce que para valores de presión superiores a 0,6 bar las condiciones físicas distan de ser representables por el modelo.
4. Dado que el modelo no considera la viscosidad, ni interferencias geométricas, conlleva que el cociente de masas no se vea afectado para separaciones muy exageradas de la tobera o su posición en la cota 0.
5. Las variaciones encontradas por el modelo para el efecto de la posición de la tobera son mucho menores que las observadas experimentalmente. Aunque experimentalmente no se llegó a alcanzar el punto crítico, si que se puede adivinar una tendencia en los datos, especialmente a presiones de descarga reducidas. Así, mientras para la figura 95 se comprueban variaciones del orden del 30 % entre -38 y -10 mm, para el modelo son inferiores a la décima porcentual.
6. La presión del punto crítico se sitúa para todos los casos por encima de la atmosférica. En particular para las presiones de remanso de secundario 0,4 bar y 0,5 bar toma valores de 1,38 bar y 1,47 bar respectivamente. El modelo sobrevalora ampliamente su predicción para la presión crítica.
7. Hay que matizar que para el cálculo de la presión de descarga el modelo supone que el fluido se comprime de forma isoentrópica a lo largo del difusor (o cambio brusco de áreas). Esta hipótesis ya se comprobó que sobrevaloraba la presión crítica (ver figura 45), pero no en la magnitud mostrada en este caso.
8. En el siguiente apartado, tras el análisis de más datos, se intentará buscar una explicación a las incongruencias que parece calcular el modelo.

### Influencia de la posición, de la geometría y de la presión de remanso de secundario.

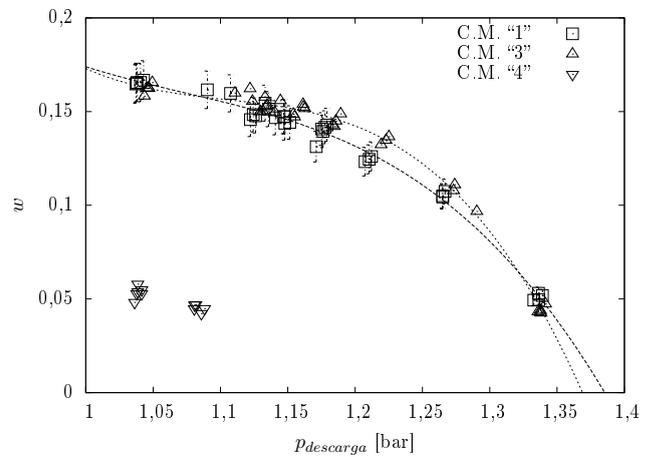
En este epígrafe, quizás, se pecó de forma inicial de obviar en cierto punto los resultados obtenidos en el epígrafe anterior de “Influencia de la posición de la tobera” en relación a la mejor posición de la tobera. Es por ello que las posiciones de salida de la tobera preferentemente estudiadas fueron a -10 y -18 mm. En cualquier caso, es de suponer que si cierta cámara de mezcla se comporta mejor, en comparación con una segunda, para una determinada posición de descarga de la tobera, se reproducirá la misma lógica para otras posiciones de descarga de la tobera.

La discusión se realiza en base a las figuras 97 a 100. En las mismas se muestra el cociente de masas frente a la presión de descarga para dos valores de presión de remanso de secundario (0,4 y 0,5 bar), y dos valores de posición de la tobera (-10 mm y -18 mm).

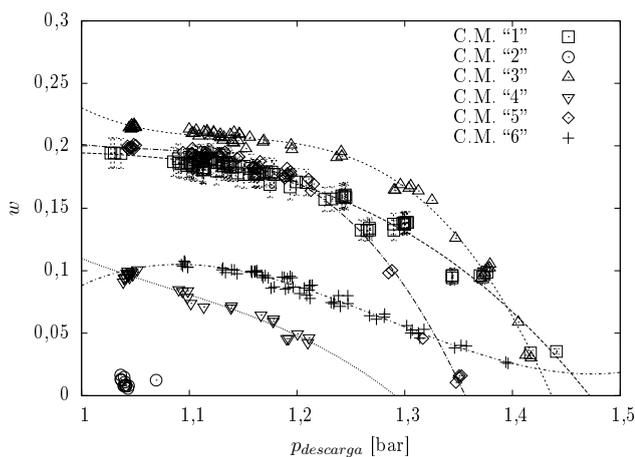
De nuevo, debido a la cantidad de puntos, las barras de error se muestran únicamente para una de las posiciones de la tobera. También se ha incluido, para la rápida identificación de las tendencias, un ajuste polinómico de tercer orden para cada cámara de mezcla ensayada.



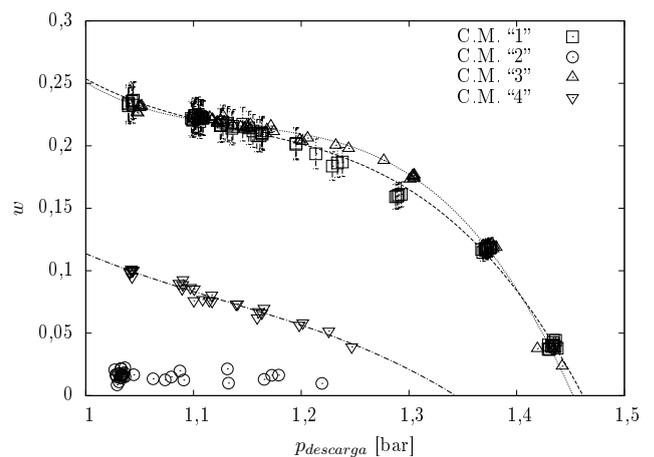
**Figura 97:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para distintas cámaras de mezcla siendo:  $p_{0,e}=0,4$  bar y  $x_{st}=-10$  mm.



**Figura 98:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para distintas cámaras de mezcla siendo:  $p_{0,e}=0,4$  bar y  $x_{st}=-18$  mm.



**Figura 99:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para distintas cámaras de mezcla siendo:  $p_{0,e}=0,5$  bar y  $x_{st}=-10$  mm.



**Figura 100:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para distintas cámaras de mezcla siendo:  $p_{0,e}=0,5$  bar y  $x_{st}=-18$  mm.

Se pueden realizar las siguientes valoraciones acerca de las cuatro figuras anteriores:

1. Como se discutió anteriormente, se comprueba de nuevo que no se alcanzó el punto crítico, no obstante se ve una tendencia hacia la horizontalidad clara para los valores más bajos de presión de descarga.
2. Constatar de nuevo que la separación de -18 mm tiene un comportamiento más satisfactorio que la de -10 mm, por tender hacia un mayor cociente de masas en el punto crítico. Podemos llegar a esta conclusión comparando la gráfica 97 frente a 98, y 99 frente a 100.
3. Por su tendencia hacia el punto crítico, el orden de las cámaras de mezcla por mejor cociente de masas es:  
C.M. "3" > C.M. "1" > C.M. "5" > C.M. "6" > C.M. "2"
4. Para la posición de -10 mm, la diferencia entre las distintas cámaras de mezcla es mayor que para -18 mm.
5. Para -18 mm, las curvas para C.M. "1" y C.M. "3" son prácticamente coincidentes. Este hecho nos lleva a la conclusión que la compresión existente en el difusor de salida se realiza aproximadamente con la misma eficiencia para una expansión brusca, que para la salida cónica de 30°. Esta afirmación sería del todo correcta si la relación entre longitud de área constante y diámetro fuese la misma, sin embargo es de 8,4 y 11,9 respectivamente. Tendrían que haberse mecanizado y probado más geometrías para estar totalmente seguro de la conclusión anterior.
6. La geometría que peor funciona (con mucha diferencia) es la de la cámara de mezcla "2". Esto era de prever, pues como se calculó en su momento, el área de paso de la segunda garganta era menor que el necesario para el funcionamiento como elemento de compresión supersónica. Curiosamente, esta cámara de mezcla se comporta de acuerdo al patrón establecido en la figura 28 (página 36), pudiéndose identificar claramente el punto crítico (ver figuras B9 a B12 del Anexo B). Tiene poco sentido reportar el valor del punto crítico por ser su valor prácticamente de un orden de magnitud menor del esperado.
7. La cámara de mezcla "5", que por el contrario su garganta secundaria fue calculada y fabricada de forma adecuada para funcionar como compresor supersónico, tampoco funciona de la forma prevista, pues su cociente de masas para el rango medido se encuentra por debajo o emparejado a la cámara de mezcla "1" y menor que la "3".
8. La cámara de mezcla "4", la cual tenía un la longitud de cámara de mezcla más reducida de entre todas las ensayadas (5,6), funciona mal en comparación con la cámara de mezcla "1" y "3". De aquí se concluye que se necesita una relación de longitud de la zona de área constante frente al diámetro en el rango  $8,4 \approx 11,9$  (cámaras "1" y "3").

Se puede ofrecer una explicación razonada de la necesidad de una longitud mínima de la zona de área constante:

- 8.1. Por un lado hay que proveer una determinada longitud para la mezcla entre primario y secundario.
- 8.2. De otro lado también se necesita un cierta longitud para la existencia de la onda de choque normal. Shapiro [102] estudió las ondas de choque normales en conductos rectos, concluyendo que:
  - 1) El aumento de presión a través de una onda de choque normal en un conducto no sucede en una longitud infinitesimal, sino que se extiende a lo largo de una determinada longitud. Esta longitud depende del número de Mach y del

diámetro del conducto. Expresada la geometría como un parámetro adimensional (longitud/diámetro o “x/d”), el comportamiento es función única del número de Mach, tomando el cociente “x/d” valores de 8 y 13 para números de Mach 1,8 y 4,2 respectivamente.

- 2) El aumento de presión a través de la longitud en que se extiende el conjunto de ondas de choque es prácticamente igual al obtenido mediante la expresión teórica para la onda de choque normal.
- 8.3. Los datos experimentales bien a corroborar este razonamiento, siendo por ello la cámara de mezcla “3”, con un cociente longitud/diámetro de 11,9 la que presenta mejor comportamiento.
- 8.4. Longitudes inferiores no permiten la longitud suficiente para que se den los dos fenómenos anteriores y longitudes superiores empeorarían el comportamiento de la cámara por el efecto de fricción con la pared.
9. De la cámara de mezcla “6” es difícil obtener alguna conclusión, pues el mecanismo introducido por la parte posterior (ver Anexo B, plano “Eyector de aire” y figuras B31 y B32) no funcionó como garganta secundaria de geometría variable. Los experimentos mostrados en las gráficas 97 y 99 se realizaron con el vástago en su posición más retraída, sin embargo la pérdida de carga que produce la disposición geométrica hace que los resultados no sean buenos. En síntesis, podemos desechar estos resultados experimentales.
10. Los resultados para el modelo son los ya expresados anteriormente (figura 96 y tabla 19).
11. Para los dos casos en estudio ( $p_{0,e} = 0,4$  y  $0,5$ ), los valores de  $w$  y  $p_{crítica}$  tanto experimentales como por el modelo quedan expresados en la tabla 20.

**Tabla 20:** Comparación entre resultados experimentales (gráficas 98 y 100) y teóricos (tabla 19) .

$p_{0,e}$	Modelo		Experimental	
	$w$	$p_{crítica}$ [bar]	$w$	$p_{crítica}$ [bar]
0,4	0,242	1,38	$\approx 0,22$	$< 1$
0,5	0,340	1,47	$\approx 0,24$	$< 1$

Para la presión de secundario de remanso (0,4 bar), el modelo produce un resultado para el cociente de masas que está dentro de la lógica vista en otros análisis (un error del 9%). Para la presión de 0,5 el error cometido es extremadamente alto (30%). En ambos casos el modelo sobrevalora mucho la presión de descarga.

12. Buscando alguna razón que pudiera justificar este comportamiento, se decidió representar de forma gráfica los valores obtenidos mediante el modelo para la presión de remanso de secundario de 0,4 bar, obteniéndose la figura 101. Los valores para la sección crítica son la media en la sección. Se pueden observar dos valores especialmente llamativos,  $T_{st,m} = -126$  °C y  $T_{sc,m} = -146$  °C. El valor de  $T_{st,m}$  es independiente de  $p_{0,e}$ , no así  $T_{sc,m}$ . No obstante, para una presión de remanso de secundario de 0,5 bar, el valor de  $T_{sc,m}$  es ligeramente superior que el valor mostrado para 0,4 bar. Estos valores de temperatura son extremadamente bajos, siendo coherentes con los resultados obtenidos a mano para una tobera según las ecuaciones para gas ideal.

La existencia de estos valores tan extremos de temperatura, conlleva varios fenómenos, como:

- 12.1. Formación de hielo proveniente de la humedad del aire, pues el compresor no tiene sistema de secado, saliendo el aire prácticamente saturado del calderín.
- 12.2. Intercambio de calor apreciable con la tobera fabricada en latón.

12.3. Intercambio de calor intenso entre primario y secundario por existir entre ellos un gran gradiente térmico.

El conjunto de estas causas hace que el eyector de aire, que desde una perspectiva constructiva y operativa pareciese simple, desde un punto de vista teórico, envuelve una serie de procesos físicos (transferencia de calor) que el modelo no contempla y desde luego, complican el problema. Hemos de tener en consideración que existe una gran diferencia con los ocurrido para el eyector de R-141b (ver figura 49), en que las temperaturas de primario y secundario eran prácticamente iguales. En la sección 3.4.8, “Modelo según el segundo principio: punto de mejor operación del eyector”, postulamos dos principios de generación de entropía, la mezcla supersónica y la onda de choque, concluyendo, mediante un ejemplo, que para el eyector de refrigerante, primaba la última frente a la primera. Para el eyector de aire esta lógica se invierte, siendo ambos términos del mismo orden. Si el término de generación de entropía de la onda de choque sigue siendo del mismo orden, y el de mezcla crece, esto conlleva obligatoriamente a mayor entropía generada globalmente, lo que va ligado obligatoriamente a menor cociente de masas y menor presión de descarga.

Como conclusión podemos decir que el modelo es poco apropiado para reproducir el comportamiento del eyector de aire.

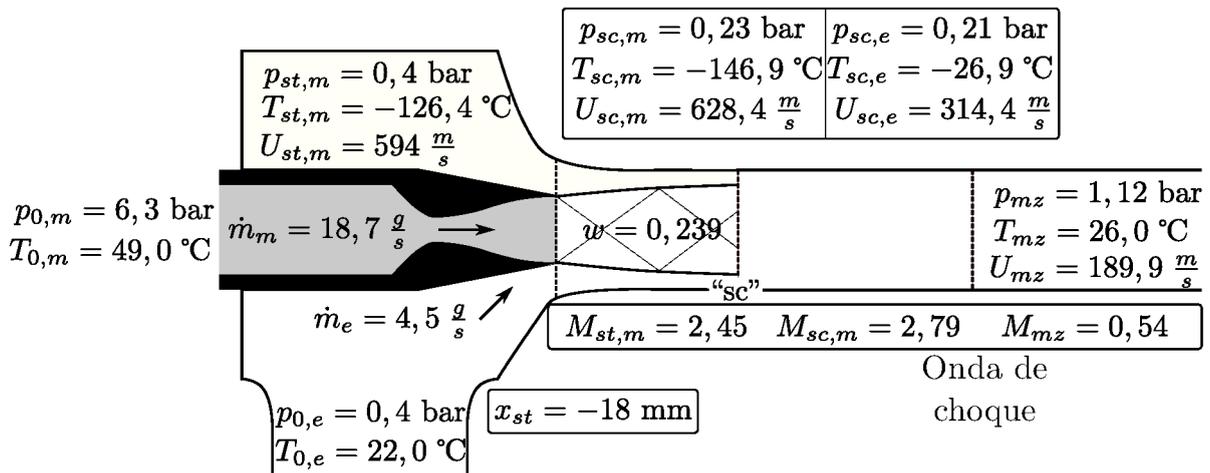


Figura 101: Valores típicos para el eyector de aire, siendo las condiciones de remanso explicitadas en el dibujo.

- En cuanto a los resultados del segundo principio mostrados en la tabla 19, se confirma lo discutido en la sección 3.4.8, “Modelo según el segundo principio: punto de mejor operación del eyector”, el cociente  $w/w_{2^\circ \text{ principio}}$  crece al disminuir el cociente  $p_{0,e}/p_{descarga}$ .
- El último comentario que realizaremos está relacionado con la operación del eyector muy alejado de las condiciones de diseño (i.e. presiones de remanso de secundario muy alejadas del valor de 0,4 bar).

Según la tabla 18, en que se muestra el conjunto de medidas tomadas, vemos que se midieron presiones de remanso de secundario de hasta 0,9 bar. Los resultados se muestran en el Anexo B. La síntesis de los mismos es que el eyector de aire trabajando con una presión  $p_{0,e} > 0,7 \text{ bar}$ , alcanza cocientes de masas que son una fracción de lo calculado por el modelo.

## Parte V

# Banco experimental de refrigerante.

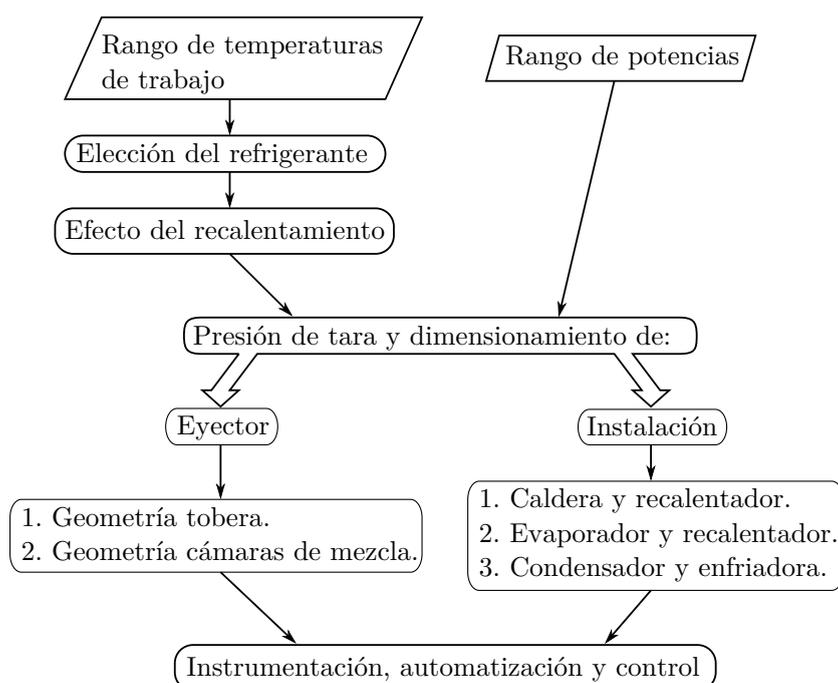
Se pretende en este apartado describir el proceso de diseño y fabricación del eyector, la bancada de ensayos y el sistema de control y adquisición de datos para monitorización de la misma. Se obtendrán datos experimentales para determinadas condiciones de operación, siendo el error cometido en las medidas acotado de acuerdo a un análisis de incertidumbre. Posteriormente se discutirá sobre los datos obtenidos con el objeto de:

1. Interpretar físicamente los valores medidos.
2. Buscar una respuesta a los interrogantes planteados en los objetivos.
3. Contrastar los resultados del modelo potencial mostrado en la sección 5 con los datos experimentales medidos.
4. Comprobar experimentalmente si determinadas configuraciones geométricas propuestas en la literatura (ver Munday [79] y Ginoux [41]) producen un aumento en el rendimiento del eyector.

## 9. Diseño y puesta en marcha del eyector de refrigerante

Es objeto de esta sección establecer las bases para el diseño tanto del eyector como del resto de elementos de la instalación. En el texto principal únicamente se enfatizarán los resultados finales, existiendo un análisis pormenorizado de los distintos elementos de la instalación en el Anexo C.

El esquema básico de diseño empleado para la instalación puede verse en la figura 102. Las dos premisas iniciales sobre las que descansa el diseño son tanto el rango de temperaturas de operación así como la potencia máxima de generación que se quiera ensayar. Estos dos criterios han de ser elegidos de forma que se ajusten al máximo a los objetivos marcados en el presente trabajo.



**Figura 102:** Diagrama de diseño para la instalación de refrigerante.

### Rango de temperaturas:

Tras una revisión de las temperaturas de trabajo de diversas fuentes de calores residuales (ver Anexo C), así como de energía solar en el lado de la caldera; de las temperaturas usuales alcanzadas en sistemas de climatización del lado del evaporador; y de las temperaturas exteriores de diseño de acuerdo a normativa nacional [1] del lado del condensador, se han considerado como apropiados los intervalos mostrados en la tabla 21.

**Tabla 21:** Rango de temperaturas de diseño del eyector

Elemento	$T_{min}$ [°C]	$T_{max}$ [°C]
Caldera	55	90
Evaporador	0	15
Condensador	20	45

### Rango de potencias:

En lo referente a la potencia de diseño de la instalación se ha de considerar:

1. Todos los procesos de calentamiento se realizaran mediante resistencias eléctricas con objeto de tener un control rápido y preciso de la instalación.
2. Se fijará la potencia de la caldera, puesto que la potencia del evaporador dependerá del rendimiento de eyector. Para el rango de temperaturas propuesto y según datos de la bibliografía, el cociente de masas estará acotado en el intervalo  $0 \sim 1$ , por lo que la potencia máxima de evaporador se tomará igual que la de la caldera.
3. Ensayos con potencias reducidas (del orden de centenares de watios), aunque en principio reducen el tamaño de la instalación, complican en gran medida el mecanizado de las diferentes partes del eyector.
4. Alcanzar potencias de evaporador en torno a 3 kW, sitúa la instalación en las potencias de splits comerciales empleados para climatización doméstica. Esto permite una comparación directa con esta aplicación sin necesidad de realizar extrapolaciones.

Tomando en consideración lo citado anteriormente, se decidió una potencia de diseño de 10 kW para la caldera y evaporador.

### Elección del refrigerante:

Siguiendo con el diagrama de diseño de la figura 102, el siguiente hito se corresponde con la elección del refrigerante. Se han revisado los refrigerantes tanto orgánicos como inorgánicos empleados en refrigeración, excluyendo aquellos que sean tóxicos, inflamables o estén en condiciones supercríticas para el rango de temperaturas de operación mostrados en la tabla 21. Tras esta selección, la lista inicial de 27 refrigerantes se redujo a 4: R-245fa, R-1234yf, R-134a y agua.

Para elegir una opción entre estos cuatro refrigerantes, se realizaron distintos estudios teóricos mediante el modelo turbina-compresor mostrado en la sección 3.1.1, concluyendo que el refrigerante con mayor rendimiento termodinámico es el R-245fa, posteriormente, y prácticamente igualados, el R-1234yf y el R-134a, y por último el agua. Además de mejor rendimiento, el R-245fa presenta otras características que lo hacen apropiado frente al R-1234yf y el R-134a, como son una temperatura crítica más elevada, menor presión para el rango establecido de temperaturas y expansión seca, i.e. que el refrigerante no entra en la zona bifásica cuando se expande isoentrópicamente desde vapor saturado (ver figura 30) hasta un valor inferior de presión.

A pesar de estas ventajas, se decidió emplear R-134a por disponibilidad y experiencia en el manejo del mismo.

La presión máxima de trabajo (a 90 °C) es de 32 bar para el R-134a, por lo que se tomará la presión de diseño de 40 bar.

### Efecto del recalentamiento:

El empleo de R-134a fuerza a un estudio del recalentamiento para evitar la aparición de bifásico bien en la tobera, bien en la cámara de mezcla. En el Anexo C se ha analizado con detenimiento este particular, utilizando un programa en C++ para el cálculo del recalentamiento mínimo necesario para evitar flujo bifásico.

La conclusión es que valores de 10 °C para la caldera y 5 °C para el evaporador evitan este problema.

## 9.1. Dimensionamiento del eyector

1. **Geometría de la tobera.** La definición de la geometría de la tobera pasa tanto por definir el diámetro de garganta como por el perfil que ha de tener tanto aguas arriba como aguas abajo de la misma con el objeto de tener flujo uniforme a la salida. Existen en la literatura diversos métodos para el diseño de toberas supersónicas, tal y como se trata en el Anexo C, mostrándose incluso alguno de ellos inadecuado cuando se visualiza el flujo experimentalmente. No se ha encontrado en la literatura la influencia del diseño de la tobera en el cociente de masas, siendo únicamente Chang [20] el único que modifica la geometría de la tobera como base a mejorar el cociente de masas. El resto de autores emplea zonas divergentes cónicas. Para el caso del eyector tenemos un agravante, el pequeño tamaño de la tobera, del orden de milímetros. El hecho de que los procesos de torneado y fresado de interiores no sean apropiados para estas dimensiones, nos obligó a emplear en el diseño toberas cónicas mecanizadas mediante un escariador. En el Anexo C se muestran otros procedimientos mucho más precisos para la fabricación de toberas, que se perfilarán como opciones futuras.

Una vez fijado el perfil, es necesario definir el diámetro de garganta y el diámetro a la salida de la tobera. La condición que limita el diámetro de la tobera es entregar la potencia máxima de la caldera a la temperatura máxima de diseño (90 °C). Mediante el empleo de la ecuación (97), se concluyó que el diámetro de garganta máximo es del orden de 2,2 mm. Se decidió, para tener un margen de seguridad en el diseño, que el diámetro fuese de 2 mm.

El diámetro a la salida de la tobera es un parámetro menos directo de obtener. Un criterio de diseño sería que la tobera estuviese adaptada (presión a la salida de la tobera igual a la de fluido secundario), pero esto conlleva conocer la presión de fluido secundario, la cual depende del diseño de la cámara de mezcla. Al ser un problema multivariable, estando relacionado el diseño de la cámara de mezcla con el de la tobera, se decidió realizar un estudio paramétrico empleando el modelo potencial axilsimétrico desarrollado en la sección 5. Los resultados, así como las condiciones bajo las que se obtuvieron se comentan en el punto siguiente.

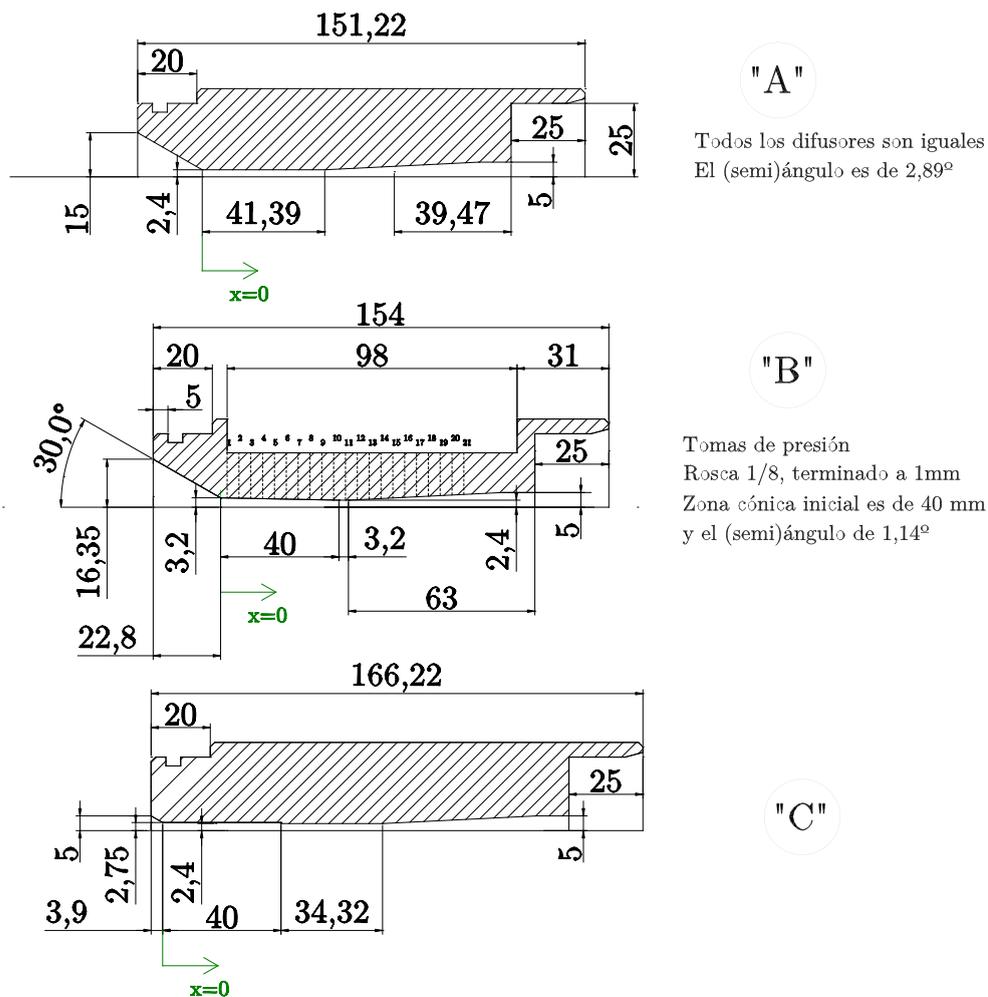
2. **Geometría de la cámara de mezcla.** Como una primera aproximación a la geometría de la cámara de mezcla, se decidió simular el montaje a área variable más simple, aquél en el que el perfil de la zona de área variable es cónico. Además, para poder estudiar la influencia de la posición de la tobera, se fijó como criterio de diseño que ésta fuese desplazable longitudinalmente. Por lo tanto existen cuatro parámetros geométricos que pueden ser variados: diámetro a la salida de la tobera, diámetro de la zona de área constante, ángulo de la zona de área variable y la posición de la tobera. Las condiciones térmicas que se fijaron para la simulación son de 85 °C para la caldera, 10 °C para el evaporador y 30 °C para el condensador. El recalentamiento tanto en caldera como en evaporador se establece en 10 °C. Tras el análisis de los datos obtenidos del modelo, se decidió tomar la terna de valores siguientes (no se indica el valor de la posición de la tobera pues podrá ser variado durante la experimentación):

$$d_{st} = 3mm; \quad d_{ac} = 4,8mm \quad \text{Semiángulo cámara de mezcla} = 30^\circ$$

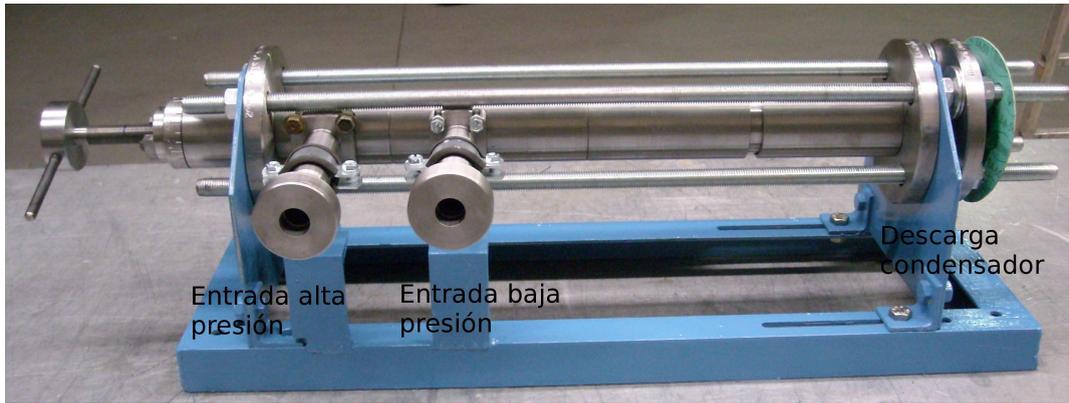
Para comprobar el efecto de la geometría se desarrollaron tres cámaras de mezcla, todas ellas con el mismo diámetro de área constante e igual difusor de salida, variándose únicamente la zona de entrada, por ser la que mayor interés reporta al rendimiento del eyector. Los parámetros característicos de las tres configuraciones de cámara de mezcla elegidas, así como la tobera, quedan reflejadas en la tabla 22. En la figura 103 se muestra un esquema de las tres cámaras de mezcla, quedando el diseño del eyector elocuentemente mostrado en la fotografía de la figura 104. En el Anexo C queda detallado el diseño mecánico del eyector en el plano "Eyector R-134a".

**Tabla 22:** Datos geométricos finales de las cámaras de mezcla

Tobera	$d_{gt}$	2 mm
	$d_{st}$	3 mm
Cámara Mezcla "A"	$d_{ac}$	4,8 mm
	Semiángulo	30°
Cámara Mezcla "B"	$d_{ac}$	4,8 mm
	Semiángulo	1,15°
Cámara Mezcla "C"	$d_{ac}$	4,8 mm
	Semiángulo	90°



**Figura 103:** Esquema acotado de las tres cámaras de mezcla empleadas en el eyector de refrigerante R-134a.



**Figura 104:** Eyector de R-134a montado en su bancada antes de ser integrado en la instalación.

En la figura 104 podemos ver, aparte de la configuración externa, junto con las entradas de fluido primario y secundario y salida hacia el condensador, el mecanismo de movimiento de la tobera. Éste consta de un tornillo de rosca gas 3/8", que actúa sobre una deslizadora conectada de forma rígida a la tobera. Se ha instalado una ruleta graduada para localizar con precisión la posición de la tobera. La resolución espacial máxima del posicionador es 0,055 mm.

El motivo que originó el diseño de cada una de las cámaras de obedece a los siguientes propósitos:

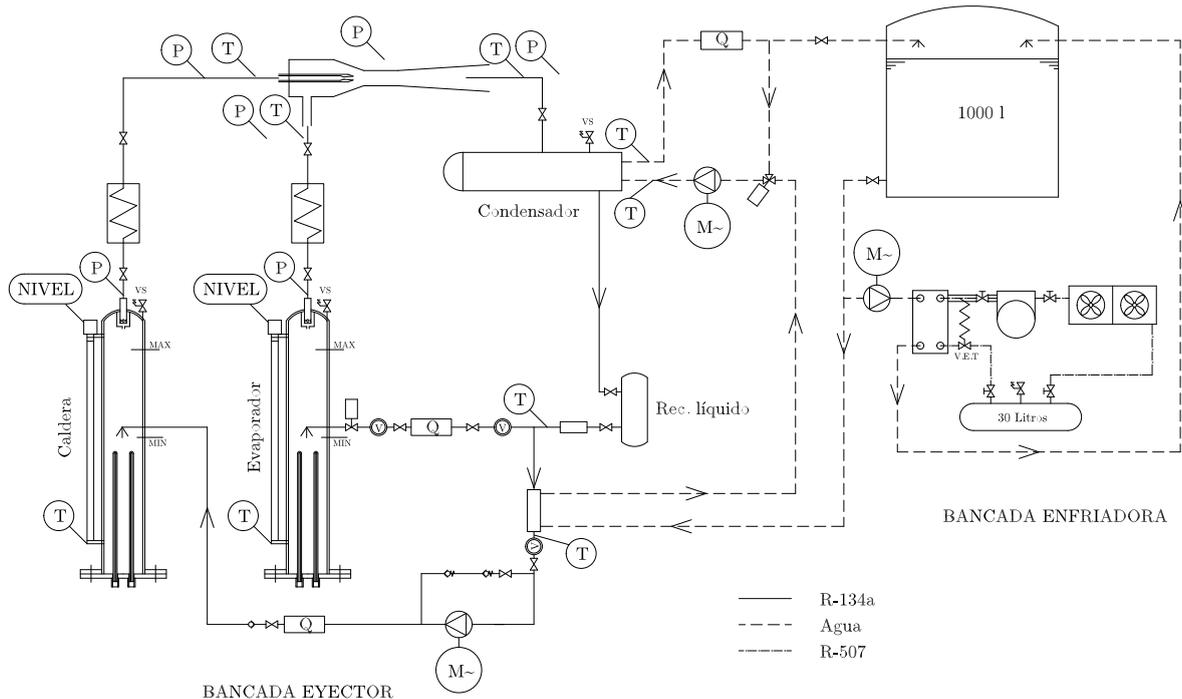
- 2.1. Cámara de mezcla "A": es el diseño "básico" ensayado por otros autores y sobre el que se desarrolló el modelo potencial desarrollado en la sección 5. El objetivo principal es contrastar los resultados del modelo con valores experimentales, así como aumentar el número de datos disponible en la literatura. Por la experiencia ganada en el eyector de aire y recomendaciones de otros autores, la longitud de la zona de área constante es del orden de 9 veces el diámetro de la misma.
- 2.2. Cámara de mezcla "B": con este diseño se pretende evaluar la teoría de Munday y Bagster [79] basada en la compresión supersónica en la parte convergente de la cámara de mezcla. Es por ello que se realiza una cámara de mezcla cónica con una conicidad reducida (semiángulo de  $1,15^\circ$ ). Para poder comprobar si el fenómeno mencionado existe, se ha equipado la cámara de mezcla con 21 tomas de presión a lo largo de toda su longitud para poder registrar la presión estática del fluido junto a la pared.
- 2.3. Cámara de mezcla "C": este último diseño pretende abordar la teoría propuesta por L. Addy y recopilada por Ginoux [41] según la cual la recompresión supersónica propuesta por Munday y Bagster puede ocurrir en un escalón en vez de una reducción progresiva del área. Es por ello que se realizó una primera zona cilíndrica de 5,5 mm de diámetro, seguida de la zona de área constante de 4,8 mm de diámetro. Las razones detrás de esta elección quedaron establecidas cuando se definieron las cámaras de mezcla para el eyector de aire.

## 9.2. Dimensionamiento de la instalación

Se esbozan en este apartado las líneas generales en que se basó el dimensionamiento de la instalación.

En la figura 105 se muestra un esquema simplificado de la instalación, estando una panorámica del montaje experimental mostrada en la figura 106.

El apartado queda estructurado en función de los tres elementos básicos: caldera, evaporador y condensador. Se describirá brevemente para cada uno de ellos las particularidades que se consideraron durante el diseño.



**Figura 105:** Esquema general de la instalación de R-134a.



**Figura 106:** Vista general de la instalación experimental de R-134a terminado su montaje.

1. Caldera y recalentador de la caldera: tanto la caldera como su recalentador se proyectaron procurando reducir el volumen al máximo posible, al mismo tiempo que pudiesen albergar las resistencias eléctricas con seguridad de una buena circulación de fluido para evitar posibles recalentamientos.

La solución adoptada para la caldera fue un tubo vertical en que se introdujeron por la parte inferior tres resistencias trifásicas de 3,5 kW de potencia unitaria (10,5 kW en total). Se colocó un tubo auxiliar para poder medir el nivel sin riesgo de enmascarar la medida con las burbujas generadas en las resistencias.

Igualmente se situaron sensores ópticos de alto y bajo nivel para parar la instalación en caso de que el sistema se alejase impredeciblemente de su consigna de trabajo.

A pesar de que se dejó una distancia prudente desde la interfaz de líquido hasta la salida, que se realiza por la parte superior, se colocó una trampa de líquido para evitar el posible arrastre de gotas hacia el recalentador.

El recalentador también se construyó partiendo de un tubo en que se insertaron dos resistencias en forma de espiral de potencia unitaria 1 kW (2 kW en total).

La caldera se aisló con una capa de 5 cm de poliuretano expandido, mientras que el recalentador se aisló con manta tipo armaflex de 19 mm. Las tuberías de conexión entre los distintos elementos se proyectaron de forma que la velocidad no excediese de los  $2 \frac{m}{s}$  para el caso de líquido y de  $8 \frac{m}{s}$  para el caso de vapor. Todas las tuberías se aislaron con coquilla de armaflex de 19 mm de espesor.

Para alimentar la caldera se empleó un bomba de membrana, la cual toma fluido del recipiente de líquido. Dado que el líquido en el recipiente está cerca de la saturación, se intercaló un intercambiador de calor concéntrico antes de la bomba para subenfriar el líquido unos grados y evitar así problemas de cavitación. En el Anexo C y en los planos “Caldera y evaporador” y “Recalentador caldera y evaporador” del mismo, se puede encontrar una descripción ampliada para ambos elementos.

2. Evaporador y recalentador del evaporador: por simplicidad en la construcción y montaje, se decidió hacer el evaporador igual a la caldera y el recalentador del evaporador de las mismas dimensiones que el de la caldera. La entrada de líquido al evaporador procedente del recipiente de líquido se regula mediante una válvula de expansión electrónica.
3. Condensador: para regular la temperatura de condensación en el rango mostrado en la tabla 21, de 20 a 45 °C, un condensador de aire no va a ser suficiente para conseguir las temperaturas inferiores del rango, haciéndose necesario un circuito frigorífico auxiliar. En el Anexo C se investigaron tres posibles alternativas, condensación directa por refrigerante, condensación indirecta por refrigerante y condensación por agua. Esta última opción fue la elegida por la simplicidad de control. El objetivo es emplear una enfriadora para mantener un tanque de 1000 litros de agua a temperatura constante. Este agua es impulsado por una bomba hacia un condensador carcasa tubos, tal y como se puede ver en la figura 105. Para regular la temperatura de condensación se ha realizado un bypass al condensador con una válvula de tres vías, de forma que se puede reducir el flujo másico de agua circulando por los tubos. Constructivamente se realizaron dos bancadas diferenciadas, una para la enfriadora y otra para el eyector (y resto de componentes). La enfriadora se montó con un compresor semihermético de 4 kW y refrigerante R-507A.

### 9.3. Instrumentación, automatización y control

Bajo este título se describen los transductores empleados y los parámetros medidos, información a partir de la cual se calculará la incertidumbre de las medidas. Igualmente se trata también de como se abordó el control de la instalación, con el objetivo de mantener unas condiciones estacionarias de los distintos parámetros medidos.

La información relevante acerca de los transductores empleados, junto con la nomenclatura que se empleará para su identificación en el texto, puede verse en la tabla 23. Se muestran además los rangos de medición de cada uno de los sensores.

La columna “Desv. FS” muestra el error porcentual sobre el fondo de escala, estando compuesta por dos sumandos. El primero se corresponde con el establecido por el fabricante para el conjunto sensor-transductor, y el segundo es el error introducido por el sistema de medida.

La columna “Desv. abs. max.” muestra el error absoluto máximo que se puede cometer en la medida (cuyo valor se alcanzará cuando se mide el valor último de la escala).

Básicamente se emplearon cuatro tipos de transductores, de nivel, de presión, de temperatura y de caudal, todos ellos con señal de salida de 4-20 mA. Los transductores de nivel son de tipo flotador, estando colocados tanto en caldera como en evaporador. Los transductores de presión son tipo piezoresistivos, siendo su colocación detallada en el esquema 105. Se instalaron de diferentes rangos, según la presión máxima esperada en cada punto. La medida de temperatura se realizó con sondas tipo PT100 de tres hilos y convertidores en cabeza de 4-20 mA.

**Tabla 23:** Sensores de medida empleados en la instalación de R-134a.

Entradas Analógicas (EA)						
	Magnitud	Posición	Rango	Desv. FS	Desv. abs. max.	
EA1	Nivel	Caldera	0-1000 mm	$\pm(2\%+0,25\%)$	$\pm 20$ mm	
EA2		Evaporador	0-1000 mm			
EA3	Presión	Caldera	0-40 bar	$\pm(0,5\%+0,25\%)$	$\pm 0,30$ bar	
EA4		Salida rec. caldera	0-40 bar			
EA5		Tomas Eyector	0-10 bar			
EA6		Evaporador	0-30 bar			
EA7		Salida rec. evaporador	0-30 bar	$\pm(1\%+0,25\%)$	$\pm 0,375$ bar	
EA8		Condensador	0-30 bar			
EA9		Temperatura	Caldera	0-150 °C	$\pm(0,1\%+0,25\%)$	$\pm 0,52$ °C
EA10			Salida rec. caldera	0-150°C		
EA11	Evaporador		-50-50 °C			
EA12	Salida rec. evaporador		-50-50°C	$\pm 0,35$ °C		
EA13	Salida eyector		0-100 °C			
EA14	Entrada subenfriador		0-100 °C			
EA15	Salida subenfriador		0-100 °C			
EA16	Entrada agua condensa.		0-100 °C			
EA17	Salida agua condensa.		0-100 °C			
EA18	Caudal	Caldera	0-0,125 $\frac{Kg}{s}$	$\pm(0,18\%+0,25\%)$	$\pm 5,37 \cdot 10^{-4} \frac{Kg}{s}$	
EA19		Evaporador	0-0,125 $\frac{Kg}{s}$			
EA20		Agua	0-16 $\frac{m^3}{h}$	$\pm(0,3\%+0,25\%)$	$\pm 0,088 \frac{m^3}{h}$	

Como es costumbre en refrigeración, se ha preferido trabajar con temperaturas de saturación en vez de valores de presión. Este procedimiento es útil a la hora de lectura si el lector no está acostumbrado a la relación presión-temperatura para el refrigerante en particular. Esta temperatura queda definida con el símbolo “ $\hat{T}$ ”. Insistir al lector que traduzca inmediatamente “ $\hat{T}$ ” por un valor de presión, pues nada tiene que ver con la temperatura medida en el punto particular.

Se emplearán cinco valores de presión convertidos en temperatura de saturación (de acuerdo a la designación de la tabla 23):

$\hat{T}_{caldera}$  = temperatura de saturación correspondiente a la presión del transductor EA3.

$\hat{T}_{rec. caldera}$  = temperatura de saturación correspondiente a la presión del transductor EA4.

$\hat{T}_{evaporador}$  = temperatura de saturación correspondiente a la presión del transductor EA6.

$\hat{T}_{rec. evaporador}$  = temperatura de saturación correspondiente a la presión del transductor EA7.

$\hat{T}_{condensador}$  = temperatura de saturación correspondiente a la presión del transductor EA8.

Junto con los datos medidos, en el proceso de evaluación de los resultados se emplearán variables derivadas a partir de éstos. La estimación de error para las variables derivadas, que en nuestro caso son el cociente de masas “w” y el rendimiento “COP”, se lleva a cabo en el Anexo C según el procedimiento descrito por Moffat [77].

El “COP” que consideramos para la instalación experimental no es calculado a partir del balance térmico de la instalación, sino que queda definido según la ecuación (210). De esta forma se eliminan la influencia de las pérdidas de calor en el proceso de cálculo. Hay que observar que en esta definición se toman las condiciones medidas para la entrada de flujo primario y secundario, pero se asume que el fluido abandona el condensador como líquido saturado.

$$\text{COP} = w \cdot \left( \frac{\mathbf{h}(p_{rec. \text{ evaporador}}, T_{rec. \text{ evaporador}}) - \mathbf{h}(p_{condensador}, x = 0)}{\mathbf{h}(p_{rec. \text{ caldera}}, T_{rec. \text{ caldera}}) - \mathbf{h}(p_{condensador}, x = 0)} \right) \quad (210)$$

Las expresiones finales para el error en ambas variables se muestra en la ecuaciones (211) y (212) respectivamente. La ecuación (212) para el “COP” es una versión simplificada de acuerdo a los condicionantes postulados en el Anexo C.

$$w = w_{calculado} \pm 0,00608 \cdot w \quad (211)$$

$$\text{COP} = \text{COP}_{calculado} \pm 0,0175 \cdot w \quad (212)$$

La lectura de datos así como el control de la instalación se realizó mediante un autómata industrial. En el Anexo C se detalla datos técnicos sobre los módulos de entradas y salidas tanto analógicas como digitales empleados. De entre todas ellas dos son relevantes para este apartado, el error introducido por las entradas analógicas, el cual ya fue considerado anteriormente, y la frecuencia de adquisición de datos. Esta frecuencia de fijó en 0,2 Hz.

Para la operación de la instalación en estado estacionario dentro de los márgenes de nuestra elección, es necesario actuar sobre distintos elementos reguladores, siendo las variables que pueden ser controladas, así como su elemento regulador mostrado en la tabla 24. Todos, a excepción de la posición de la tobera (cuya regulación es manual), fueron controlados mediante “PID” (controlador proporcional, integral y derivativo) en el autómata. Se ha incluido además en esta tabla la influencia prevista de las distintas variables sobre el cociente de masas.

La consigna para cada una de las variables, así como la monitorización de los parámetros del sistema se realizó mediante un “SCADA” (Supervisión, Control y Adquisición de Datos) desarrollado a tal propósito. La consigna para cada una de las variables se correspondió con la propia variable, excepto para el caso de  $T_{rec. \text{ caldera}}$  y  $T_{rec. \text{ evaporador}}$ , en que la consigna se estableció como diferencias de temperatura ( $\Delta T_{rec. \text{ caldera}}$  y  $\Delta T_{rec. \text{ evaporador}}$ ) respectivamente, de forma de que la temperatura de consigna tras los recalentadores quedo expresada según las ecuaciones (213) y (214) respectivamente.

$$T_{rec. \text{ caldera}} = \dot{T}_{caldera} + \Delta T_{rec. \text{ caldera}} \quad (213)$$

$$T_{rec. \text{ evaporador}} = \dot{T}_{rec. \text{ evaporador}} + \Delta T_{rec. \text{ evaporador}} \quad (214)$$

**Tabla 24:** Variables que pueden ser controladas en la instalación, junto con la acción para su control y la prevista influencia sobre el cociente de masas.

Variable	Acción de control	Influencia sobre “w”
$\dot{T}_{caldera}$	Tiristor a resistencia caldera	Alta
$\dot{T}_{rec. \text{ evaporador}}$	Tiristor a resistencia evaporador	Alta
$\dot{T}_{condensador}$	Válvula proporcional “by-pass” condensador	Alta
Posición tobera	Control manual empujador	Media
$T_{rec. \text{ caldera}}$	Tiristor a resistencia recalentador caldera	Baja
$T_{rec. \text{ evaporador}}$	Tiristor a resistencia recalentador evaporador	Baja
Nivel caldera	Variador de frecuencia a bomba de membrana	Muy baja
Nivel evaporador	Válvula de expansión electrónica a válvula	Muy baja

La influencia prevista para el cociente de masas, mostrada en la tabla 24, es importante a la hora de hacer variaciones paramétricas para cada variable controlada. Hemos de centrar nuestra atención en aquellas variables que afecten más directamente el cociente de masas.

Claramente la influencia de las presiones de caldera, evaporador y condensador es la terna que se analizar con mayor profusión. Siendo la siguiente variable en influencia la posición de la tobera.

Las temperaturas de recalentamiento tienen importancia por la posible aparición de flujo bifásico durante los procesos de expansión. Se realizará un ensayo inicial para determinar su influencia.

La influencia de los niveles de caldera y evaporador se considera despreciable. Su efecto es modificar instantáneamente el cociente de masas, pero si por medio del sistema de control conseguimos mantener en media la consigna de nivel, que queda establecida en el 50 %, su importancia será despreciable al tomar valores medios del cociente de masas.

#### 9.4. Puesta en marcha y operación de la instalación experimental

El objetivo de este apartado es establecer las condiciones que se han de cumplir para tomar una medida como aceptable. Dado que el sistema tarda un tiempo desde que se fija una consigna hasta que se alcanza el estado estacionario, necesitamos de un procedimiento para asegurar que estamos en el estado estacionario. Este procedimiento se basó en tomar un número de medidas, calcular la desviación absoluta de acuerdo a la ecuación (215) y establecer un valor de desviación máximo para cada variable medida.

El número de medidas tomado fue 60, que se corresponde con 5 minutos de medida. Las desviaciones máximas admisibles se muestran en la tabla 25.

$$\text{Desviación Absoluta (D.A.)} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N |x_i - \mu| \quad (215)$$

Siendo “ $\mu$ ” la media en el periodo.

**Tabla 25:** Desviación absoluta máxima satisfecha por cada medida.

Variable	Desviación absoluta	Variable	Desviación absoluta
$\dot{T}_{caldera}$	0,2 °C	$\dot{T}_{condensador}$	0,2 °C
$\dot{T}_{rec. evaporador}$	0,2 °C	$w = \frac{\text{Sonda EA19}}{\text{Sonda EA18}}$	0,05

Como ejemplo demostrativo se toma un caso típico de medición en que se varía la presión de condensación (en diez escalones) de forma que se pasa de un estado doblemente bloqueado a cociente de masas cero. Los parámetros del sistema son  $\dot{T}_{caldera}$  de 85 °C,  $\dot{T}_{rec. evaporador}$  de 7 °C y la tobera posicionada a 5 vueltas (-5,38 mm). Los recalentamientos tanto para el fluido motriz como secundario son de 10 °C. La cámara de mezcla “A” es la escogida para la realización de este ensayo.

En el Anexo C se muestra un conjunto de gráficas para todas las variables medidas en función del tiempo de medición, reproduciéndose aquí únicamente dos, la correspondiente a la presión de condensación (fig. 107) y el cociente de masas (fig. 108). También se incluye la tabla 26 en que se muestra el valor medio y la desviación absoluta para las diez consignas de presión de condensación. Se puede observar que se alcanza holgadamente los valores de desviación máximos establecidos para las variables.

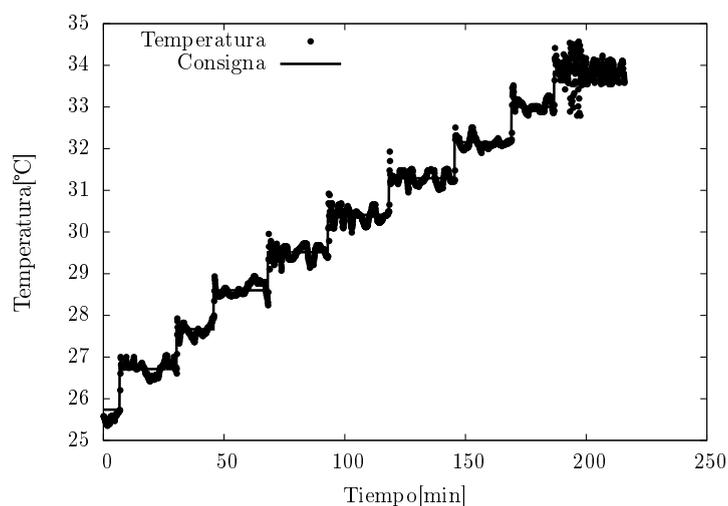


Figura 107:  $\hat{T}_{condensador}$  función del tiempo de medición.

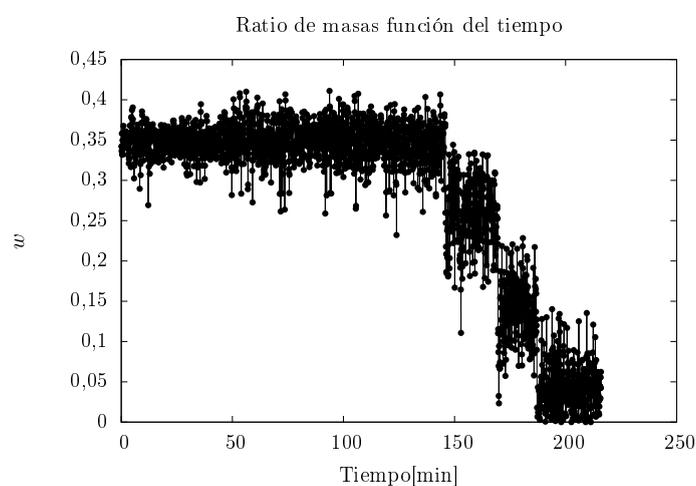


Figura 108: Cociente de masas función del tiempo de medición.

Tabla 26: Valores medios y desviaciones absolutas (ecuación (215) ) para la serie de medidas.

	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso 4	Caso 5	Caso 6	Caso 7	Caso 8	Caso 9	Caso 10
$\bar{T}_{cald.}$ [°C]	84,949	85,121	84,991	85,125	84,927	85,038	84,95	85,104	85,161	84,974
D.A. [°C]	0,048	0,048	0,038	0,014	0,026	0,017	0,018	0,014	0,012	0,035
$\bar{T}_{rec. evap.}$ [°C]	6,98	7,038	6,993	6,991	7,007	7,015	7,023	7,041	7,159	6,983
D.A. [°C]	0,03	0,011	0,029	0,031	0,025	0,013	0,04	0,032	0,058	0,047
$\bar{T}_{cond.}$ [°C]	26,003	27,323	28,073	29,267	30,021	30,789	31,682	32,497	33,408	34,104
D.A. [°C]	0,084	0,065	0,049	0,045	0,069	0,104	0,161	0,035	0,139	0,101
$T_{rec. cald.}$ [°C]	94,994	95,037	94,906	95,01	94,972	95,058	94,965	95,055	95,127	94,967
D.A. [°C]	0,031	0,048	0,073	0,027	0,04	0,029	0,023	0,026	0,024	0,025
$T_{rec. evap.}$ [°C]	17	17	16,998	17,008	16,984	16,989	17,01	17,048	17,116	19,062
D.A. [°C]	0,03	0,012	0,022	0,029	0,024	0,034	0,051	0,036	0,111	0,065
Nivel <sub>cald.</sub> [%]	50,215	50,051	50,126	49,777	50,029	50,119	50,083	50	49,914	50,06
D.A. [%]	0,091	0,149	0,059	0,068	0,063	0,083	0,063	0,087	0,104	0,09
Nivel <sub>evap.</sub> [%]	49,971	50,01	50,003	50,042	50,007	50,028	50,03	49,98	50,007	50,001
D.A. [%]	0,189	0,167	0,164	0,19	0,195	0,163	0,17	0,189	0,141	0,091
$w$	0,349	0,35	0,348	0,347	0,349	0,351	0,343	0,261	0,131	0,047
D.A.	0,012	0,01	0,009	0,016	0,014	0,015	0,021	0,026	0,028	0,024

## 10. Análisis de medidas del eyector de refrigerante

Se analizan en este apartado el conjunto de medidas realizado en la instalación. Las medidas se estructuran en siete apartados de acuerdo como se detalla a continuación.

1. Flujo másico a través de la tobera.
2. Influencia del recalentamiento en la caldera.
3. Influencia del recalentamiento en el evaporador.
4. Influencia de la posición de la tobera.
5. Series de medidas variando la presión de caldera, evaporador y condensador.
6. Perfiles de presión para la cámara de mezcla B.
7. Funcionamiento a cociente de masas nulo.

En esta estructuración, el objetivo de los cuatro primeros puntos es obtener una valoración cuantitativa de la influencia de la posición tobera y de los recalentamientos en caldera y evaporador. Con ello se espera obtener unas condiciones apropiadas para realizar los estudios con variaciones de presión de caldera evaporador y condensador.

Junto con los resultados experimentales, se han mostrado los resultados obtenidos por el modelo potencial mostrado en la sección 5, empleando gas real. De acuerdo al diagrama de flujo (figura 66, página 86) en que se mostraron los pasos para resolver el modelo, aparecen cuatro parámetros iniciales (“MIN”, “NTERMS”, “ $\Delta x$ ” y “ $x_{max}$ ”). Los valores para cada uno de ellos queda detallado en la sección 5.4, página 87.

Recordar que cada punto mostrado en estas mediciones no es una medición aislada, sino la media de 60 puntos de acuerdo a las condiciones que quedaron expuestas en la tabla 23.

Para facilitar el uso de los datos medidos a aquél que pudiese estar interesado en ellos, los datos de todas la gráficas mostradas en este apartado están transcritos de forma tabular en el Anexo C.

### 10.1. Flujo másico a través de la tobera

La primera comprobación a realizar es el grado de similitud para el caudal másico a través de la tobera entre los valores medidos con el caudalímetro “EA18” y valor obtenido admitiendo una expansión isoentrópica (ecuación (97)). Se dispone de cuatro condiciones extensamente probadas, que se corresponden con temperaturas de  $\dot{T}_{caldera}$  de 75, 80, 85 y 90 °C.

Para el análisis del flujo másico medido se hará uso de todos los puntos registrados (siendo éstos entendidos como el promedio a lo largo de 60 medidas para la situación en que se cumplen los condicionantes mostrados en la tabla 25 ) para la cámara de mezcla “B”. Los resultados relevantes se encuentran en la tabla 27. Las siguientes aclaraciones son necesarias:

1. Para cada una de las cuatro medidas se indica la medida, la desviación absoluta media (según la ec. (215)) y el error (de acuerdo a la tabla 23 y la ecuación (211)).

El error mostrado para los valores de  $\dot{T}$  se calculó a partir del error de la presión de acuerdo a la ecuación (216).

$$\text{Error } \dot{T} = \mathbf{T}(p \cdot (1 + \text{F.S.}), x = 0) - \mathbf{T}(p, x = 0) \quad (216)$$

2. El caudal másico calculado se obtiene mediante la ecuación (97), siendo las condiciones tomadas para el remanso:

$$p_{0,m} = \text{presión de saturación para } \dot{T}_{rec. caldera}$$

$$T_{0,m} = T_{rec. caldera}$$

3. Un parámetro importante a la hora de hacer valoraciones sobre el cociente de masas es el coeficiente de descarga “ $CD$ ”, según queda definido en la ecuación (217).

$$CD = \frac{\dot{m}_{m,medido}}{\dot{m}_{m,calculado}} \quad (217)$$

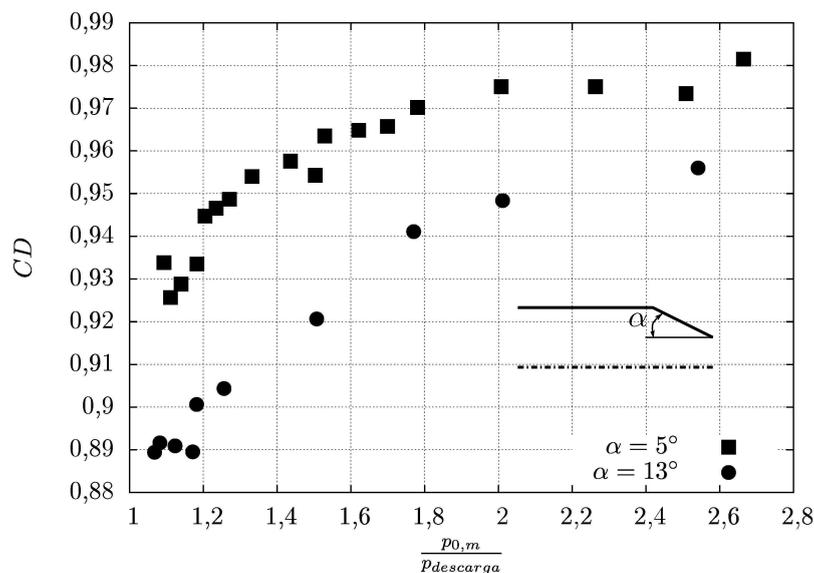
El cociente de masas “calculado” se corresponde con el valor arrojado por la ecuación (97), correspondiente a la expansión isoentrópica de un gas real desde el remanso hasta una garganta de diámetro dado.

Para cada una de las cuatro condiciones medidas en la tabla 27, se muestra el coeficiente de descarga, que alcanza un valor medio de 0,955.

En esta ocasión se ha realizado un análisis más en profundidad que el realizado para el eyector de aire. Grey y Wilsted [42] estudiaron el coeficiente de descarga para 15 toberas cónicas tanto bloqueadas como en flujo subsónico, concluyendo que el ángulo de conicidad, extensión de la sección cónica y relación entre la presión de remanso y la de descarga determinan el valor del coeficiente de descarga. El efecto del número de Reynolds en la garganta no fue considerado por variar éste en un rango relativamente estrecho, con valores de  $3 \cdot 10^5$  y  $4 \cdot 10^6$ . Para nuestro caso el número de Reynolds en la garganta oscila entre  $1,4 \cdot 10^6$  ( $75^\circ\text{C}$ ) y  $1,8 \cdot 10^6$  ( $90^\circ\text{C}$ ), por lo que se encuentra en la horquilla experimental estudiada en [42]. Además, se diferencia en la existencia del difusor después de la garganta.

En la figura 109 se muestran los resultados con la configuración geométrica más próxima a la empleada en el presente trabajo. El cociente  $p_{0,m}/p_{descarga}$  mostrado en la figura 109 está referido a la tobera convergente. En nuestro caso este cociente de presión no es directamente reproducible (tenemos el difusor), siendo la mejor aproximación el tomar la presión de descarga como aquella en la garganta bloqueada. Dado que los datos de la figura 109 se tomaron con aire, el cociente  $p_{0,m}/p_{gt}$  (garganta bloqueada) es 1,89. Los valores aproximados para el coeficiente de descarga son de 0,973 para un semiángulo “ $\alpha$ ” de  $5^\circ$  y 0,945 para un semiángulo de  $13^\circ$ .

El semiángulo cónico empleado en nuestro caso son  $10^\circ$  (ver plano “Eyector R-134a” en el Anexo C), comprobándose que el coeficiente de descarga medio (0,955) se encuentra entre los valores obtenidos para los semiángulos  $5^\circ$  y  $13^\circ$ , lo que de alguna forma valida el proceso de medida del caudal másico a través de la tobera.



**Figura 109:** Datos experimentales de Grey y Wilsted [42] para el coeficiente de descarga función del cociente entre la presión de remanso y descarga para la geometría mostrada en la misma figura.

4. En la casilla situada inmediatamente a la derecha del valor para “ $\dot{m}_{m,calculado}$ ” se calcula el error calculado como  $\frac{|\dot{m}_{m,calculado} - \dot{m}_{m,medido}|}{\dot{m}_{m,medido}}$ .

**Tabla 27:** Validación del flujo másico a través de la tobera.

Consigna $\dot{T}_{caldera} = 75$ [°C]				Consigna $\dot{T}_{caldera} = 80$ [°C]			
Variable	Media	D.A.	Error	Variable	Media	D.A.	Error
$\dot{T}_{caldera}$ [°C]	74,98	± 0,05	± 0,35	$\dot{T}_{caldera}$ [°C]	79,97	± 0,06	± 0,35
$\dot{T}_{rec. cald.}$ [°C]	74,34	± 0,04	± 0,34	$\dot{T}_{rec. cald.}$ [°C]	79,37	± 0,04	± 0,35
$T_{rec. cald.}$ [°C]	84,82	± 0,09	± 0,30	$T_{rec. cald.}$ [°C]	90,00	± 0,04	± 0,31
$\dot{m}_{m,medido}$ [ $\frac{g}{s}$ ]	28,58	± 0,05	± 0,17	$\dot{m}_{m,medido}$ [ $\frac{g}{s}$ ]	32,29	± 0,14	± 0,20
$\dot{m}_{m,calculado}$ [ $\frac{g}{s}$ ]	30,23	Error 5,77 %		$\dot{m}_{m,calculado}$ [ $\frac{g}{s}$ ]	33,84	Error 4,80 %	
$CD$	0,945			$CD$	0,954		
Consigna $\dot{T}_{caldera} = 85$ [°C]				Consigna $\dot{T}_{caldera} = 80$ [°C]			
Variable	Media	D.A.	Error	Variable	Media	D.A.	Error
$\dot{T}_{caldera}$ [°C]	85,02	± 0,05	± 0,36	$\dot{T}_{caldera}$ [°C]	90,04	± 0,05	± 0,37
$\dot{T}_{rec. cald.}$ [°C]	84,39	± 0,04	± 0,36	$\dot{T}_{rec. cald.}$ [°C]	89,15	± 0,04	± 0,37
$T_{rec. cald.}$ [°C]	95,02	± 0,04	± 0,33	$T_{rec. cald.}$ [°C]	100,03	± 0,06	± 0,35
$\dot{m}_{m,medido}$ [ $\frac{g}{s}$ ]	36,53	± 0,12	± 0,22	$\dot{m}_{m,medido}$ [ $\frac{g}{s}$ ]	40,20	± 0,24	± 0,24
$\dot{m}_{m,calculado}$ [ $\frac{g}{s}$ ]	37,85	Error 3,61 %		$\dot{m}_{m,calculado}$ [ $\frac{g}{s}$ ]	42,03	Error 4,55 %	
$CD$	0,965			$CD$	0,956		

Vemos que en todos los casos el caudal másico experimental es inferior al teórico. Este dato tiene lógica, pues los efectos de viscosidad tenderán siempre a disminuir el caudal másico en relación al cálculo isoentrópico. El error medio cometido en el cálculo del caudal másico es del 4,68 %, habiendo consistencia en las desviaciones para los cuatro medidas (i.e. ningún dato se encuentra desproporcionadamente desviado en relación al resto). Consideraremos este valor como razonable, aunque lo tendremos en cuenta en análisis posteriores.

## 10.2. Influencia del recalentamiento en la caldera

La influencia del recalentamiento en la caldera se estudia únicamente para la cámara de mezcla “A”, bajo la asunción de que el comportamiento será similar para las otras dos cámaras de mezcla.

Las condiciones en que se fija el sistema son:  $\dot{T}_{caldera}=80$  °C,  $\dot{T}_{rec. evaporador}=10$  °C,  $\dot{T}_{condensador}=26$  °C , recalentamiento de evaporación de 10 °C y estando la salida de la tobera a una separación de -5,38 mm. En estas condiciones el eyector trabaja doblemente bloqueado.

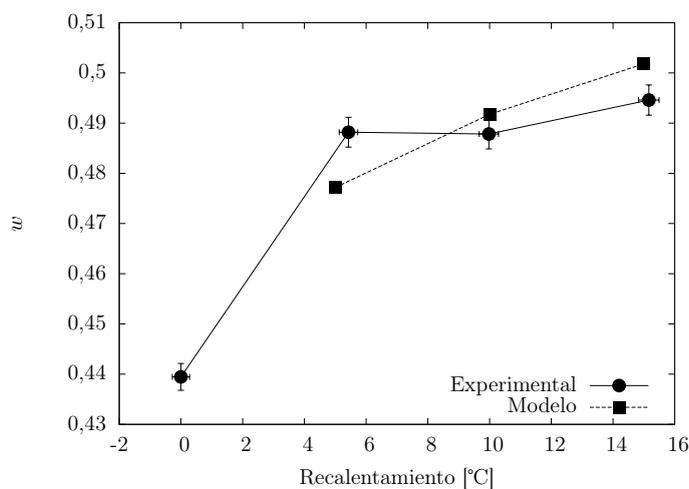
El recalentamiento en la caldera ha de ser puntualizado. La consigna de temperatura de recalentamiento se fijó de acuerdo a la ecuación (213). Dado que existe una pérdida de carga en el tubo que va desde la caldera al eyector, el recalentamiento real va a ser distinto que el recalentamiento de consigna, siendo el primero “ $T_{rec. caldera} - \dot{T}_{rec. caldera}$ ” y el segundo “ $T_{rec. caldera} - \dot{T}_{caldera}$ ” respectivamente. La diferencia entre ambos es en torno a 0,6 °C (ver tabla 27).

La variación del cociente de masas es analizada para cuatro valores de consigna del recalentamiento (0, 5, 10 y 15 °C), tal y como se muestra en la gráfica 110. Se han incluido además los resultados obtenidos del modelo potencial desarrollado en la sección 5. Los datos experimentales se muestran con la incertidumbre de medida, tanto en el eje de abscisas como ordenadas.

Se observa una mejoría notable de 0 a 5 °C, estancándose posteriormente el valor. Este razonamiento entronca directamente con lo estudiado en el Anexo C, en donde se estudió teóricamente el recalentamiento mínimo para evitar la aparición de flujo bifásico. Para una  $\dot{T}_{caldera}$  de 80 °C y  $\dot{T}_{evaporador}$  de 10 °C, los recalentamientos teóricos mínimo para la caldera y evaporador son aproximadamente 8 y 4 °C respectivamente.

Hay una apreciación final que hacer a la figura 110. A medida que aumentamos el recalentamiento, el flujo másico través de la tobera decrece, con lo que tiene lógica que el cociente de masas pueda sufrir un pequeño aumento, tal y como muestra el modelo potencial. No obstante este aumento es pequeño. Este razonamiento puede justificar un valor de cociente de masas algo superior para 15 °C, frente a 10 y 5 °C. En ningún caso justifica el salto encontrado entre 0 y 5 °C, cuya explicación ha de estar emplazada en el argumento de flujo bifásico.

Como conclusión, en el estudio de series de medidas se empleará una consigna para el recalentamiento del flujo motriz de 10 °C.



**Figura 110:** Cociente de masas función del recalentamiento de la caldera, siendo  $\dot{T}_{caldera} = 80$  °C,  $\dot{T}_{evaporador} = 10$  °C,  $T_{rec. evaporador} = 20$  °C y el régimen de operación doblemente bloqueado.

### 10.3. Influencia del recalentamiento en el evaporador

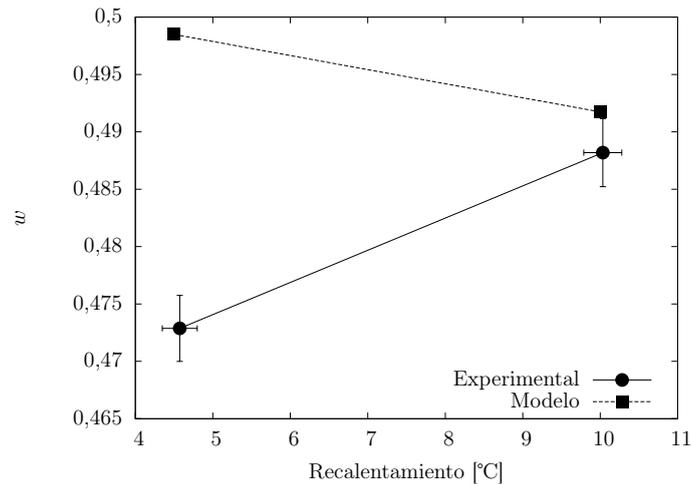
La influencia del recalentamiento en el evaporador se estudia fijando el sistema en las mismas condiciones que para el recalentador de la caldera, con la salvedad de que la consigna de recalentamiento de la caldera se establece en 10 °C. Para el caso del evaporador es imposible trabajar con recalentamiento cero, pues aunque las líneas están bien aisladas, ello no impide una mínima transferencia de calor que elevaba la temperatura en el rango de 4 °C. Es por ello que únicamente se estudian dos valores de temperaturas, el mínimo posible y 10 °C.

En la figura 111 se muestran, junto con los valores experimentales, los valores obtenidos del modelo potencial (sección 5). Observamos que el comportamiento es opuesto, mientras que para los valores experimentales el cociente de masas crece con el recalentamiento, según el modelo potencial decrece. Sin embargo, dado que únicamente disponemos de dos puntos y que las diferencias de “w” son pequeñas al variar el recalentamiento, es difícil obtener alguna conclusión en relación al comportamiento desparejo.

El valor teórico mínimo para evitar la aparición de bifásico es de 4 °C según se justificó en el Anexo C. Esto puede ser el justificante de la variación, aunque pequeña (en torno al 2%), existente entre ambas curvas.

La consigna de recalentamiento en el evaporador se corresponde con el recalentamiento real, al estar ésta definida de acuerdo a la ecuación (214).

En estudios posteriores se usará una consigna de recalentamiento en el evaporador de 10 °C.



**Figura 111:** Cociente de masas función del recalentamiento del evaporador, para  $\dot{T}_{caldera} = 80 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $T_{rec. caldera} = 90 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $\dot{T}_{evaporador} = 10 \text{ }^{\circ}\text{C}$  y el régimen de operación doblemente bloqueado.

## 10.4. Influencia de la posición de la tobera

La influencia de la posición longitudinal de la salida de la tobera ha sido estudiada para las tres configuraciones disponibles (ver figura 103). Esto es debido a que se esperan variaciones significativas del comportamiento para las distintas cámaras de mezcla.

Las condiciones operativas fijadas para los ensayos realizados en este apartado con todas las configuraciones geométricas son:  $\dot{T}_{caldera}=85 \text{ }^{\circ}\text{C}$  y  $\dot{T}_{rec. evaporador}=10 \text{ }^{\circ}\text{C}$ . La consigna para el recalentamiento tanto de la caldera como del evaporador es de  $10 \text{ }^{\circ}\text{C}$ .

### 10.4.1. Ensayos variando la posición de la tobera para la cámara de mezcla “A”

Con esta cámara de mezcla se realizó el estudio más somero de las tres, pues todas las medidas se realizaron a presión de condensación fija e igual a  $7,7 \text{ bar}$  absoluto ( $30 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ), que se corresponde con un régimen doblemente bloqueado (ver figura 118).

El proceso operativo consistió en colocar la tobera en la posición extrema aguas abajo. En esta posición el cociente de masas es prácticamente nulo, pues la propia tobera cierra el paso de fluido secundario. Posteriormente se fue desplazando la tobera vuelta a vuelta aguas arriba, hasta llegar un punto en que el cociente de masas tendía de nuevo a cero. Este comportamiento puede ser observado en la figura 112.

Además del cociente de masas calculado experimentalmente, se ha superpuesto el obtenido por el modelo potencial (ver sección 5).

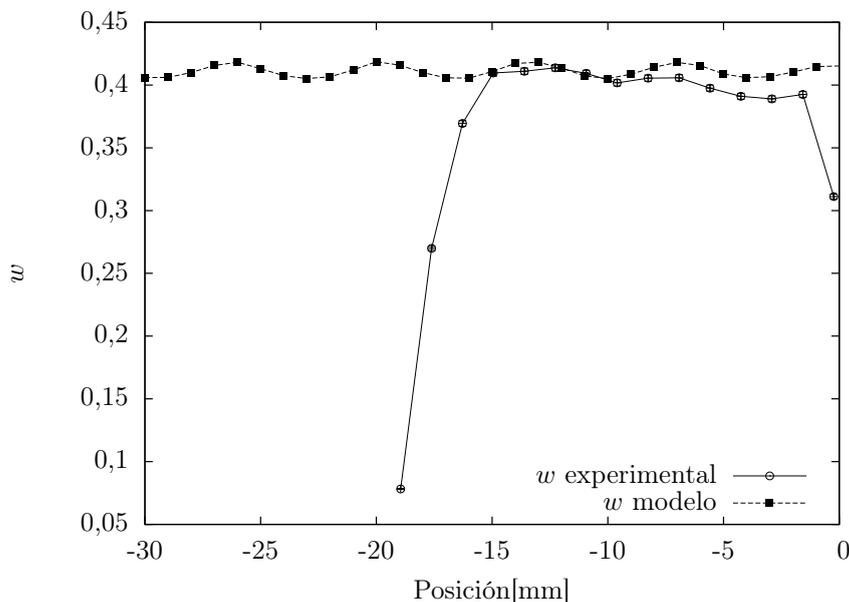
El error para los puntos experimentales (que queda representado con cruces superpuestas sobre los puntos experimentales) es poco perceptible dado el rango de valores de “w”.

Se observa que el cociente de masas permanece prácticamente constante desde los  $-4 \text{ mm}$  hasta los  $-16 \text{ mm}$ , en que sufre una brusca caída. El valor máximo se obtiene para la tobera situada aproximadamente a  $-14 \text{ mm}$ .

En cuanto a la comparación entre los datos experimentales y los obtenidos mediante el modelo, vemos que se reproduce el comportamiento oscilatorio para el cociente de masas en función de la posición de la tobera. Como ya se comentó para el modelo teórico, al ser flujo potencial, no es capaz de predecir el decaimiento del cociente de masas a separaciones grandes de la tobera. También se puede observar como el modelo reproduce con menor error los datos experimentales en el rango de  $-14 \text{ a } -10 \text{ mm}$ , sobrevalorando los resultados aguas abajo (entre  $-10 \text{ mm}$  y  $0 \text{ mm}$ ).

La explicación para la caída del cociente de masas próximo a  $x=0$  es, primero, que el contorno cónico exterior tiende a interferir con la pared de la cámara de mezcla, de forma a reducir el área de paso del fluido secundario, y segundo, que el borde de salida de la tobera tiene

unas dimensiones finitas, que nuevamente reducen en área de paso de fluido secundario. Las constricciones en el área de paso de flujo secundario van inexorablemente acompañadas de reducciones en el cociente de masas.



**Figura 112:** Cociente de masas función de la posición de la tobera para la cámara de mezcla “A”.

Para separaciones superiores a la cota de  $x=-16$  mm, el cociente de masas tiende a cero. El argumento propuesto para que esto ocurra está relacionado al proceso de mezcla existente entre fluido primario y secundario cuando existe espacio suficiente para que este fenómeno ocurra.

Para entender mejor el argumento propuesto, supongamos una separación desproporcionada de la tobera. En este caso el chorro potencial a la salida de la tobera desaparece como tal y se tendrá una mezcla subsónica de fluido primario y secundario a una presión aproximadamente la de remanso de flujo secundario. Aquí existen dos consideraciones, la primera es que, al ser el flujo subsónico, el cociente de presiones entre la descarga y presión de remanso de secundario ha de ser reducido. Bajo las hipótesis anteriores, la presión de descarga máxima se corresponde con la suma de la presión estática ( $p_{0,e}$ ) y la presión dinámica.

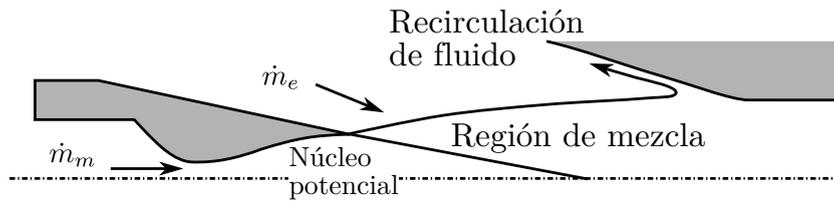
Si asumimos flujo incompresible (aunque sea incorrecto para flujos transónicos, con desviaciones máximas acotadas en  $\pm 50\%$ , no altera el resultado final de la discusión) el término de presión dinámica se obtiene fácilmente a través de la ecuación de Bernoulli. Considerando que la presión de remanso a  $7^\circ\text{C}$  es 3,7 bar, que la velocidad subsónica máxima será del orden de la velocidad del sonido (para vapor saturado a  $7^\circ\text{C}$  es  $146,6 \frac{m}{s}$ ) y que la densidad para esta condición de vapor saturado es  $18 \text{ Kg/s}$ , la relación máxima de presiones es del orden:

$$\frac{p_{descarga}}{p_{0,e}} = 1 + \frac{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot V_{subsónico}^2}{p_{0,e}} = 1 + \frac{\frac{1}{2} \cdot 18 \cdot 146,6^2}{3,7 \cdot 10^5} = 1,52 \quad (218)$$

Si calculamos la presión de descarga (5,55 bar), y a partir de ésta la correspondiente temperatura de saturación, obtenemos un valor de  $19^\circ\text{C}$ . Este es un valor pequeño para los propósitos de nuestro estudio, por lo que separaciones excesivas de la tobera serán descartadas de nuestro estudio.

Por otra parte, toda la energía cinética del flujo primario que no es empleada en comprimir fluido secundario, se empleará en procesos disipativos.

Es teoría del autor que estos procesos disipativos se originarán fundamentalmente en recirculaciones de fluido en la cámara de mezcla tal y como se muestra en la figura 113.

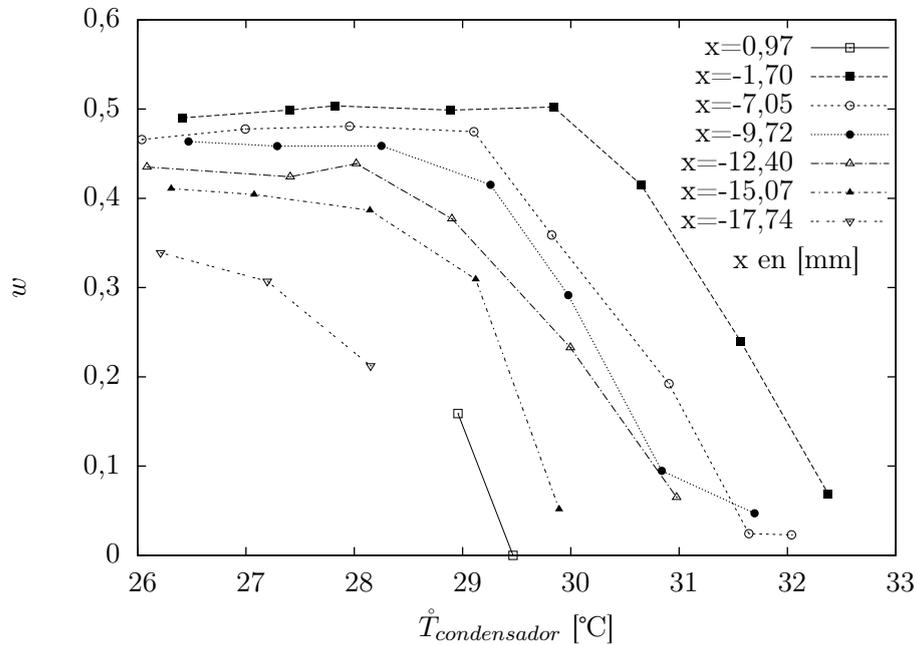


**Figura 113:** Esquema de flujo propuesto para la situación en que la tobera se encuentre muy separada de la sección  $x=0$ .

#### 10.4.2. Ensayos variando la posición de la tobera para la cámara de mezcla “B”

Los ensayos realizados en este caso son más completos que los mostrados para la cámara de mezcla “A”, pues para cada posición de la tobera se ha ensayado, en vez de una única presión de condensación, a un rango de presiones comprendido entre el régimen doblemente bloqueado hasta un cociente de masas nulo.

Los resultados se pueden ver en la figura 114.



**Figura 114:** Cociente de masas función de  $\dot{T}_{condensador}$  para distintas posiciones de la tobera en la cámara de mezcla “B”.

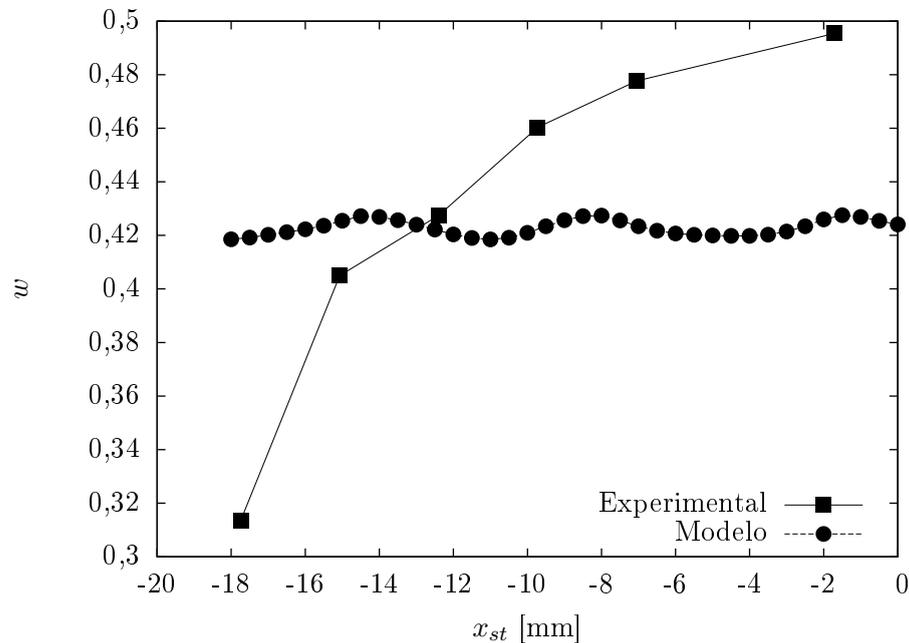
Al igual que para la cámara de mezcla “A”, existe una disminución del cociente de masas para los valores extremos de “x”, es decir, muy pegado o muy alejado de la cota “0”. El mayor cociente de masas, para todo el rango de presiones ensayadas, se da para  $x=-1,7$  mm, un valor muy próximo a la entrada del cono en relación al valor obtenido en la cámara de mezcla “A” (-14 mm). Los errores de medida no se muestran, pues se confunden con el tamaño de los puntos, al igual que ocurrió en la figura 112.

A medida que se desplaza la tobera aguas arriba, disminuye tanto la  $\dot{T}_{critica}$  como el cociente de masas en el punto crítico.

El punto crítico para la mejor posición alcanza un cociente de masas de 0,5 con una  $\dot{T}_{condensador}$  de 30 °C. El cociente de masas es superior al alcanzado en la cámara de mezcla “A” (0,41).

Para poder comparar los datos experimentales con el modelo, se ha decidido representar en la gráfica 115 el cociente de masas frente a la  $x_{st}$ , para ambos conjuntos de datos.

El valor de  $\dot{T}_{condensador}$  para el que se han tomado los datos experimentales es 27 °C. Para este valor nos encontramos el eyector trabajado doblemente bloqueado para separaciones de tobera entre -1,7 mm a -12,4 mm. Los valores experimentales se han obtenido mediante interpolación lineal de las curvas correspondientes.



**Figura 115:** Cociente de masas función de la posición de la tobera para  $\dot{T}_{condensador}=27$  °C y la cámara de mezcla “B”.

El comportamiento experimental se aleja del mostrado por el modelo, no estando reproducida la pauta sinusoidal del modelo por los datos experimentales. El modelo subestima el cociente de masas, tendiendo a igualar los datos experimentales a medida que se separa la tobera. Esta igualdad del cociente de masas entre modelo y datos experimentales no es debida a la correcta predicción del modelo, sino al decaimiento del cociente de masas por los argumentos expuestos al discutir la gráfica 113 para la cámara de mezcla “A”.

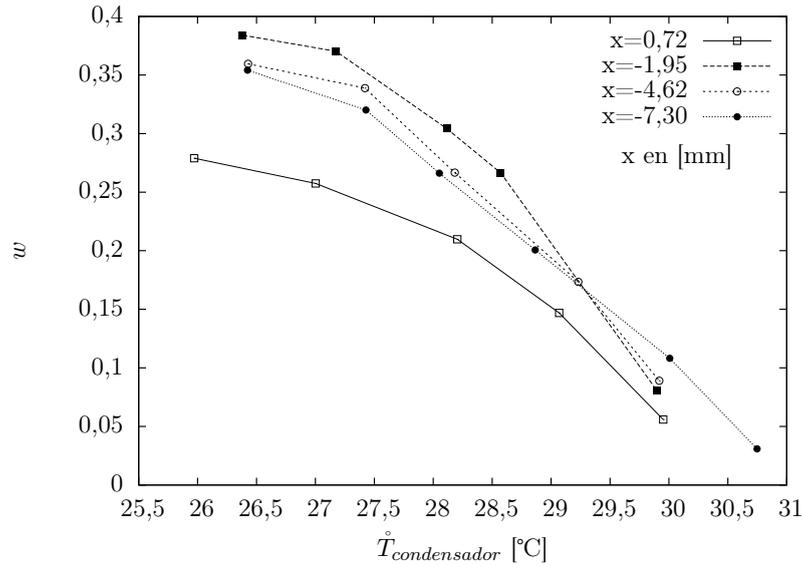
### 10.4.3. Ensayos variando la posición de la tobera para la cámara de mezcla “C”

Los experimentos realizados con la cámara de mezcla de “C” quedan reflejados en la figura 116. En primer lugar observar el rendimiento, a primera vista pobre, de esta disposición geométrica, pues nunca se llega a alcanzar el punto crítico para el rango de presiones de condensación en que sí que se alcanza para las otras cámaras de mezcla (“A” y “B”).

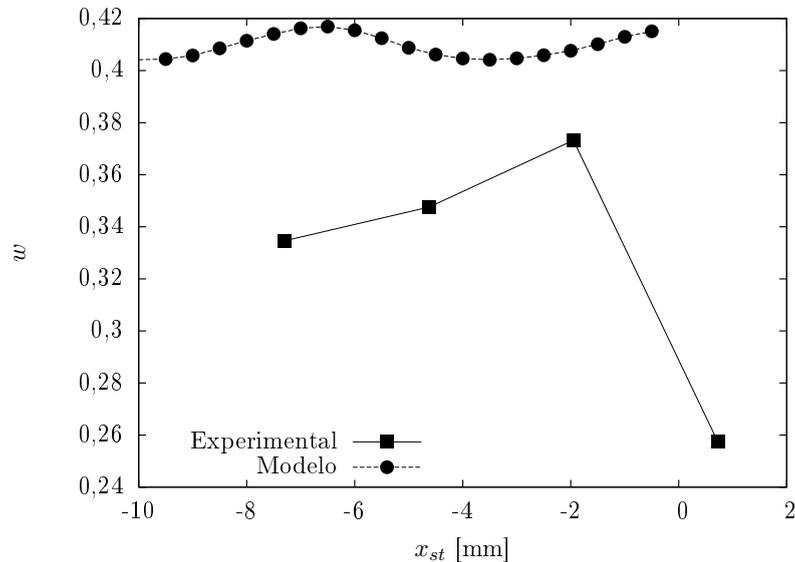
A parte de este comentario, el comportamiento general es semejante al mostrado por las disposiciones “A” y “B”, existiendo un máximo para una posición de la tobera de -1,95 mm. La comparación de datos experimentales con los valores obtenidos con el modelo carece de representatividad, al no operar el eyector doblemente bloqueado para el rango de  $\dot{T}_{condensador}$  considerado.

No obstante, a efectos de tener una noción entre el valor previsto por el modelo para el cociente de masas y los datos obtenidos experimentalmente, se ha incluido la figura 117.

De nuevo observamos el comportamiento cíclico de modelo, sobrevalorando los valores obtenidos experimentalmente.



**Figura 116:** Cociente de masas función de  $\dot{T}_{condensador}$  para distintas posiciones de la tobera en la cámara de mezcla “C”.



**Figura 117:** Cociente de masas función de la posición de la tobera para  $\dot{T}_{condensador}=27$  °C y la cámara de mezcla “C”.

### 10.5. Series de medidas variando la presión de caldera, evaporador y condensador

Una vez estudiada la influencia de los recalentamientos tanto en caldera como en evaporador, como la posición de la tobera, estamos en condición de fijar el sistema en una condición apropiada para realizar las medidas que caracterizan el comportamiento del eyector variando la presión de caldera, evaporador y condensador. Cuando se dice apropiada se quiere dar a entender aquella configuración que maximiza el cociente de masas. Aunque esas investigaciones se desarrollaron para condiciones específicas de operación, es de prever que las conclusiones alcanzadas sean de aplicación para un rango más amplio de condiciones.

Hecho de la relevancia de estas medidas sea, que han sido las más extensas de cuantas se han mostrado entre todos los apartados.

Dado que el sistema evoluciona de forma lenta, se hace necesario esperar un tiempo de aproximadamente 20 min entre cada medición (ver figura 107). Este tiempo de espera limita en cierta forma el número de mediciones que se pueden realizar en el margen temporal del proyecto. Es por ello que se han de seleccionar un determinado número de condiciones de operación entre los rangos de temperaturas mostrados en la tabla 21. De esta forma se han considerado los siguiente valores:

1. El rango de  $\dot{T}_{caldera}$  que se examinará es 75, 80, 85 y 90 °C.
2. El rango de  $\dot{T}_{rec. evaporador}$  que se examinará es 5, 7 y 10 °C.
3. El rango de  $\dot{T}_{condensador}$  que se examinará es de 25 a 40 °C.

El procedimiento para realizar las medidas que será empleado para las tres cámaras de mezcla queda establecido de la siguiente forma:

Se eligen un valor de presión de caldera y evaporador entre los valores mostrados anteriormente. A continuación, se fija la temperatura de condensación en el límite inferior (25 °C). En principio, el eyector funcionará en régimen saturado ó supersónico (ó doblemente bloqueado, el cociente de masas es independiente de la presión de condensación). La presión de condensación se irá subiendo de 0,2 bar en 0,2 bar. El cociente de masas ha de permanecer constante, hasta llegar a una presión de condensación dada en que “*w*” empezará a disminuir. Cuando el cociente de masas sea prácticamente nulo se interrumpirá la medición y se comenzará con otra nueva serie de medidas.

Aparte del valor para la presión de caldera y evaporador, el valor del resto de variables que pueden ser controladas (5 restantes de las 8 que aparecen en la tabla 24) se muestra en la tabla 28. Estos valores son utilizados para todas las medidas realizadas en este apartado.

Para el valor de la posición de la tobera para la cámara de mezcla “A”, se puede criticar que no se ha elegido la posición que maximiza el cociente de masas. En su lugar se ha tomado aproximadamente la posición del primer máximo.

**Tabla 28:** Valores de consigna de las distintas variables (excepto presión en caldera, evaporador y condensador) empleados para todas las series de medida

Variable	Cámara de mezcla	Valor
Posición tobera	“A”	-5,58 mm
	“B”	-1,70 mm
	“C”	-1,95 mm
$T_{rec. caldera} - \dot{T}_{caldera}$	Todas	10 °C
$T_{rec. evaporador} - \dot{T}_{rec. evaporador}$	Todas	10 °C
Nivel caldera	Todas	50 %
Nivel evaporador	Todas	50 %

A efectos de no sobrecargar con gráficas afines el hilo de la presentación, se ha resuelto derivar los resultados al Anexo C (gráficas C25 a C32), incluyéndose únicamente en esta parte la figura 118 como gráfica representativa y la tabla 29 como resumen de todas las medidas realizadas. Los resultados mostrados en la tabla 29 comparan los resultados entre las tres cámaras de mezcla, dado que se han ensayado las mismas condiciones de operación para cada una de ellas. Además de las temperaturas en caldera y evaporador, se muestra el cociente de masas para el régimen doblemente bloqueado, así como la presión crítica de condensación “ $\dot{T}_{crítica}$ ”.

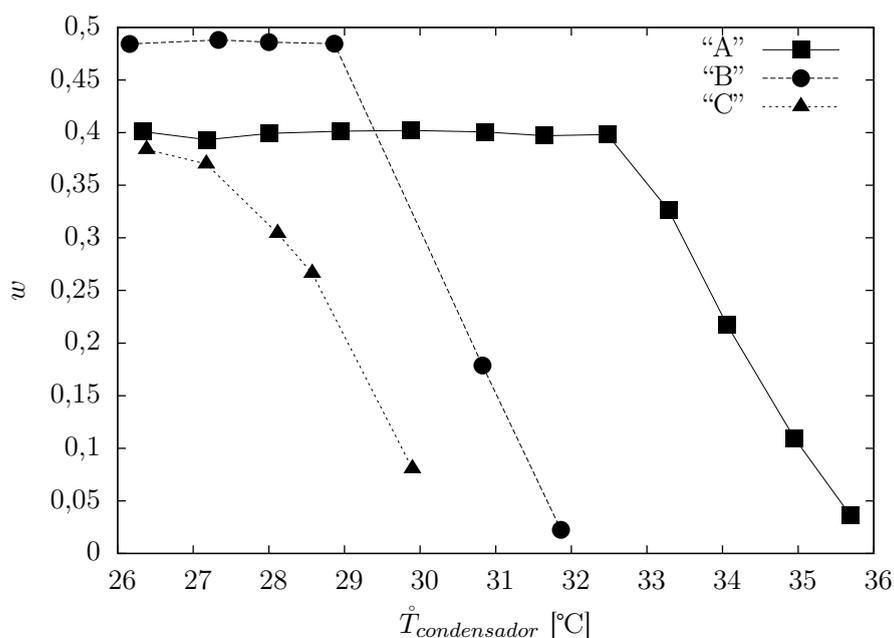
El método de identificación del punto crítico queda detallado en el Anexo C.

En series marcadas como “N.A.” se entiende que en las condiciones medidas el eyector no ha alcanzado el régimen doblemente bloqueado, o no existen datos para determinar su posición. De nuevo se omiten las barras de error, siendo éste, tal y como vimos en gráficas anteriores, del orden del tamaño de los puntos empleados.

Igualmente, aunque no ha sido resaltado explícitamente en apartados anteriores, se ha preferido trabajar con cocientes de masas en vez de “COP”. Esto es debido a que el “COP” no es un parámetro inherente al eyector, sino que depende de las condiciones de la instalación (presión de condensación, subenfriamiento, pérdidas de calor, etc.), que lo hacen mucho menos deseable que el cociente de flujos másicos.

**Tabla 29:** Cuadro resumen de las condiciones ensayadas para las tres cámaras de mezcla, junto con los valores de cociente de masas y  $\dot{T}_{condensador}$  para el punto crítico.

Fig.	$\dot{T}_{cald.}$ [°C]	$\dot{T}_{rec. evap.}$ [°C]	“A”		“B”		“C”	
			$w$	$\dot{T}_{critica}$ [°C]	$w$	$\dot{T}_{critica}$ [°C]	$w$	$\dot{T}_{critica}$ [°C]
C25	75	10	N.A.	N.A.	N.A.	N.A.	N.A.	N.A.
C26	80	7	0,422	28,95	N.A.	N.A.	N.A.	N.A.
C27	80	10	0,494	29,41	0,571	27,01	N.A.	N.A.
C28	85	7	0,342	31,68	0,438	29,14	N.A.	N.A.
C29	85	10	0,398	32,48	0,484	28,86	0,384	26,38
C30	90	5	0,273	32,02	0,365	30,40	0,276	27,17
C31	90	7	0,297	34,11	0,391	31,46	0,297	27,01
C32	90	10	0,339	35,41	0,437	32,04	0,332	28,40



**Figura 118:** Gráfica de  $w$  frente a  $\dot{T}_{condensador}$  para determinar el punto crítico, con  $\dot{T}_{caldera} = 85$  °C y  $\dot{T}_{evaporador} = 10$  °C.

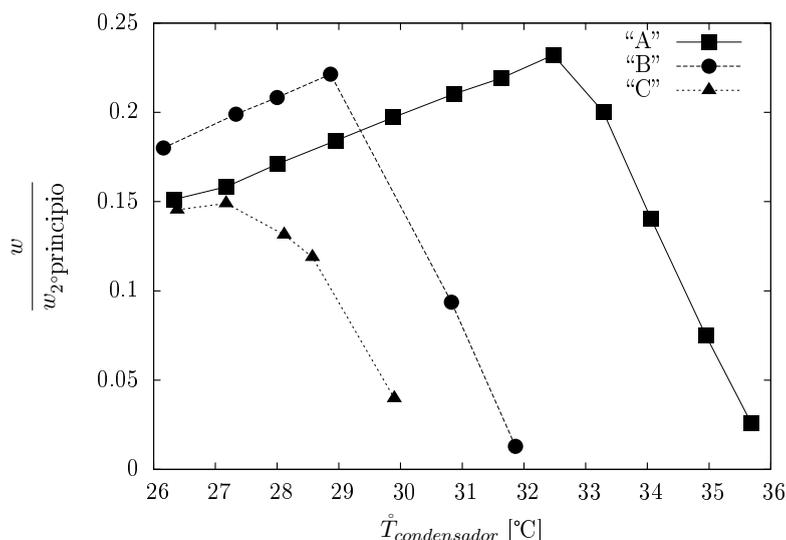
Podemos realizar los siguientes comentarios sobre la figura 118:

1. El comportamiento de las curvas  $w$  frente a  $\dot{T}_{condensador}$  para las cámaras de mezcla “A” y “B” sigue el comportamiento esperado, según quedó reflejado en la figura 28 (página 36). Se visualiza claramente la zona de cociente de masas constante, seguida de una caída brusca del mismo hasta su anulación.
2. La cámara de mezcla “C” no exhibe la zona de cociente de masas constante, únicamente muestra el comportamiento correspondiente a la zona decreciente de  $w$ . Esta zona, de régimen mixto, difiere en comportamiento de la cámara de mezcla “A” y “B”, pues en éstas el cambio entre la zona de “ $w$ ” constante y la zona de régimen mixto es un punto singular, mientras que para la cámara de mezcla “C” es una transición suave.

3. Sin embargo, no podemos concluir que la cámara de mezcla “C” no se ajusta al comportamiento mostrado en la figura 28. Si se hubiese reducido la presión de condensación a valores inferiores a los ensayados en la figura 118, se hubiese obtenido alcanzado el estado doblemente bloqueado. Este hecho puede ser constatado observando otras ternas de presiones en el Anexo C.
4. El objetivo final del diseño geométrico de las tres cámaras de mezcla es la mejora del “rendimiento”. Se tuvo ocasión de discutir en la sección 3.4.8 sobre el rendimiento de eyectores y su comparación. Se concluyó que era de utilidad el modelo del segundo principio, en especial el cociente  $w/w_{2^\circ principio}$ . A tal propósito se ha incluido la gráfica 119. En ella se muestra el citado cociente en función de la presión de condensación para los mismos datos mostrados en la figura 118.

Los siguientes comentarios son necesarios para entender la figura 119:

- 4.1. El mayor valor del cociente  $w/w_{2^\circ principio}$  se da para la cámara de mezcla “A”, alcanzando numéricamente una magnitud de 0,23.
- 4.2. De acuerdo a lo discutido en la figura 49, no solo la cámara “A” tiene el mayor cociente  $w/w_{2^\circ principio}$ , sino que éste se da para una presión de condensador más alta. Conclusión de ello es que ciertamente la cámara de mezcla “A” tiene mayor rendimiento que la “B” y ésta mayor que la “C”.
- 4.3. Las hipótesis de Munday y Bagster [79] y Ginoux [41] parecen no ser refutadas por datos experimentales. Volveremos en discusiones siguientes a este particular (sec. 10.6).



**Figura 119:** Gráfica de  $w/w_{2^\circ principio}$  frente a  $\hat{T}_{condensador}$  para determinar la mejor geometría para  $\hat{T}_{caldera}=85^\circ\text{C}$  y  $\hat{T}_{evaporador}=10^\circ\text{C}$ .

De la tabla 29, podemos extraer las siguientes conclusiones:

1. Se comprueban los comportamientos para el punto crítico que son fácilmente reproducibles por el modelo de Fabri (sec. 3.3.1) o el modelo potencial (sec. 5) y trabajos citados en la revisión bibliográfica en relación al efecto de variación de los condiciones de remanso para caldera y evaporador:
  - 1.1. Al aumentar la presión de caldera se reduce el cociente de masas y se aumenta la presión de condensación del punto crítico.
  - 1.2. Al aumentar la presión de evaporador, aumenta tanto en cociente de masas como la presión de condensación del punto crítico.

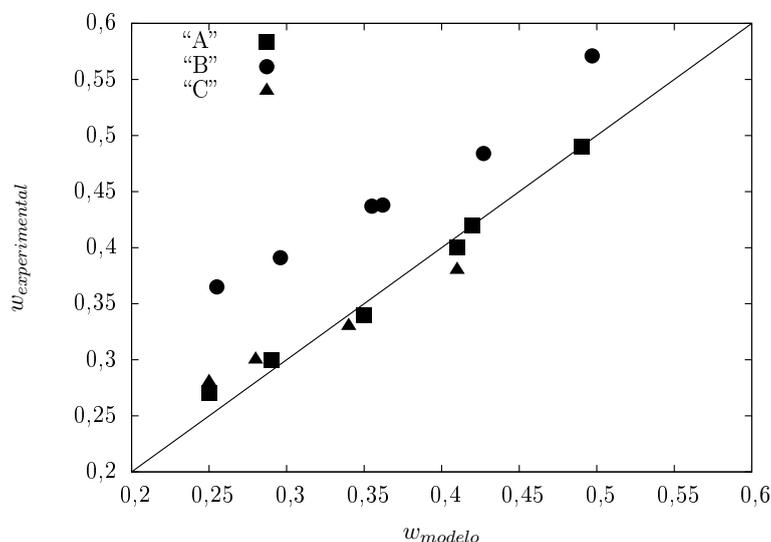
2. En base al gráfico de la figura 119, se clasificaron las tres cámaras de mezcla por su rendimiento, siendo ordenadas de mayor a menor como “A”, “B” y “C”. Curiosamente observamos este mismo comportamiento en la tabla 29, pues vemos que hay más condiciones en que no se ha podido obtener el punto crítico para “C”, que para “B”, que para “A”.
3. El cociente de masas de la cámara de mezcla “B” es siempre el mayor de las tres.
4. El valor de cociente de masas entre las cámaras de mezcla “A” y “C” (cuando puede ser calculado) es similar.

### 10.5.1. Comparación entre el modelo potencial y las medidas experimentales

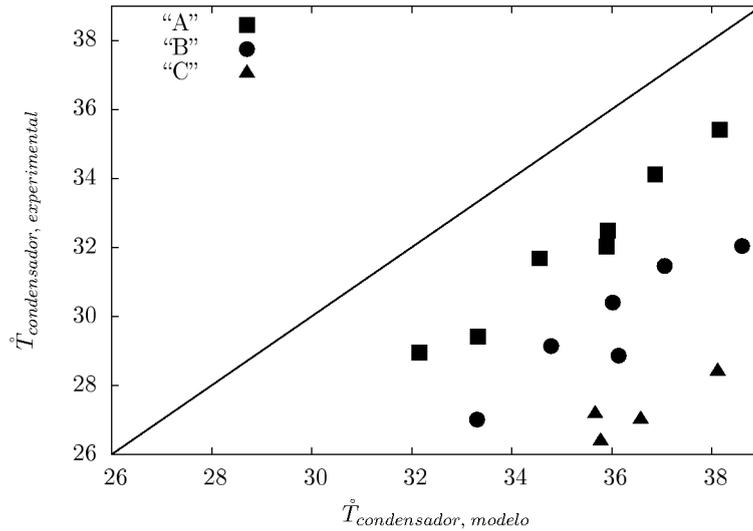
Habiendo reflexionado sobre los datos arrojados por el conjunto de medidas, se introducen los resultados obtenidos por el modelo potencial (sec. 5), bajo las condiciones impuestas al comienzo de esta sección 10.

Se ha incluido en el Anexo C la tabla C12, en que se muestra la comparación entre los datos experimentales y los datos obtenidos por el modelo. Las casillas en blanco se corresponden con las correspondientes marcadas como “N.A.” en la tabla 29. Dado que el comportamiento global de los datos se asimila mejor gráficamente, se ha preferido incluir en esta discusión de resultados las figuras 120 y 121 en que se muestra el cociente de masas y presión de condensación experimental frente a lo obtenido por el modelo respectivamente.

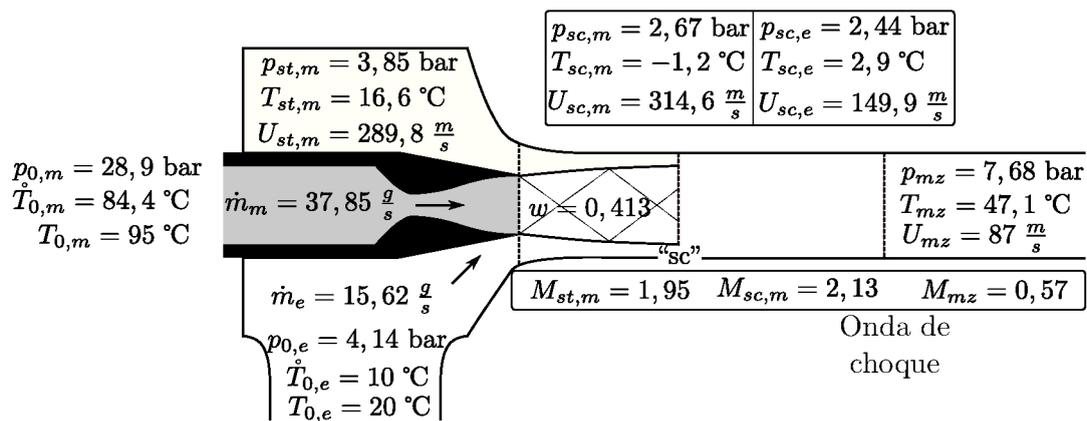
Como complemento se ha incluido la figura 122. En ella se muestra los resultados del modelo potencial para la cámara de mezcla “A”, siendo las condiciones de  $\dot{T}_{caldera} = 85 \text{ }^\circ\text{C}$  y  $\dot{T}_{evaporador} = 10 \text{ }^\circ\text{C}$ . Con ello se pretende que el lector se familiarice con los valores típicos de las distintas propiedades físicas en diferentes localizaciones del eyector.



**Figura 120:** Comparación entre el cociente de masas experimental y el obtenido mediante el modelo potencial (sec. 5) para los diferentes casos medidos de las tres cámaras de mezcla.



**Figura 121:** Comparación entre la presión de condensador (transformada a valores de temperatura de saturación) y la obtenida mediante el modelo potencial (sec. 5) para los diferentes casos medidos de las tres cámaras de mezcla.



**Figura 122:** Ejemplo de resultados obtenidos mediante el modelo potencial (sección 5) para la cámara de mezcla “A”, siendo  $\dot{T}_{caldera} = 85 \text{ °C}$  y  $\dot{T}_{evaporador} = 10 \text{ °C}$ .

Tanto de la tabla, como de las figuras, así como de otros datos obtenidos por el modelo, podemos hacer los siguientes comentarios:

1. El error absoluto máximo para el cociente de masas en la cámara de mezcla “A” es de 9,3 %, 30,1 % para la geometría “B” y 11,0 % para la “C”. Gráficamente observamos que mientras para las cámaras de mezcla “A” y “C” el modelo produce resultados razonables, para la cámara de mezcla “B” se subestiman los resultados experimentales.
2. La presión de saturación para el punto crítico es, para todas las cámaras de mezcla sobrevalorada por el modelo. Este cálculo al alza puede ser ordenado de menor a mayor de acuerdo a: cámara de mezcla “A”, “B” y “C”.
3. De los dos puntos anteriores podemos concluir que:
  - 3.1. La geometría “A” es para la que el modelo predice correctamente el cociente de masas y la presión máxima de condensación. El hecho de que se sobrevalore la presión máxima de condensación se origina del hecho que en el difusor se supone el práctico estancamiento del flujo de forma isoentrópica. La realidad es que los procesos de compresión mediante difusor se alejan ligeramente de este comportamiento.

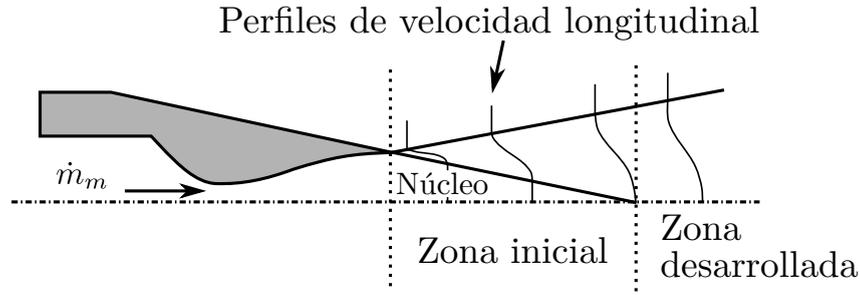
- 3.2. Para la geometría “B”, el modelo no reproduce el comportamiento experimental. Al obtener un cociente de masas inferior al experimental, el efecto lógico es que se sobrevalore la presión de condensación, por haber menos flujo másico a recomprimir.
- 3.3. Curiosamente en la geometría “C” el modelo reproduce el cociente de masas (aunque la tendencia de los puntos parece desviarse de la línea a 45°), pero sobrevalora, por encima del resto, la presión de condensación. En este caso no existe el argumento de baja predicción de cociente de masas que justifique un valor elevado de la presión de condensación. Más bien la explicación es un rendimiento muy pobre de esta configuración geométrica.
4. La posición de la sección crítica, de acuerdo a los resultados obtenidos por el modelo, queda situada para todos los casos en la sección de área constante. Este fenómeno ya fue observado en la simulación de los datos obtenidos por Eames [29] (sec. 5.4.3).
5. Para justificar el porqué el modelo es capaz de predecir con precisión muy razonable el cociente de masas para la cámara de mezcla “A”, mientras hierra en las cámaras de mezcla “B” y “C”, tenemos que hacer alguna especulación sobre las hipótesis que se admitieron para el modelo. Entre todas ellas, la que se va a discutir es la relacionada a la inmiscibilidad entre flujo primario y secundario (consecuencia de despreciar la viscosidad).

El primer dato relevante es la distancia desde la salida de la tobera hasta la sección crítica. La posición de la tobera quedó establecida por la tabla 28, de acuerdo al origen definido en la figura 103. La distancia entre la salida de la tobera y la posición de la sección crítica toma, para cada una de las cámaras de mezcla, valores dentro de los rangos 6 a 10 mm para “A” y 41 a 44 mm para “B” y “C”.

La existencia de viscosidad viene asociada a una mezcla entre primario y secundario, la valoración de la cual es difícilmente evaluable por un modelo analítico. Nos limitaremos en esta parte a buscar comparaciones con datos medidos de este comportamiento. La disposición más estudiada, aunque no igual que la existente en el eyector, es la descarga supersónica de una tobera a un espacio abierto (en inglés se denomina “free jets”). La diferencia entre este caso y el eyector es que mientras para el primer caso el fluido exterior está en reposo, para el segundo tiene una cierta velocidad en la dirección del flujo.

No obstante, para tener un orden de magnitud de los fenómenos de mezcla, es apropiado la suposición de fluido exterior en reposo. La descripción cualitativa (ver Abramovich [6], Eggers [30], Warren [120] y Johannsen [58] [59]) de esta configuración se basa en la figura 123 y puede ser descrita como:

- 5.1. El flujo supersónico proveniente de la tobera se mezcla con el fluido exterior en reposo de forma a crear una capa límite.
- 5.2. Existe una zona no perturbada que va reduciendo su espesor a medida que nos separamos de la tobera aguas abajo. Después de una determinada longitud este “núcleo” desaparece.
- 5.3. La capa límite mezcla regiones subsónicas y supersónicas.



**Figura 123:** Comportamiento de un chorro que descarga a un ambiente en reposo.

Para flujo incompresible se encuentra, tanto para la zona inicial, como para la zona totalmente desarrollada, soluciones de semejanza (i.e. formuladas bajo parámetros adimensionales) para la velocidad longitudinal. Para un fluido dado, este tipo de soluciones tiene la forma que se muestra en la ecuación (219). Conocida la función “ $f$ ” podemos obtener el perfil de velocidades para cualquier posición y coordenada radial.

$$\frac{U}{U_{\text{núcleo}}} = f\left(\sigma \cdot \frac{r}{x}\right) \quad (219)$$

Siendo “ $U$ ” la velocidad en la componente longitudinal, “ $\sigma$ ” una constante, “ $r$ ” la coordenada radial y “ $x$ ” la longitudinal.

Los autores ya citados comprueban experimentalmente que esta solución de semejanza es válida para gases y líquidos en un amplio rango de velocidades subsónicas.

Para el caso compresible la idea de todos los autores [6] es trasladar los resultados obtenidos en flujo incompresible a compresible. Desafortunadamente la solución no es universal, dependiendo del número de Mach alcanzado y siendo sensible al grado de “uniformidad” del flujo a la salida de la tobera. El problema es resuelto ajustando la constante “ $\sigma$ ” en la ecuación (219) para adaptar cada configuración medida.

Dado que el objetivo de este trabajo no es dilucidar sobre el mejor valor de esta constante, y recordando que el objetivo es una aproximación al espesor de la capa límite, podemos operar en la ecuación (219), para tener una expresión adimensional (220) útil para nuestros propósitos.

$$\frac{U}{U_{\text{núcleo}}} = f\left(\sigma' \cdot \frac{r}{r_{st}} \cdot \frac{d_{st}}{x}\right) \quad (220)$$

Suponiendo para flujos similares igualdad de la constante “ $\sigma'$ ” entre dos casos, podemos obtener el cociente  $U/U_{\text{núcleo}}$  frente a  $r/r_{st}$  para el caso de que ambos tengan el mismo cociente  $x/d_{st}$ .

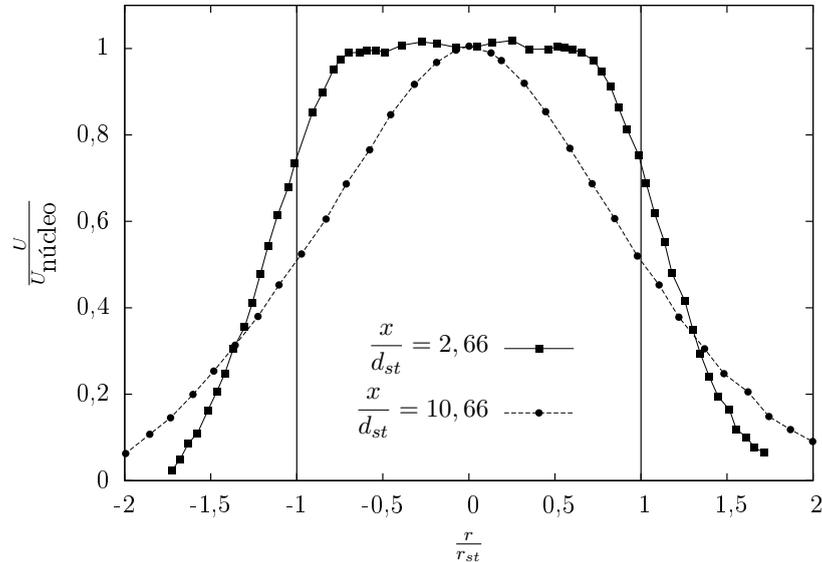
En la referencia [57] se reproducen este tipo de curvas para aire con un número de Mach de 1,4 y para valores de  $x/d_{st}$  en la zona inicial y totalmente desarrollada.

Dado que para el caso del eyector estamos interesados en obtener una valoración del espesor de la capa límite para la sección crítica, el valor de la coordenada “ $x$ ” se corresponde con la distancia desde la salida de la tobera a la sección crítica. Para la cámara de mezcla “A” el cociente  $x/d_{st}$  se encuentra entre 1,3 y 3,3. Para “B” y “C” entre 13,6 y 14,6.

Se reproducen en la figura 124 dos de las curvas mostradas en [57], en concreto para una de ellas la fracción  $\frac{x}{d_{st}}$  toma el valor 2,66 (con objeto de representar la situación en la cámara de mezcla “A”). Para la otra este cociente toma el valor de 10,66. Es inferior al

rango en que trabajan “B” y “C” (13,6 a 14,6) dado que este punto marca el fin del núcleo potencial. En secciones situadas aguas abajo, el cociente  $U/U_{\text{núcleo}}$  no logrará alcanzar el valor de 1 para ningún punto.

La conclusión de la figura 124 es que mientras para “A”, la hipótesis de inmiscibilidad de flujo primario y secundario está dentro de un rango verosimilitud, para “B” y “C”, desaparecido todo el núcleo potencial, parece que las hipótesis del modelo no sean correctas, y con ello sus resultados.



**Figura 124:** Curvas de  $U/U_{\text{núcleo}}$  frente a  $r/r_{st}$  para una tobera supersónica operando con aire, cuyo Mach a la salida es 1,4, para dos secciones transversales según Johannesen [57].

6. Resta por realizar un comentario en relación a la comparativa entre el caudal a través de la tobera experimental y conforme al modelo. De acuerdo a los cálculos realizados en la sección 10.1, la desviación entre ambos era en media del 4,68 %, sin embargo la desviación media para el cociente de masas en la cámara de mezcla “A” es del 3,08 % (ver tabla C12 del Anexo C). Esto lleva a la curiosa conclusión de que el flujo másico secundario calculado por el modelo sobrestima el valor alcanzado experimentalmente, lo cual está de acorde con los efectos de la viscosidad y su efecto de reducción de caudal en relación al caso isoentrópico.

Además de los casos estudiados en la tabla 29, se han realizado otras medidas que se alejan de las condiciones para las que fue diseñado el eyector. En concreto, se trabaja a temperaturas muy bajas o elevadas de evaporador. Este tipo de medidas únicamente se realizó en las cámaras de mezcla “B” y “C”.

Se incluye en la tabla 30 las condiciones medidas junto con el cociente de masas y la  $\dot{T}_{\text{condensador}}$  para el punto crítico. Desafortunadamente el comportamiento del cociente de masas frente a la presión de condensación no se va a corresponder, en la mayoría de los casos, con la forma idílica vista en las gráficas anteriores. En estos casos se anotará un “N.A”.

Las figuras para todas ellas se incluyen en el Anexo C, de acuerdo a la numeración mostrada en la primera columna de la tabla 30.

**Tabla 30:** Series adicionales ensayadas, junto con los valores de cociente de masas y  $\dot{T}_{condensador}$  para el punto crítico.

Fig.	C. Mezcla	$\dot{T}_{caldera}$ [°C]	$\dot{T}_{rec. evaporador}$ [°C]	$w$	$\dot{T}_{crítica}$
C33	“B”	80	-2,5	0,350	22,98
C35	“B”	80	15	N.A.	N.A.
C36	“B”	85	20	N.A.	N.A.
C37	“B”	85	25	0,755	N.A.
C34	“B”	90	0	0,285	N.A.
C35	“B”	90	15	0,490	34,02
C34	“C”	90	0	N.A.	N.A.
C36	“C”	90	20	N.A.	N.A.

Pocas conclusiones adicionales podemos sacar de estas medidas. Una de ellas es que se puede observar que las curvas de cociente de masas frente a presión de condensación, para la cámara de mezcla “B” y “C”, al trabajar con temperaturas de evaporación elevadas, presentan una transición ligera desde la zona de “ $w$ ” constante hacia el régimen mixto, fenómeno que había sido ya observado para la cámara de mezcla “C” anteriormente.

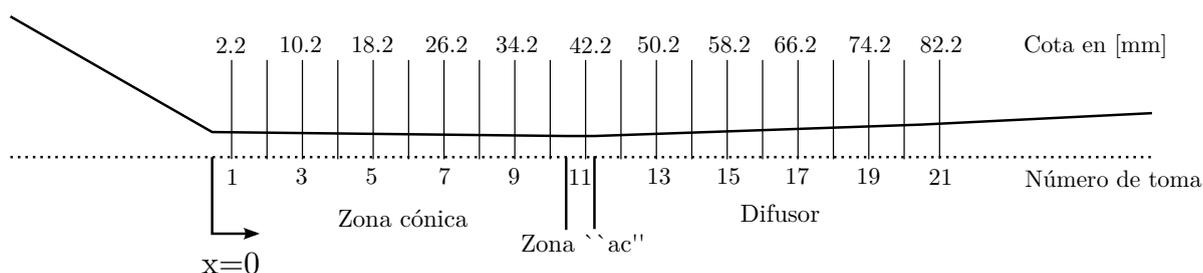
El modelo, por las causas discutidas anteriormente, no producirá resultados satisfactorios, por lo que no se han incluido.

## 10.6. Perfiles de presión en la cámara de mezcla “B”

La cámara de mezcla “B” fue equipada con 21 tomas de presión a lo largo de toda su longitud para obtener la distribución de presión estática en la pared. Las tomas de presión están realizadas mediante agujeros de 1 mm de diámetro, empezando en la cota -2,20 mm (la cota “ $x=0$ ” se toma de acuerdo a lo descrito en el apartado C.2.3), estando separadas 4 mm. Se ha incluido un esquema de la cámara de mezcla “B” como en la figura 125 para situar rápidamente la posición de las tomas de presión y así mejorar la lectura de este apartado.

Las tomas de presión están conectadas mediante tubos capilares, en los cuales se ha intercalado un válvula, a un colector común. En este colector común se ha instalado un transductor de presión (referencia “EA5” de la tabla 23).

El montaje de la cámara de mezcla “B” puede verse en el Anexo C, figura C51.



**Figura 125:** Posición de las 21 tomas de presión en la cámara de mezcla “B”.

El proceso de medida consiste, primero, en fijar la presión en caldera, evaporador y condensador. Posteriormente se va abriendo válvula a válvula registrando el valor medido por el transductor. En este caso, los valores medidos se mantienen estables por no variar las condiciones en que opera el sistema. No obstante para cada medida se deja un intervalo de 5 min., siendo el valor representativo la media de los datos medidos en los 50 últimos segundos (10 medidas).

En la tabla 31 quedan resumidos los cuatro casos medidos acompañados de los datos más relevantes.

**Tabla 31:** Condiciones bajo las que se obtuvieron los perfiles de presión en la cámara de mezcla “B”.

$\dot{T}_{caldera}$ [°C]	$\dot{T}_{rec. evaporador}$ [°C]	$\dot{T}_{condensador}$ [°C]	Régimen	$w$	D.A. [Pa]	Fig.
75	10	24,2 (6,50 bar)	Doble bloqueo	0,592	642	126
80	15	31,6 (8,07 bar)	Mixto	0,059	998	128
90	5	26,2 (6,90 bar)	Doble bloqueo	0,361	515,0	130
90	10	26,2 (6,90 bar)	Doble bloqueo	0,433	915,4	132

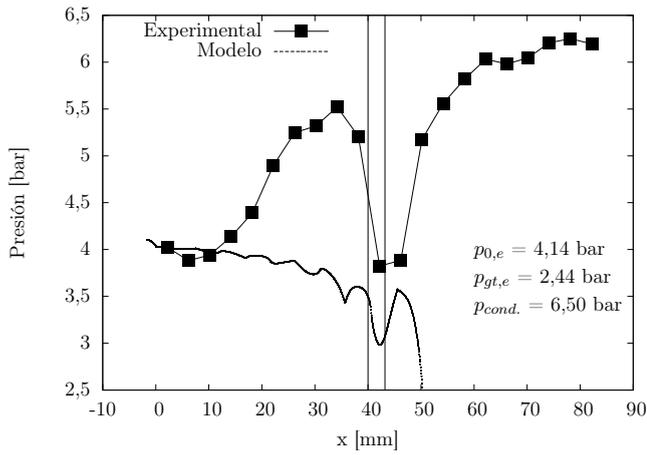
Para la presión en la columna “ $\dot{T}_{condensador}$ ”, se ha incluido el correspondiente valor de presión en bares absolutos. La columna “D.A.” muestra el promedio de la desviación absoluta (ver ecuación (C8)) respecto al valor medio de la presión para las 21 tomas. Observamos que el valor es pequeño, siendo, en términos relativos, del orden de una décima porcentual de la presión total y menor que el error absoluto de la medida, cuya cota máxima es 7500 Pa (ver tabla 23). Además, en tres de los cuatro casos, el eyector se encuentra operando en la zona de cociente de masas constante, mientras que solo uno de ellos opera en régimen mixto. Esto es debido a que se está más interesado en los fenómenos existentes para la primera forma de operación. La teoría, cuando el eyector opera doblemente bloqueado, es que la presión en la pared viera un descenso hasta alcanzar la presión correspondiente a velocidad sónica para el fluido secundario. Posteriormente debería de ocurrir una compresión brusca hasta aproximadamente la presión de descarga. Dado que nos será de ayuda en el análisis, se ha incluido la tabla 32 en que se muestra el valor de la presión en la garganta para las tres condiciones de remanso existentes en el evaporador.

**Tabla 32:** Presión en una garganta bloqueada ( $p_{gt,e}$ ) suponiendo una expansión isoentrópica para tres condiciones de remanso.

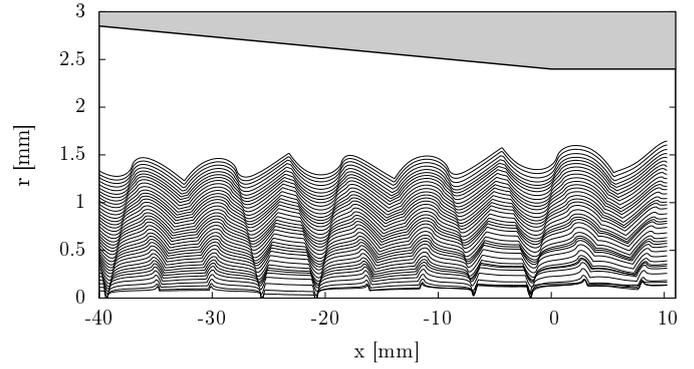
$\dot{T}_{rec. evaporador}$ [°C]	$p_{0,e}$ [bar]	$p_{gt,e}$ [bar]
5	3,49	2,05
10	4,14	2,44
15	4,89	2,88

Se ha decidido disponer las figuras de forma que sea fácil identificar los resultados obtenidos por el modelo con los datos experimentales. A pesar de las especulaciones realizadas acerca de la aplicabilidad del modelo potencial a la cámara de mezcla “B” en el punto anterior, se ha considerado provechoso representar los resultados del modelo de dos maneras:

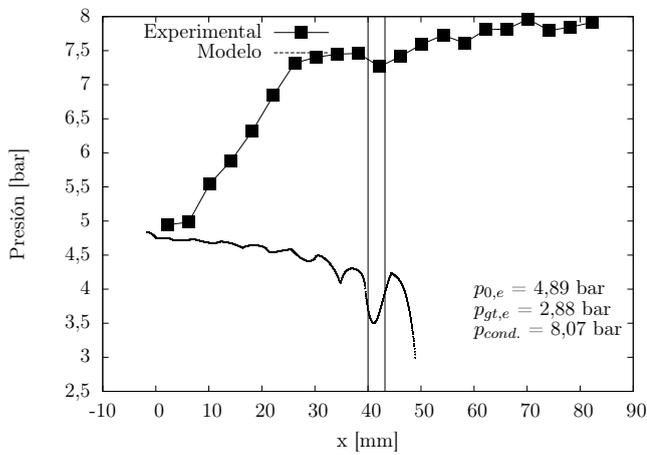
1. Mostrando los resultados teóricos y experimentales en un mismo gráfico, tal y como se muestra en las figuras 126,128, 130 y 132. Las dos líneas verticales indican la posición de la zona de área constante.
2. Mostrando las líneas de corriente resultantes de la aplicación del modelo para los cuatro casos según las figuras 127, 129, 131 y 133. Existe un desfase de 40 mm en el eje de abscisas entre los datos experimentales y los del modelo. Esto es debido a que para los primeros se tomó el sistema de referencia de acuerdo a la figura 103 y para los segundos la cota cero coincide siempre con el inicio de la zona de área constante.



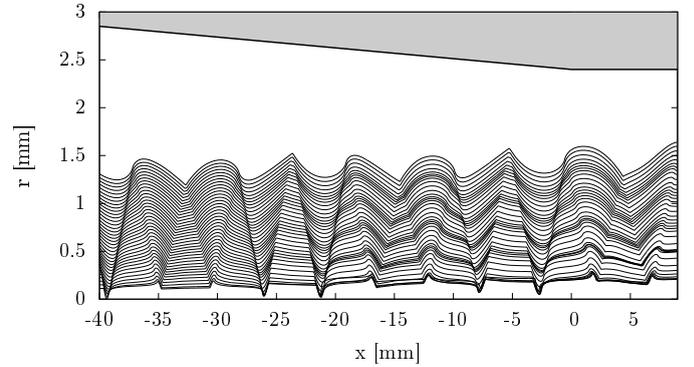
**Figura 126:** Perfil de presiones en la cámara de mezcla “B” para  $T_{caldera}=75\text{ °C}$  y  $T_{evaporador}=10\text{ °C}$ .



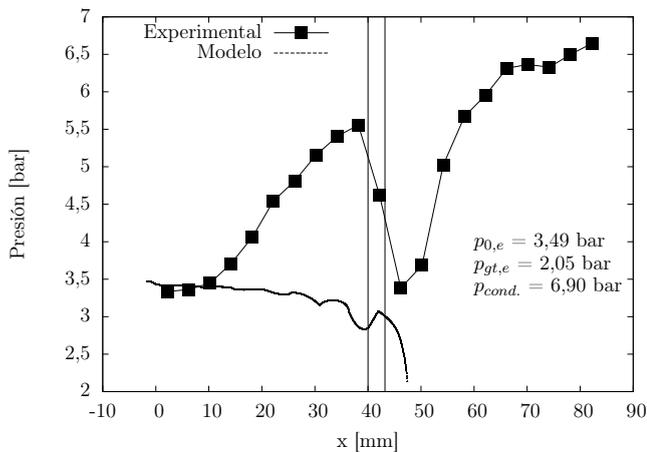
**Figura 127:** Líneas de corriente según el modelo para la cámara de mezcla “B”, con  $T_{caldera}=75\text{ °C}$ ,  $T_{evaporador}=10\text{ °C}$ .



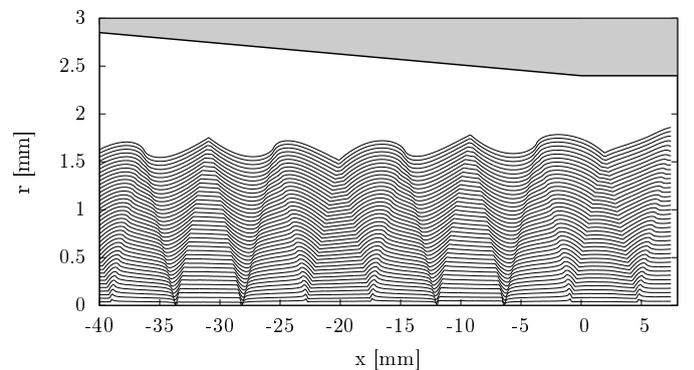
**Figura 128:** Perfil de presiones en la cámara de mezcla “B” para  $T_{caldera}=80\text{ °C}$  y  $T_{evaporador}=15\text{ °C}$ .



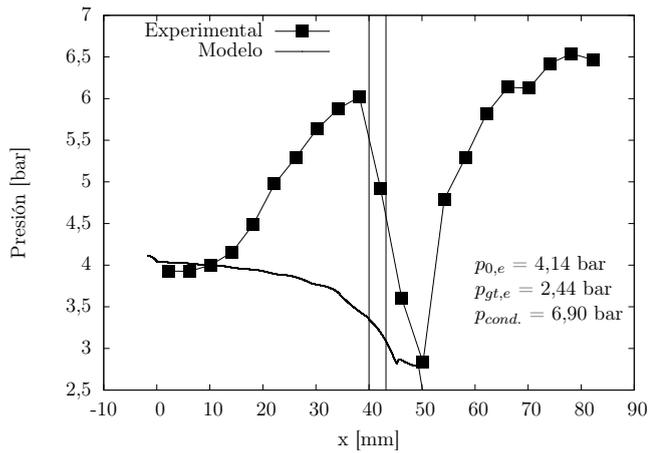
**Figura 129:** Líneas de corriente según el modelo para la cámara de mezcla “B”, con  $T_{caldera}=80\text{ °C}$ ,  $T_{evaporador}=15\text{ °C}$ .



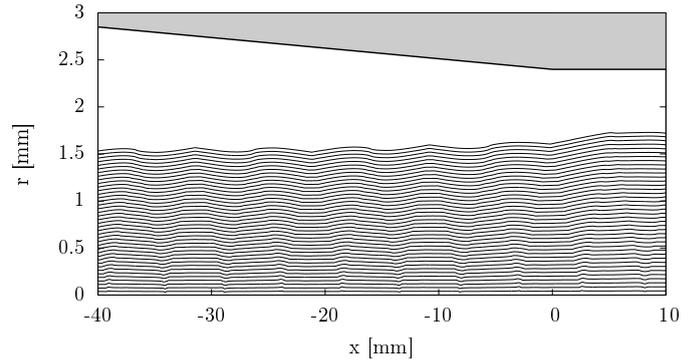
**Figura 130:** Perfil de presiones en la cámara de mezcla “B” para  $T_{caldera}=90\text{ °C}$  y  $T_{evaporador}=5\text{ °C}$ .



**Figura 131:** Líneas de corriente según el modelo para la cámara de mezcla “B”, con  $T_{caldera}=90\text{ °C}$ ,  $T_{evaporador}=5\text{ °C}$ .



**Figura 132:** Perfil de presiones en la cámara de mezcla “B” para  $T_{caldera}=90\text{ °C}$  y  $T_{evaporador}=10\text{ °C}$ .



**Figura 133:** Líneas de corriente según el modelo para la cámara de mezcla “B”, con  $T_{caldera}=90\text{ °C}$ ,  $T_{evaporador}=10\text{ °C}$ .

Podemos realizar los siguientes comentarios:

1. La primera consideración es acerca de la interpretación de la medida de presión y está relacionada con la consideración de que los gradientes radiales de presión son pequeños. Para flujo subsónico esta afirmación parece evidente. Para flujo supersónico puede existir un gradiente radial de presiones que se compensa con un sistema de ondas de presión. En este caso podemos decir que la condición de presión en la frontera del flujo supersónico es el valor leído por la toma de presión.
2. Los valores de presión para la primera y la última toma coinciden aproximadamente con la presión de remanso para el fluido secundario y la presión de descarga respectivamente. Este comportamiento es físicamente acertado, pues en ambas posiciones el valor de la presión cinética es pequeño.
3. La solución para las líneas de corriente presenta en la frontera un contorno muy quebrado, excepto para el último caso (figura 132). Esto es debido a la diferencia de presión entre flujo primario y secundario en la sección de salida de la tobera. Los picos en el perfil tienen poco significado físico, pues los efectos de viscosidad tienden a suavizarlos.
4. La influencia de este comportamiento de la frontera tiene su repercusión sobre la presión de secundario. Podemos identificar claramente la existencia de oscilaciones en los valores de presión obtenidos por el modelo en las figuras 126, 128, 130 y en menor grado en 132. Estas oscilaciones son resultado directo de los picos y valles calculados para las líneas de corriente.
5. Experimentalmente no se alcanza para ningún caso una presión en la pared correspondiente a la velocidad sónica del flujo secundario, midiéndose para todos los puntos valores de presión superiores. La figura 132 es la que muestra un mayor acercamiento hacia esta cota inferior de presión.
6. Curiosamente la sección en que se produce esta presión mínima está situada longitudinalmente en la misma posición que la predicha por el modelo, a pocos milímetros del comienzo de la zona de área constante.
7. La presión en la pared sigue un comportamiento alejado del modelo, pues aumenta al principio para luego tener una caída brusca justo a la entrada de la zona de área constante. El modelo en cambio prevé una presión en continua tendencia decreciente hasta la sección crítica.

8. Este aumento inicial de presión observado experimentalmente no es despreciable, siendo aproximadamente de 1.5 bar para el primer caso y de 2 bar para el tercer y cuarto caso. El flujo primario se comporta como una corriente supersónica en una zona convergente, aumentando la presión y disminuyendo la velocidad.

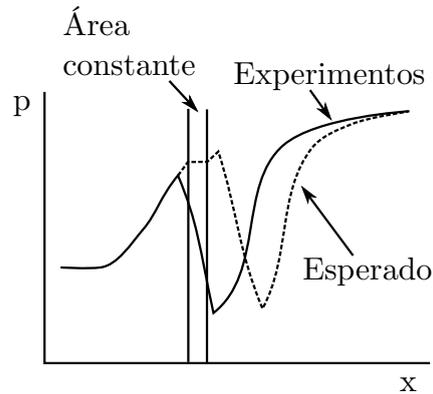
La distancia longitudinal de la salida de la tobera hasta la sección en que ocurre este máximo de presión es aproximadamente 42 mm. Volviendo a la figura 124, el cociente  $x/d_{st}$  toma un valor de 14, por lo que el flujo primario y secundario estarán prácticamente mezclados, existiendo un perfil de velocidad con una capa subsónica junto a la pared y un flujo supersónico en el centro.

El número de Mach promedio en la sección es difícil de calcular. Para tener una idea, en el supuesto de que la influencia del flujo secundario fuese despreciable y tomando como ejemplo la condición en que  $\dot{T}_{caldera} = 90$  °C, podemos obtener los siguientes valores:

- 8.1. Presión de remanso: 31,9 bar.
  - 8.2. Presión en la garganta: 20,1 bar.
  - 8.3. Presión a la salida de la tobera: 4,31 bar; Siendo el número de Mach 1,94.
  - 8.4. Para una presión de 6 bar, el número de Mach es aproximadamente 1,8. Obviamente el valor del número de Mach debe ser ligeramente menor por la influencia del flujo secundario.
9. Para las medidas de las figuras 130 y 132, la caída de presión empieza claramente en el punto inmediatamente anterior a la cota de 40 mm (toma de presión 10). En la figura 126, la caída de presión se comprueba a partir de la cota 36 mm (toma de presión 9).
  10. De nuevo, para las figuras 130 y 132 podemos ver una disminución de la presión en la zona de área constante que se extiende entrando al difusor, estando la sección de menor presión situada a 46 mm (130) y 50 mm (132). Por el contrario, en la figura 126 la expansión máxima se da en la zona de área constante (sección a 42 mm), teniendo un valor de presión similar a la primera toma del difusor (46 mm).
  11. Para las tres medidas (figuras 126, 130 y 132) existe un aumento de presión durante el resto de difusor, siendo la pendiente de presión elevada frente al valor de la coordenada “ $x$ ” durante aproximadamente 20 mm (5 tomas de presión) aguas abajo del punto mínimo.
  12. Se espera en este punto discutir el comportamiento descrito anteriormente.
    - 12.1. El comportamiento en la zona convergente se aleja del predicho teóricamente por efecto de la viscosidad. Se observa claramente para las figuras 126, 130 y 132 que a partir de la cota de 20 mm se produce un aumento de presión prácticamente con pendiente constante. Podemos suponer que estos 20 mm ha sido la distancia longitudinal necesaria para que la mezcla de primario y secundario sea efectiva, asimilándose el problema a un flujo supersónico en una tobera convergente. Esto se traduce en disminuciones de velocidad y aumentos de presión (como se comprueba experimentalmente desde la cota 20 mm a 40 mm aproximadamente).
    - 12.2. A la entrada a la zona de área constante tenemos en promedio un flujo supersónico que, por poner un ejemplo concreto, se tomará la figura 132, en la que la presión es igual a 6 bar y la velocidad en el rango de números de Mach de 1,4 a 1,8 (de acuerdo a las consideraciones anteriores). Este flujo tiene que adaptarse a una presión de remanso de 6,9 bar. Una onda de choque normal más una compresión isentrópica hasta el remanso arroja valores de presión de descarga comprendidos entre 10 a 12 bar. El comportamiento “esperado” sería que el flujo evolucionase sin cambios a lo largo de la zona de área constante, se expandiese en el difusor hasta un valor que

permitiese que el conjunto de onda de choque más compresión subsónica posterior alcanzase la presión de descarga fijada.

Este comportamiento “esperado” ha sido representado en la figura 134.



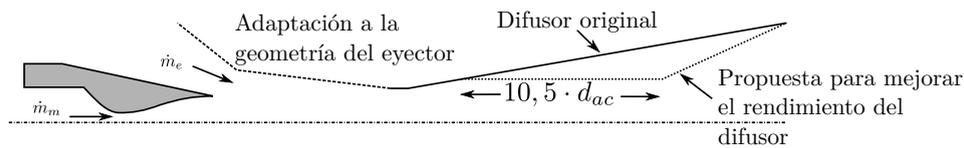
**Figura 134:** Justificación de los fenómenos existentes en la cámara de mezcla “B”.

- 12.3. El comportamiento experimental no reproduce el comportamiento “esperado”, pues la expansión empieza justo antes del comienzo de la zona de área constante (afortunadamente la toma de presión número 11 se situó en medio de la zona de área constante, cuya longitud es reducida (3,2 mm), siendo inferior a la separación de las tomas (4 mm) y que el diámetro del tubo (4,8 mm)).

En la figura 134 queda claramente diferenciado el comportamiento experimental y “esperado”.

No obstante, el punto de mínima presión se alcanza en el difusor (para la figura 126 la presión entre el único punto medido en la zona de área constante y el primero situado en el difusor toman aproximadamente el mismo valor).

- 12.4. No encuentro ninguna explicación sólida para la desviación del comportamiento “esperado” del experimental. De existir, debe de ser de la mano de las interacciones entre el flujo supersónico con la capa límite. El problema es ciertamente complejo, pues se dan dos circunstancias nada favorables para reducir el espesor de la capa límite. La primera es que inicialmente el flujo cerca de la pared (secundario) tiene energía cinética despreciable. La segunda es que durante la práctica totalidad de la zona convergente existe gradiente adverso de presión.
- 12.5. El comportamiento en la compresión del flujo hasta alcanzar la presión de descarga está de acuerdo a los descrito en la bibliografía [102], en que se produce un sistema de ondas de choque que abarcan una determinada longitud de difusor, como ya se comentó al estudiar los resultados de la influencia de longitud de área constante para el eyector de aire. La extensión en que se produce la compresión en las figuras 126, 130 y 132 se extiende aproximadamente 20 mm, equivalente a 4 veces el diámetro de la zona de área constante. Shapiro [102] cita, para el caso de un conducto de área constante, una longitud de 8 veces para un número de Mach de 1,8. En la misma referencia se discute sobre la desarrollo de ondas de choque en difusores en vez de en secciones de área constante. Haciendo una referencia a estudios experimentales de otros autores, concluye que la recuperación de presión en ondas de choque que suceden en difusores es inferior al obtenido según la fórmula de la onda de choque normal (se recuerda que para las ondas de choque en conductos de área constante se obtenía prácticamente el mismo valor proporcionado por la ecuación de una onda de choque normal). Basándose en este razonamiento, se propone en [102] una geometría “mejorada” respecto al difusor cónico, como se muestra en la figura 135. La geometría original se da con línea continua, siendo su adaptación al eyector realizada con línea discontinua.



**Figura 135:** Difusor propuesto en [102] aplicado al eyector con objeto de mejorar la recuperación de presión del mismo.

La mejoría introducida por la geometría propuesta en la figura 135 consiste en dejar que la onda de choque ocurra a área constante, proporcionando una longitud lo suficientemente grande para que la onda de choque pueda asimilarse al valor obtenido teóricamente. El problema introducido por este diseño es que hay que calcular un nuevo valor para el diámetro de esta zona de área constante. No se tratará este punto aquí por no ser objeto de esta discusión.

13. Para el caso de régimen mixto vemos que toda la ganancia de presión se produce en la zona convergente (primeros 40 mm). Podemos suponer una descripción inicial del flujo similar a la anterior. La diferencia es que la presión de descarga es tan alta que no es necesario un proceso altamente disipativo (onda de choque) para disminuir la presión de remanso de la mezcla. Es por ello que no encontramos la expansión a área constante y la posterior compresión.
14. Cabe citar la existencia de una muesca en torno a 3 centésimas de espesor en el encuentro entre la zona convergente y la de área constante que se originó durante el proceso de mecanizado. Se duda que dicha imperfección añada graves discrepancias con el comportamiento expuesto con anterioridad.

## 10.7. Funcionamiento del eyector con cociente de masas nulo

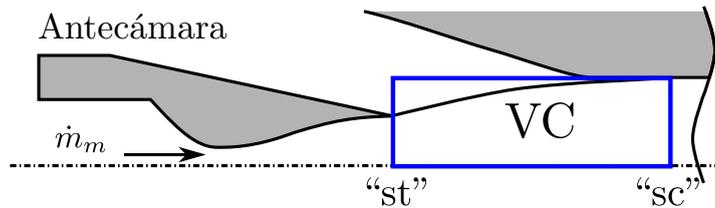
El último ensayo que se realizó fue operar el eyector con cociente de masas nulo. Este apartado no está relacionado con el funcionamiento del eyector en cuanto componente de la instalación de refrigeración, sino que se persigue experimentar un comportamiento puramente teórico. El objeto de este ensayo es contrastar resultados experimentales con lo previsto mediante la mecánica de fluidos unidimensional, pues al no existir flujo secundario, podemos simplificar el flujo primario como si circulara por un conducto de área variable. Se compararán en este apartado los resultados de aire como de refrigerante.

En particular se quiere comprobar dos medidas asociadas a dos procesos físicos.

1. Presión en el antecámara (ver definición de antecámara en la figura 136): si se alcanzasen condiciones supersónicas en la zona de área constante, sería de esperar que la presión en la zona anterior de la cámara de mezcla fuese constante e independiente de la presión de descarga. Por medio de la ecuación de conservación de cantidad de movimiento, podemos obtener una aproximación de la presión en la antecámara del eyector y contrastarla con valores experimentales. La ecuación de la conservación de la cantidad de movimiento queda formulada para el volumen de control remarcado en la figura 136.

Son necesarias las siguientes hipótesis:

- 1.1. Se asume flujo isoentrópico de un gas real.
- 1.2. Para la sección “sc”, se asume que el flujo primario se ha expandido hasta ocupar por completo la zona de área constante. Al suponer flujo unidimensional las propiedades son uniformes a lo largo de toda la sección.
- 1.3. Se supone que la presión en la sección “st”, para radios superiores al de la tobera, es uniforme.



**Figura 136:** Definición del volumen de control empleado para calcular la presión en la antecámara de un eyector funcionando con cociente de masas nulo.

Bajo estas consideraciones la ecuación de la conservación de la cantidad de movimiento queda escrita, mostrando de forma explícita la presión en la antecámara, de acuerdo a la ecuación (221).

$$p_{\text{antecámara}} = \frac{(p_{sc,m} \cdot A_{ac} + \dot{m}_m \cdot U_{sc,m}) - (p_{st,m} \cdot A_{st} + \dot{m}_m \cdot U_{st,m})}{A_{ac} - A_{st}} \quad (221)$$

2. Presión de descarga: para que el fluido se adapte a la presión de descarga, sucederá, en el límite de existencia de flujo supersónico en la zona de área constante, una onda de choque normal en la misma. Este punto puede ser calculado de forma teórica, así como detectado experimentalmente por la variación de la presión en la antecámara. Las ecuaciones son las mismas que se emplearon para el cálculo de la presión máxima de descarga para el modelo de Fabri (ver ecuaciones (54) a (57), página 43).

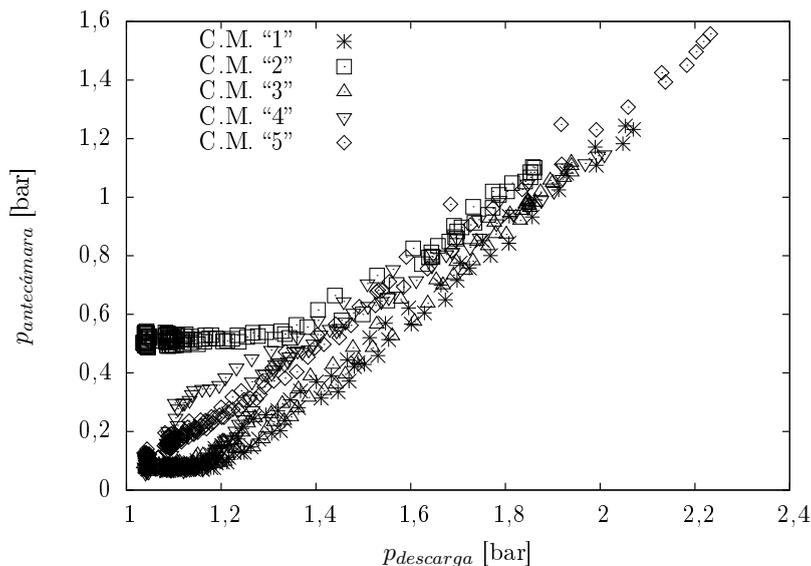
## Resultados para el eyector de aire

De la aplicación de las ecuaciones para el cálculo de la presión de la antecámara y la presión de descarga, en las condiciones detalladas anteriormente, se obtienen los siguientes resultados para el eyector de aire:

Presión en la antecámara (para cuando esta es constante) = 0,168 bar.

Presión de descarga en que la presión en la antecámara deja de ser cte. = 1,29 bar.

En la figura 137 se muestran los resultados experimentales para la presión en la antecámara frente a la presión de descarga para todas las cámaras de mezcla excepto la "6".



**Figura 137:** Curvas de presión en la antecámara frente a la presión de descarga para el eyector funcionando con cociente de masas nulo.

Podemos extraer las siguientes conclusiones:

1. Para las cámaras de mezcla “1” y “3”, el comportamiento es similar al descrito anteriormente de forma teórica. Vemos una zona inicial de presión de antecámara constante (aproximadamente 0,09 bar), hasta una presión de descarga de 1,2 bar. A partir de este punto la presión en la antecámara crece con la presión de descarga. En relación a los valores teóricos, el valor de la presión de la antecámara experimental es sustancialmente menor (0,09 bar frente a 0,168 bar) y el de la presión de descarga experimental es también menor (1,2 frente a 1,29 bar).

Curiosamente en el eyector de refrigerante llegamos exactamente a la misma conclusión al comparar datos experimentales y numéricos.

2. Las cámaras de mezcla “4” y “5” no presentan la zona inicial de presión de la antecámara constante, aunque para presiones altas de condensador tienden a unirse a los resultados para las cámaras de mezcla “1” y “3”.

Coincide con el peor comportamiento expresado en discusiones anteriores, para la cámara de mezcla “4”, poca longitud para que los procesos de compresión se desarrollen a área constante, y para la cámara de mezcla “5”, la segunda garganta no se comporta como preve la teoría. Los motivos son una suma de circunstancias, como la no existencia de flujo uniforme a la salida de la tobera, efecto de la viscosidad, etc.

3. La cámara de mezcla “2” se comporta de acuerdo a la descripción inicial, pero con un valor de la presión de antecámara superior al teórico y al obtenido para las geometrías “1” y “3”. Esto es debido a que como ya se señaló, la segunda garganta está diseñada de forma a no dejar pasar el flujo primario caso de que hubiese una onda de choque en la zona de área constante anterior la misma.

## Resultados para el eyector de refrigerante

La anulación del flujo secundario se logró cerrando la válvula que comunicaba el recalentador del evaporador con el eyector. Se fijó el valor para  $\dot{T}_{caldera}$  y se fue aumentando progresivamente la presión de condensación. Únicamente se ensayó la cámara de mezcla “A”, realizando ensayos para  $\dot{T}_{caldera}$  de 75, 80, 85 y 90 °C.

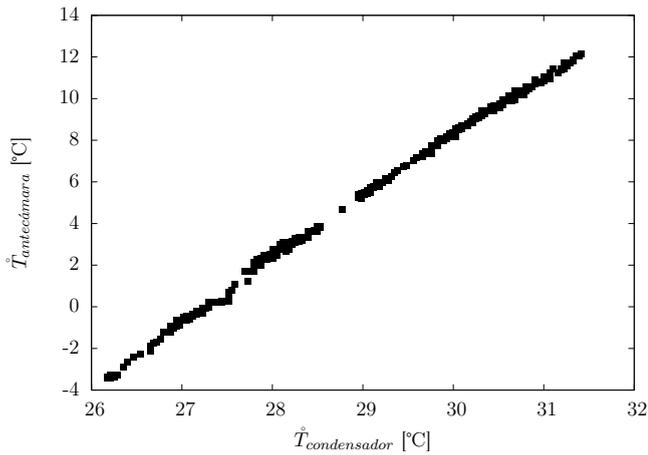
La presión en la parte anterior de la cámara de mezcla se mide con el transductor “EA7” (tabla 23), el cual está situado justo a la entrada de baja presión del eyector. De nuevo se trabaja con temperaturas de saturación en vez de con presiones.

Las figuras representativas de estas investigaciones abarcan desde la 138 hasta 141.

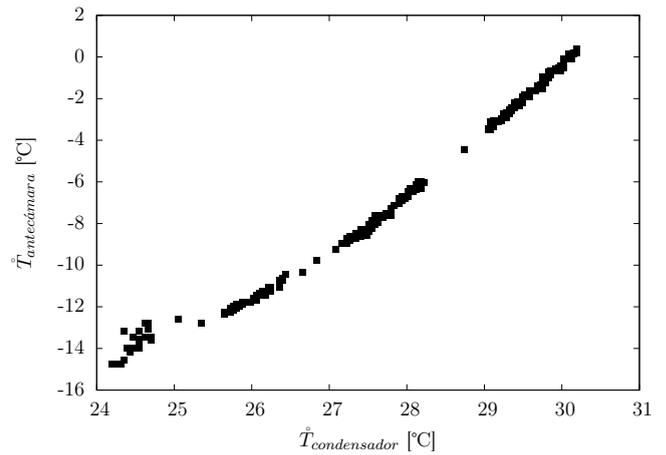
En la tabla 33 se muestra una comparación entre los resultados teóricos y experimentales. Se ha mostrado la presión de la antecámara de acuerdo a la ecuación (221) y la presión máxima de descarga de acuerdo al proceso de cálculo descrito con anterioridad.

**Tabla 33:** Comparación entre resultados teóricos y experimentales para el eyector trabajando con cociente de masas nulo (con la cámara de mezcla “A”).

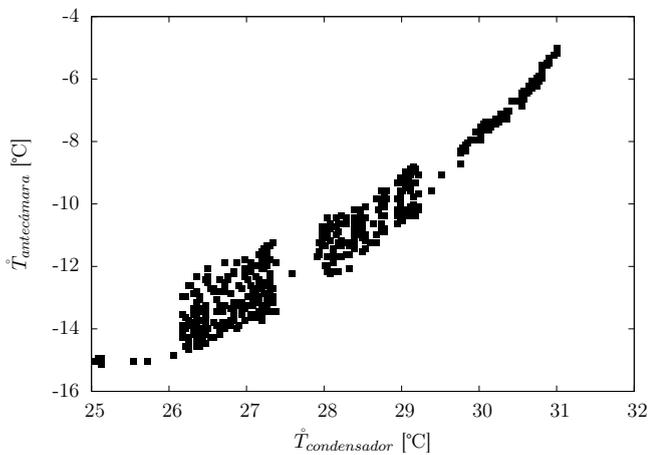
$\dot{T}_{caldera}$ [°C]	$\dot{T}_{antecámara, exp}$ [°C]	$\dot{T}_{antecámara, modelo}$ [°C]	$\dot{T}_{cond. max, exp}$ [°C]	$\dot{T}_{cond. max, modelo}$ [°C]
75	N.A.	-16,6	N.A.	24,11
80	N.A.	-13,6	N.A.	27,9
85	-15	-10,5	26,9	31,6
90	-13	-7,6	29	35,3



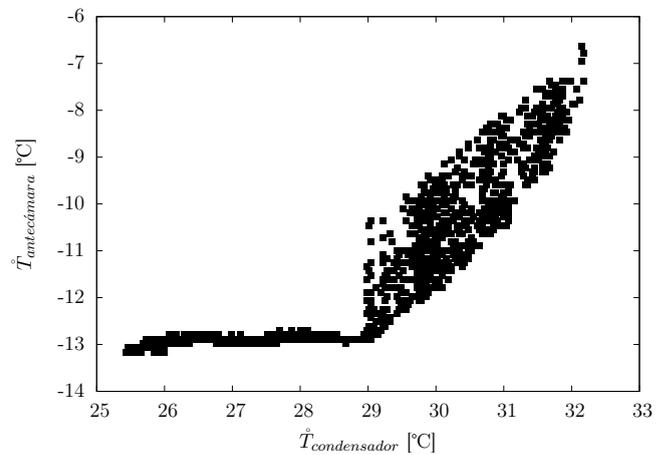
**Figura 138:** Estudio de la cámara de mezcla “A” para  $w = 0$ , siendo  $\dot{T}_{caldera}=75$  °C.



**Figura 139:** Estudio de la cámara de mezcla “A” para  $w = 0$ , siendo  $\dot{T}_{caldera}=80$  °C.



**Figura 140:** Estudio de la cámara de mezcla “A” para  $w = 0$ , siendo  $\dot{T}_{caldera}=85$  °C.



**Figura 141:** Estudio de la cámara de mezcla “A” para  $w = 0$ , siendo  $\dot{T}_{caldera}=90$  °C.

Podemos realizar los siguientes comentarios en relación a las figuras 138 a 141 y los resultados tabulares:

1. La existencia de flujo supersónico queda patente tanto para  $\dot{T}_{caldera} = 85$  °C, como para 90 °C, en que se observa claramente una zona de presión constante en la antecámara a medida que se varía la presión de descarga.
2. Para el resto de puntos en las mismas figuras anteriores (flujo subsónico en la zona de área constante), se observa que variaciones en la presión de descarga ocasionan variaciones en la presión de la zona anterior a la cámara de mezcla.
3. Los valores previstos numéricamente según la tabla 33 sobrevaloran la presión en la antecámara y la presión máxima de descarga.
4. La obtención de valores más elevados para la presión de descarga coincide con las tendencias observadas en la figura 121. Se realiza el mismo comentario que entonces, el exceso de presión de descarga se debe a que en el difusor del eyector el fluido debería tender prácticamente al remanso. La hipótesis de que esta compresión es isoentrópica produce resultados sensiblemente mayores que los medidos experimentalmente.

5. El hecho de que experimentalmente se obtenga una presión en la antecámara menor que la prevista por la ecuación (221), conlleva que la cantidad de movimiento en la sección “sc” es menor que la existente en una expansión isoentrópica. Pueden existir dos explicaciones (o probablemente una mezcla de ambas): que la expansión no sea isoentrópica (en cuyo caso la cantidad de movimiento decrece respecto al caso isoentrópico, tal y como se comprueba experimentalmente) o que por el contrario no se cumpla alguna hipótesis del modelo. Las candidatas para no cumplirse es la hipótesis de uniformidad de propiedades a lo largo de la sección “sc”, pues el flujo será la superposición de ondas de expansión y compresión.
6. Es notable observar las variaciones bruscas de presión justo en la rotura del régimen supersónico. Claramente se ve en la figura 140 que estas variaciones se amortiguan a medida que se aumenta la presión de condensador, para dar curvas suaves como las reproducidas en 138 y 139. Como curiosidad se puede decir que el ruido transmitido por el eyector al exterior era, en contra de los temores nacidos durante la etapa de montaje, muy moderado, a excepción de estas zonas de alta variación de la presión de la zona de la antecámara fluido secundario en que se producía un silbido agudo molesto.

### 10.8. Comparación de los resultados del eyector con otras tecnologías.

Se presenta en este apartado una pequeña comparación del eyector con su competidor más directo, los ciclos de absorción. Se pueden utilizar los datos suministrador por distribuidores comerciales de esta tecnología y los aquí obtenidos.

La comparación entre el “COP” para los datos del fabricante de máquinas comerciales de absorción Yazaki [127], para una máquina de absorción de una etapa y efecto simple y el eyector de refrigerante (el “COP” es ligeramente inferior a “ $w$ ”) quedan detallados en la tabla 34. Observamos que el rendimiento del ciclo de absorción es más del doble que el de eyección (0,7 frente a 0,32) para unas temperaturas de operación similares.

**Tabla 34:** Comparación entre el “COP” para una máquina de absorción y el eyector.

Máquina	$T_{caldera}$ [°C]	$T_{evaporador}$ [°C]	$T_{condensador}$ [°C]	“COP”
Yazaki	88	7	31	0,7
Eyector C.M. “A”	90	7	34	0,24
Eyector C.M. “B”	90	7	31	0,32

## Parte VI

# Conclusiones y trabajos futuros.

Como parte final de este trabajo, se valoran las metas alcanzadas en función de los objetivos que se establecieron durante el primer capítulo.

## 11. Conclusiones

### 1. Revisión bibliográfica:

- 1.1. La revisión bibliográfica recoge de forma detallada los modelos matemáticos de eyectores presentados por distintos autores. Además se han aplicado dichos modelos a distintos casos prácticos para comparar los resultados obtenidos con cada uno de ellos. Debido al carácter experimental de este trabajo, la extensión dedicada a la revisión bibliográfica relativa a técnicas de mecánica de fluidos computacional (“CFD”) aplicadas al eyector no es tan exhaustiva como la dedicada a modelos matemáticos y datos experimentales.
- 1.2. La revisión bibliográfica ha sido completada con apreciaciones particulares con el fin de extender o argumentar los resultados obtenidos por distintos autores. Caben destacar los análisis termodinámicos en relación a los modos de operación de eyectores de área constante, completando el trabajo desarrollado por Fabri y Siestrunck [36]. Estos análisis permiten establecer de forma cualitativa las curvas de cociente de masas frente a la presión de remanso de fluido primario y fluido secundario para distintas condiciones de operación.

### 2. Modelo matemático:

- 2.1. El modelo matemático desarrollado en la sección 5 (en adelante “modelo lineal”) ha demostrado ser una herramienta útil, tanto para el cálculo del cociente de masas como de la presión del punto crítico para eyectores de área variable y constante, siempre y cuando se trabaje dentro de las limitaciones del mismo. De los casos de aplicación analizados a lo largo de diferentes secciones, se puede establecer que dichas limitaciones son:
  - 1) Relativo a la disposición geométrica, que se tenga una separación máxima entre la salida de la tobera y la sección crítica en torno a 5 veces el diámetro de salida de la tobera.
  - 2) Que las presiones en la sección de salida de la tobera para el fluido primario y el secundario sean similares (el cociente entre ambas esté acotado entre 0,8 y 1,2).
  - 3) Que el valor de la temperatura en la sección crítica para fluido primario y secundario tenga un valor parecido (diferencias no superiores a 20 °C).

Bajo estas suposiciones, se puede predecir, con un margen de error reducido, el cociente de masas para la geometría “clásica” de eyector de área variable, con cámara de mezcla cónica de semiángulo comprendido entre 20° – 50° y la sección de salida de la tobera aproximadamente a 2 veces el diámetro de la zona de área constante.

- 2.2. Para geometrías más complejas, aquellas que se han denominado de “garganta secundaria”, bien por tener un estrechamiento brusco en la zona de área constante (cámara de mezcla “5” para el eyector aire) o una región cónica de entrada con un ángulo reducido (cámara de mezcla “B” para el eyector refrigerante), el modelo lineal no reproduce adecuadamente los resultados experimentales.

- 2.3. El modelo lineal corregido (aquél en que se resuelven las ecuaciones de flujo potencial axilsimétrico no linealizado) introduce cambios poco significativos en la predicción del punto crítico, al tiempo que aumenta considerablemente el tiempo de cálculo. Esto confirma los datos predichos por el modelo lineal.
3. Eyector de aire:
    - 3.1. El montaje experimental del eyector de aire permitió evaluar parámetros geométricos importantes del eyector, como la longitud de la zona de área constante, con valores óptimos en torno a 10 veces el diámetro de la zona de área constante. Por otro lado, se comprobó que la posición de la tobera desempeña un papel importante, no obstante fue difícil establecer una pauta de cumplimiento general.
    - 3.2. Las mejoras introducidas con las cámaras de mezcla de garganta secundaria en el eyector de aire no han funcionado como se esperaba. El comportamiento de la cámara de mezcla número “5” (con garganta secundaria) es ligeramente inferior al mostrado por la número “3” (sin garganta secundaria).
    - 3.3. Se ha comprobado que el eyector de aire trabajando fuera de las condiciones de diseño produce unos resultados muy alejados de cualquier valoración que se pueda realizar con el modelo, sobrevalorando éste los resultados.
    - 3.4. Los valores predichos por el modelo sobrevaloran los resultados experimentales obtenidos mediante el montaje experimental del eyector de aire. Esto es debido a una de las limitaciones anotadas anteriormente para el modelo lineal, en concreto la relativa a temperaturas dispares entre fluido primario y secundario, ya que el modelo lineal no considera la transferencia de calor en la región de cortadura.
  4. Eyector de refrigerante:
    - 4.1. La instalación experimental del eyector de refrigerante ha permitido realizar un análisis profundo, para tres geometrías diferenciadas, de la influencia sobre el punto crítico de la posición longitudinal de la tobera, de las condiciones de remanso tanto de fluido primario como secundario y de la presión de descarga. Las tres geometrías estudiadas representan la geometría clásica (“A”), un eyector con una cámara de mezcla cónica de ángulo reducido (“B”) y un eyector con una cámara de mezcla con una contracción brusca (“C”).
    - 4.2. La influencia de la posición de la tobera en el cociente de masas tiene pocos precedentes en la bibliografía revisada. Los resultados experimentales obtenidos han permitido comprobar que el modelo lineal predice de forma adecuada el cociente de masas para este tipo de experimentos en la cámara de mezcla “A”.
    - 4.3. También las medidas del perfil de presiones para la cámara de mezcla “B” tienen pocos precedentes en la literatura, siendo éstos para eyectores de aire en vez de refrigerante. Estos perfiles de presión han permitido explicar el funcionamiento de una cámara de mezcla cónica con un ángulo reducido ( $2,29^\circ$ ), comprobándose un comportamiento que difiere de lo predicho por el modelo lineal.
    - 4.4. Los resultados del cociente de masas para la cámara de mezcla “A” son predichos con cierta precisión mediante el modelo lineal, lo que, junto con otros datos experimentales como los de Huang [54], permiten validar los resultados del modelo bajo los condicionantes citados con anterioridad.
    - 4.5. La operación del eyector con cociente de masas nulo ha permitido comprobar experimentalmente el análisis integral de las ecuaciones de conservación aplicadas a la cámara de mezcla.

- 4.6. Los márgenes de mejora del eyector son reducidos. Un valor optimista para la garganta secundaria, es una mejora en cociente de masas no superior al 20 % suponiendo las mismas condiciones de remanso y presión de descarga. Por tanto es más interesante adaptar el punto de diseño de la instalación al punto óptimo de operación del eyector.
- 4.7. La comparación del eyector con su competidor más directo, los ciclos de absorción, arroja valores más favorables para éstos últimos (tabla 34).
- 4.8. La ventaja competitiva del eyector para su difusión comercial frente al resto de ciclos triatérmicos (adsorción y absorción) es su capacidad para poder diseñarse para un amplio rango de condiciones de remanso y su reducido tamaño, por lo que puede ser viable en aplicaciones como la climatización de autobuses y camiones y el sector naval.

## 12. Trabajos futuros

Se proponen las siguientes investigaciones para dar continuidad al trabajo desarrollado en el presente estudio:

1. Continuar con la rama experimental, actuando en tres vertientes. Por un lado en la mejora de la tobera, empleando un perfil que asegure un flujo unidimensional a la salida de la misma. De otro lado trabajando en el perfil de entrada de la cámara de mezcla para la inclusión de la segunda garganta. Por último mejorar la compresión en el difusor, como se discute en la figura 135.
2. Otro avance importante sería la visualización de flujos. El autor tiene cierta experiencia en este particular, habiendo construido un dispositivo tipo “sadógrafo” y otro tipo “Schlieren” de espejos parabólicos. Existe, no obstante, una limitación importante en la mecanización de las cámaras de mezcla por el requerimiento de emplear materiales transparentes.
3. Desde un punto de vista teórico, se persigue la tarea de profundizar en el estudio de la región de cortadura en la zona de mezcla entre primario y secundario.
4. Complementar los resultados teóricos con simulaciones en “CFD”. Analizar la influencia de distintos modelos de turbulencia.
5. Realizar estudios de viabilidad económica para su aplicación en refrigeración automotriz y naval.

## Referencias

- [1] AENOR UNE 100001:2001. Climatización condiciones climáticas para proyecto.
- [2] AENOR UNE-EN ISO 5167-1:2003. Medición del caudal de fluidos mediante dispositivos de presión diferencial intercalados en conductos en carga de sección transversal circular. parte 1: Principios y requisitos generales.
- [3] AENOR UNE-EN ISO 5167-2:2003. Medición del caudal de fluidos mediante dispositivos de presión diferencial intercalados en conductos en carga de sección transversal circular. parte 2: Placas de orificio.
- [4] AENOR UNE-EN ISO 5167-2:2007. Erratum.
- [5] J.M. Abdulateef, K. Sopian, M.A. Alghoul, and M.Y. Sulaiman. Review on solar-driven ejector refrigeration technologies. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 13:1338–1349, 2009.
- [6] G.N. Abramovich. *The theory of turbulents jets*. The MIT Press Classics, 1963.
- [7] Z. Aidoun and M. Ouzzane. The effect of operating conditions on the performance of a supersonic ejector for refrigeration. *International Journal of Refrigeration*, 27:974–984, 2004.
- [8] N. Al-Khalidy. An experimental study of an ejector cycle refrigeration machine operating on r113. *International Journal of Refrigeration*, 21:617–625, 1998.
- [9] G.K. Alexis and J.S. Katsanis. Performance characteristics of a methanol ejector refrigeration unit. *Energy Conversion and Management*, 45:2729–2744, 2004.
- [10] G.K. Alexis and E.D. Rogdakis. A verification study of steam-ejector refrigeration model. *Applied Thermal Engineering*, 23:29–36, 2003.
- [11] N. H. Aly, A. Karameldin, and M.M. Shamloul. Modelling and simulation of steam jet ejectors. *Desalination*, 123:1–8, 1999.
- [12] Refrigerating American Society of Heating and Air-Conditioning Engineers, editors. *ASHRAE handbook. Fundamentals*. 2009.
- [13] S. Aphornratana and I.W. Eames. A small capacity steam-ejector refrigerator: experimental investigation of a system using ejector with movable primary nozzle. *International Journal of Refrigeration*, 20:352–358, 1997.
- [14] A. Arbel, A. Shklyar, D. Hershgal, M. Barak, and M. Sokolov. Ejector irreversibility characteristics. *Journal of Fluids Engineering*, 125:121–129, 2003.
- [15] Y. Bartosiewicz, Z. Aidoun, P. Desevaux, and Y. Mercadier. Numerical and experimental investigations on supersonic ejectors. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 26:56–70, 2005.
- [16] Y. Bartosiewicz, Z. Aidoun, and Y. Mercadier. Numerical assessment of ejector operation for refrigeration applications based on cfd. *Applied Thermal Engineering*, 26:604–612, 2006.
- [17] L. Boumaraf and A. Lallemand. Modeling of an ejector refrigerating system operating in dimensioning and off-dimensioning conditions with the working fluids r142b and r600a. *Applied Thermal Engineering*, 29:265–274, 2009.

- [18] M.P. Boyce, V.H. Edwards, T.W. Cowley, T. Fan, H.D. Kaiser, W.B. Geyer and D. Nadel, L. Skoda and S. Testone, and K.L. Walter. *Perry's Chemical Engineer's Handbook*. McGraw-Hill, 2008.
- [19] C. Chaiwongsa and S. Wongwiset. Effect of throat diameters of the ejector on the performance of the refrigeration cycle using a two-phase ejector as an expansion device. *International Journal of Refrigeration*, 30:601–608, 2007.
- [20] Y.J. Chang and Y.M. Chen. Enhancement of a steam-jet refrigerator using a novel application of the petal nozzle. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 22:203–211, 2000.
- [21] S.K. Chou, P.R. Yang, and C. Yap. Maximum mass flow ratio due to secondary flow choking in an ejector refrigeration system. *International Journal of Refrigeration*, 24:486–499, 2001.
- [22] K. Chunnanond and S. Aphornratana. An experimental investigation of a steam ejector refrigerator: the analysis of the pressure profile along the ejector. *Applied Thermal Engineering* *TODO*, 8:129–155, 2003.
- [23] K. Chunnanond and S. Aphornratana. Ejectors: applications in refrigeration technology. *Renewable & Sustainable Energy Reviews*, 8:129–155, 2004.
- [24] Clippinger. The analytical design of an axially symmetric level nozzle for a parallel and uniform jet. *Journal of Aeronautical Sciences*, 16:161–166, xxxx.
- [25] G.S. Davies, A.K. Mitra, and A.N. Roy. Momentum transfer studies in ejectors. *I & EC Process Design and Development*, 6:293–299, 1967.
- [26] DENSO. <http://www.globaldenso.com>. Fecha: 01/06/2013.
- [27] P. Desevaux, J.P. Prenel, and P. Jacquet. Static pressure measurement along the centerline of an induced flow ejector. *Exp. Fluids*, 16:289–291, 1994.
- [28] Dichtomatik. <http://www.dichtomatik.com>. Fecha: 01/06/2012.
- [29] I.W. Eames, S. Aphornratana, and H. Haider. A theoretical and experimental study of a small-scale steam jet refrigerator. *International Journal of Refrigeration*, 18:378–386, 1995.
- [30] J.M. Eggers. Velocity profiles and eddy viscosity distributions downstream of a mach 2.22 nozzle exhausting to quiescent air. *NASA TN D-3601*, 1966.
- [31] M. Elakdhar, E. Nehdi, and L. Kairouani. Analysis of a compression/ejection cycle for domestic refrigeration. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 46:4639–4644, 2007.
- [32] H.G. Elrod. The theory of ejectors. *Journal of Applied Mechanics*, 1945.
- [33] R. Emden. Ueber die ausstromungserscheinungen permanenter gase. *Annalen der Physik*, 69:264–289, 1899.
- [34] Steven G. Penoncello, Eric W. Lemmon, Richard T. Jacobsen and Daniel G. Friend. Thermodynamic properties of air and mixtures of nitrogen, argon and oxygen from 60 to 2000 k at pressures to 2000 mpa. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 29:331–385, 2000.
- [35] J. Fabri and J. Paulon. Theory and experiments on supersonics air-to-air ejectors. *TM-1410*, O.N.E.R.A., 1956.

- [36] J. Fabri and R. Siestrunk. Supersonic air ejectors. *Advances in Applied Mechanics*, 61:1–34, 1958.
- [37] Floelsch. Supersonic axially symmetric nozzles. *Ballistic Research Laboratory, Report 794*, 1951.
- [38] G. Flügel. The design of jet pumps. *NACA Technical Memorandum No 982*, 1939.
- [39] S. Fujii, M. Gomi, and N. Sugahara. A study on the large scale air ejector. *Translation*, TT F11, 1966.
- [40] J. Garcia Del Valle, J.M. Saiz Jabardo, F. Castro Ruiz, and J. San Jose Alonso. A one dimensional model for the determination of an ejector entrainment ratio. *International Journal of Refrigeration*, 35:772–784, 2012.
- [41] J.J. Ginoux. Supersonic ejectors. *AGARDograph No. 163*, 1972.
- [42] R.H. Grey and H.D. Wilsted. Performance of conical jet nozzles in terms of flow and velocity coefficients. *Lewis Flight Propulsion Laboratory, Naca Report 933*, 1946.
- [43] J. Guo and H.G. Shen. Modeling solar-driven ejector refrigeration system offering air conditioning for office buildings. *Energy and Buildings*, 41:175–181, 2009.
- [44] J. Hartmann and F. Lazarus. The air-jet with a velocity exceeding that of sound. *Philosophical Magazine*, 31:35–50, 1941.
- [45] H. H. Hasinger. Performance characteristics of ejector devices. *TM-1410*, Aerospace Research Laboratory., 1975.
- [46] S. He, T. Li, and R.Z. Wang. A new approach to performance analysis of ejector refrigeration system using grey system theory. *Applied Thermal Engineering*, 29:1592–1597, 2009.
- [47] S. He, T. Li, and R.Z. Wang. Progress of mathematical modeling on ejectors. *Renewable & Sustainable Energy Reviews*, 13:1760–1780, 2009.
- [48] H. H. Hicks. *The Theory of Ejectors*. PhD thesis, University of Michigan, 1960.
- [49] W.C. Holton. Effect of molecular weight of entrained fluid on the performance of steam-jet ejectors. *Transaction of the ASME*, pages 905–910, 1951.
- [50] W.C. Holton and E.J. Schulz. Effect of the temperature of entrained fluid on the performance of steam-jet ejectors. *Transaction of the ASME*, pages 911–913, 1951.
- [51] R. R. Howell. Experimental operating performance of a single stage annular air ejector. *TN-D-23*, Langley Reserach Center, 1959.
- [52] B.J. Huang and J.M. Chang. Empirical correlation for ejector design. *International Journal of Refrigeration*, 22:378–388, 1999.
- [53] B.J. Huang, J.M. Chang, V.A. Petrenko, and K.B. Zhuk. A solar ejector cooling system using refrigerant r141b. *Solar Energy*, 64:223–226, 1998.
- [54] B.J. Huang, J.M. Chang, C.P. Wang, and V.A. Petrenko. A 1-d analysis of ejector performance. *International Journal of Refrigeration*, 22:354–364, 1999.
- [55] D.H. Jackson. Vacuum refrigeration. *Industrial and Engineering Chemistry*, 28, 1936.
- [56] N.H. Johannesen. The mixing of free axially-symmetrical jets of mach number 1.40. *Ministry of supply, Report 3291*, 1957.

- [57] N.H. Johannesen. Further results on the mixing of free axially-symmetrical jets of mach number 1.40. *Ministry of supply, Report 3292*, 1959.
- [58] J.H. Johannsen. The mixing of free axially-symmetrical jets of mach number 1.4. *Ministry og Aviation, Aeronautical Research Council, Reports and Memoranda N<sup>o</sup>3291*, 1957.
- [59] J.H. Johannsen. Further results on the mixing of free axially-symmetrical jets of mach number 1.4. *Ministry og Aviation, Aeronautical Research Council, Reports and Memoranda N<sup>o</sup>3291*, 1959.
- [60] L. Kairouani, M. Elakhdar, E. Nehdi, and N. Bouaziz. Use of ejectors in a multi-evaporator refrigeration system for performance enhancement. *International Journal of Refrigeration*, 30:1–113, 2009.
- [61] J.H. Keenan and E.P. Neumann. A simple air ejector. *Journal of Applied Mechanics*, 64:75–81, 1942.
- [62] J.H. Keenan, E.P. Neumann, and L. Lustwerk. An investigation of ejector design by analysis and experiment. *Journal of Applied Mechanics*, 72:299–309, 1950.
- [63] F. Houry, M. Heyman, and W. Resnick. Performance characteristic of self entrainment ejectors. *I & E C Process Design and Development*, 6:331–340, 1967.
- [64] E.G. Kispert. *The Complete Air Ejector*. PhD thesis, MIT, Department of Mechanical Engineering, 1941.
- [65] J.B. Kitto and S.C. Stultz. *Steam Its Generation and Use*. The Babcock and Wilcox Company, 2005.
- [66] S.L. Kneass. *Practice and theory of the injector*. John Wiley and Sons, 1898.
- [67] M. Leblanc. Steam ejector apparatus, 1923. US Patent No 146447.
- [68] E.W. Lemmon. Short fundamental equations of state for 20 industrial fluids. *Journal of Chemical & Engineering Data*, 51:785–850, 2006.
- [69] GNU Scientific Library. [www.gnu.org/s/gsl](http://www.gnu.org/s/gsl). Fecha: 01/06/2013.
- [70] K. Matsuo, K. Sasaguchi, Y. Kiyotoki, and H. Mochizuki. Investigation of supersonic air ejectors. part 2: Effects of throat area ratio on ejector performance. *Bulletin of the JSME*, 25:1898–1905, 1982.
- [71] K. Matsuo, K. Sasaguchi, K. Tasaki, and H. Mochizuki. Investigation of supersonic air ejectors. part 1: Performance in the case of zero secondary flow. *Bulletin of the JSME*, 24:2090–2097, 1981.
- [72] P. Desevaux A. Mellal and Y. Alves de Sousa. Visualization of secondary flow choking phenomena in a supersonic air ejector. *Journal of Visualization*, 7:249–256, 2004.
- [73] F. A. Ereira Mendes. *Study of a Liquid-Vapour Ejector in the context of an advanced TPL ejector-absorption cycle working with a low temperature heat source and an ammonia-water mixture*. PhD thesis, Universidade Técnica de Lisboa, 2009.
- [74] A.J. Meyer, T.M. Harms, and R.T. Dobson. Steam jet ejector cooling powered by waste or solar heat. *Renewable Energy*, 34:297–306, 2009.
- [75] C.D. Mikkelsen, M.R. Sandberg, and A.L. Addy. Theoretical and experimental analysis of the constant-area supersonic-supersonic ejector. *UILU-NG-76-4003*, University of Illinois at Urbana Champaign, 1976.

- [76] M.J.Moran and H.N. Shapiro. *Fundamentos de termodinámica técnica*. Editorial Reverté, 2004.
- [77] R.J. Moffat. Describing the uncertainties in experimental results. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1:3–17, 1988.
- [78] C.D. Moore. *Experiments in axisymmetric supersonic jets*. PhD thesis, Princetown University, Department of Aeronautical Engineering, 1996.
- [79] J.T. Munday and D.F. Bagster. A new ejector theory applied to steam jet refrigeration. *Process Des. Dev.*, 16:442–449, 1977.
- [80] G.N. Nissenson. *Practical treatise on injectors as feeders of steam boilers*. John Wiley and Sons, 1890.
- [81] NIST Chemical Web Book-National Institute of Standards and Technology. <http://webbook.nist.gov/chemistry>. Fecha: 01/06/2012.
- [82] M. Ouzzane and Z. Aidoun. Model development and numerical procedure for detailed ejector analysis and design. *Applied Thermal Engineering*, 23:2337–2351, 2003.
- [83] D.C. Pack. A note on prandtl’s formula for the wave-length of a supersonic gas jet. *Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, 3:173–181, 1950.
- [84] J. Payá, J.M. Corberán, B. Torregrosa-Jaime, and C. Vasilie-Müller. Innovative air-conditioning systems for conventional and electric vehicles. *www.ice-mac-ev.eu*, 2010.
- [85] M.L. Pochet. *Steam Injectors, their Theory and Use*. D. Van Nostrand, 1877.
- [86] A. Powell. A note on the cell length of non-circular jets. *Journal of the Acoustical Society of America*, 89:3004–3006, 1991.
- [87] R.B. Power. *Steam jet ejectors for the process industries*. McGraw-Hill, 1993.
- [88] L. Prandtl. Über die stationären wellen in einem gasstrahl. *Phys. Zeit.*, 5:599–601, 1904.
- [89] W. Pridasawas. *Solar-Driven Refrigeration Systems with Focus on the Ejector Cycle*. PhD thesis, Royal Institute of Technology, KTH, 2006.
- [90] W. Pridasawas and P. Lundqvist. A year-round dynamic simulation of a solar-driven ejector refrigeration system with iso-butane as a refrigerant. *International Journal of Refrigeration*, 30:840–850, 2007.
- [91] W.W. Pullen. *Injectors, their Theory, Construction and Working*. The Technical Publishing Co. Limited, 1906.
- [92] Span R. *Multiparameter Equations of State, An accurate source of Thermodynamic Property Data*. Springer, 2000.
- [93] L. Rayleigh. On the discharge of gases under high pressure. *Philosophical Magazine*, 32:177–187, 1916.
- [94] S.B. Riffat, G. Gan, and S. Smith. Computational fluid dynamics applied to ejector heat pumps. *Applied Thermal Engineering*, 16:291–297, 1996.
- [95] E. Ruslya, Lu Ayea, W.W.S. Chartersb, and A. Ooi. Cfd analysis of ejector in a combined ejector cooling system. *International Journal of Refrigeration*, 28:1092–1101, 2005.
- [96] T. Sankarlal and A. Mani. Experimental studies on an ammonia ejector refrigeration system. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 33:224–230, 2006.

- [97] T. Sankarlal and A. Mani. Experimental investigations on ejector refrigeration system with ammonia. *Renewable Energy*, 32:1403–1413, 2007.
- [98] W. Seehanam, M. Behnia, T. Sriveerakul, S. Aphornratana, and K. Pianthong. Investigation and improvement of ejector refrigeration system using computational fluid dynamics technique. *Energy Conversion and Management*, 48:2556–2564, 2007.
- [99] A. Selvaraju and A. Mani. Analysis of an ejector with environment friendly refrigerants. *Applied Thermal Engineering*, 24:827–838, 2004.
- [100] A. Selvaraju and A. Mani. Experimental investigation on r134a vapor ejector refrigeration system. *International Journal of Refrigeration*, 29:1160–1166, 2006.
- [101] A.H. Shapiro. *The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow, Volume I*. John Wiley&Sons, 1953.
- [102] A.H. Shapiro. *The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow, Volume I*. John Wiley&Sons, 1953.
- [103] S. Shen, X. Qu, B. Zhang, S. Riffat, and M. Gillott. Study of a gas–liquid ejector and its application to a solar-powered bi-ejector refrigeration system. *Applied Thermal Engineering*, 25:2891–2902, 2005.
- [104] S.A. Sherif, D.Y. Goswami, G.D. Mathur, S.V. Iyer, B.S. Davanagere, S. Natarajan, and F. Colacino. A feasibility study of steam-jet refrigeration. *International Journal of Energy Research*, 22:1323–1336, 1998.
- [105] R. Span and W. Wagner. Equations of state for technical applications. ii. results for nonpolar fluids. *International Journal of Thermophysics*, 24:41–109, 2003.
- [106] R. Span and W. Wagner. Equations of state for technical applications. iii. results for polar fluids. *International Journal of Thermophysics*, 24:111–162, 2003.
- [107] Passakorn Srisastra, Satha Aphornratana, and Thanarath Sriveerakul. Development of a circulating system for a jet refrigeration cycle. *International journal of refrigeration*, 31:921–929, 2008.
- [108] T. Sriveerakul, S. Aphornratana, and K. Chunnanond. Performance prediction of steam ejector using computational fluid dynamics: Part 1. validation of the cfd results. *International Journal of Thermal Sciences*, 46:812–822, 2007.
- [109] T. Sriveerakul, S. Aphornratana, and K. Chunnanond. Performance prediction of steam ejector using computational fluid dynamics: Part 2. flow structure of a steam ejector influenced by operating pressures and geometries. *International Journal of Thermal Sciences*, 46:823–833, 2007.
- [110] W.F. Stoecker. *Refrigeration and air conditioning*. McGraw-Hill, 1958.
- [111] H. J. Stofan. Effects of nozzle-shroud misalignment on performance of a fixed-shroud divergent ejector. *TM-X-97*, Lewis Reserach Center, 1960.
- [112] R. Tillner-Roth and H.D. Baehr. An international standard formulation for the thermodynamic properties of 1,1,1,2-tetrafluoroethane (hfc-r134a) for temperatures from 170 k to 455 k and pressures up to 70 mpa. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 23:657–729, 1994.
- [113] R. Tillner-Roth and D. G. Friend. A helmholtz free energy formulation of the thermodynamic properties of the mixture Water + Ammonia. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 27:63–96, 1998.

- [114] S. Varga, A.C. Oliveira, and B. Diaconu. Influence of geometrical factors on steam ejector performance—a numerical assesment. *International Journal of Refrigeration*, 32:1694–1701, 2009.
- [115] S. Varga, A.C. Oliveira, and B. Diaconu. Numerical assessment of steam ejector efficiencies using cfd. *International Journal of Refrigeration*, 32:1203–1211, 2009.
- [116] W. Wagner and A. Pruß. The iapws formulation 1995 for the thermodynamic properties of ordinary watersubstance for general and scientific use. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 31:387–535, 2002.
- [117] C.A. Wan. A study of jet ejector phenomena. *NONR 978*, Office of Naval Research, 1965.
- [118] J.H. Wang, J.H. Wu, S.S. Hu, and B.J. Huang. Performance of ejector cooling system with thermal pumping effect using r141b and r365mfc. *Applied Thermal Engineering*, 29:1904–1912, 2009.
- [119] G.N. Ward. *Linearized theory of steady high-speed flow*. Cambridge Univ. Press., 1955.
- [120] W. R. Warren. *An analytical and experimental study of compressible free jets*. PhD thesis, Princetown University, Department of Aeronautical Engineering, 1957.
- [121] W. Wolfgang and H.J. Kretzschmar. *International Steam Tables, second edition*. Springer, 1955.
- [122] L.T. Work and V.W. Haedrich. Performance of ejectors as a function of the molecular weights of vapors. *Industrial and Engineering Chemistry*, pages 464–477, 1939.
- [123] S. Wu. *Investigation of ejector recompression absorption refrigeration cycle*. PhD thesis, University of Nottingham, 1999.
- [124] M. Sokolov y D. Hershgal. Optimal coupling and feasibility of a solar powered year-round ejector air conditioning. *Solar Energy*, 50:507–516, 1993.
- [125] R. Yapici. Experimental investigation of performance of vapor ejector refrigeration system using refrigerant r123. *Energy Conversion and Management*, 49:953–961, 2008.
- [126] R. Yapici, H.K. Ersoy, A. Aktoprakoglu, H.S. Halkaci, and O. Yigit. Experimental determination of the optimum performance of ejector refrigeration system depending on ejector area ratio. *International Journal of Refrigeration*, 31:1183–1189, 2008.
- [127] Yazaki. <http://www.yazakienergy.com>. Fecha: 01/06/2013.
- [128] Jianlin Yu, Hua Chen, Yunfeng Ren, and Yanzhong Li. A new ejector refrigeration system with an additional jet pump. *Applied Thermal Engineering*, 26:312–319, 2008.
- [129] Jianlin Yu and Yanzhong Li. A theoretical study of a novel regenerative ejector refrigeration cycle. *International Journal of Refrigeration*, 30:464–470, 2007.
- [130] Y. Zhu, W. Cai, C. Wen, and Y. Li. Shock circle model for ejector performance evaluation. *Energy Conversion and Management*, 48:2533–2541, 2007.
- [131] Y. Zhu, W. Cai, C. Wen, and Y. Li. Simplified ejector model for control and optimization. *Energy Conversion and Management*, 49:1424–1432, 2008.
- [132] Y. Zhu, W. Cai, C. Wen, and Y. Li. Numerical investigation of geometry parameters for design of high performance ejectors. *Applied Thermal Engineering*, 29:898–905, 2009.
- [133] Y. Zhu and Y. Li. Novel ejector model for performance evaluation on both dry and wet vapors ejectors. *International Journal of Refrigeration*, 32:21–31, 2009.

## ANEXO A

---

# PROPIEDADES TERMODINÁMICAS DE LOS REFRIGERANTES

---

### A.1. Ecuaciones de estado de Helmholtz para gases reales

La idea de este Anexo es comentar someramente la forma de implementar el gas real y su comparación con librerías estándar (siendo esta por excelencia el programa “RefProp (v.7)” del NIST (National Institute of Standards and Technology, EEUU). La ecuación de estado empleada está formulada en base a la energía libre de Helmholtz. Existe numerosa bibliografía al respecto, siendo la referencia más exhaustiva el libro de Span [92].

Un resumen, corto pero necesario, para entender la implementación informática se describe a continuación:

1. Todas las propiedades termodinámicas (ya sea fase líquido o vapor y el equilibrio entre ambas) se pueden expresar en términos de la función de energía libre de Gibbs (“A”).
2. Todo el proceso de resolución se fundamenta en obtener la energía función de la densidad y temperatura.
3. Se trabaja con variables adimensionales, de forma que se define:

$$\delta = \frac{\rho}{\rho_{crítica}}; \quad \tau = \frac{T_{crítica}}{T}; \quad \alpha(\delta, \tau) = \frac{A}{R \cdot T};$$

4. La energía libre de Helmholtz adimensionalizada (“ $\alpha$ ”) se expresa según una componente ideal (“ $\alpha^0$ ”) y otra residual (“ $\alpha^r$ ”).

$$\alpha(\delta, \tau) = \alpha^0(\delta, \tau) + \alpha^r(\delta, \tau) \tag{A1}$$

5. La función “ $\alpha^0$ ” se obtiene a partir del “ $c_p^0$ ” (capacidad calorífica para gas ideal), que suele venir expresada en forma de un desarrollo de potencias para la temperatura, mezclado con términos exponenciales.
6. La función “ $\alpha^r$ ” toma la forma descrita en la ecuación (A2).

$$\alpha^r = \sum n_i \cdot \delta^{d_i} \cdot \tau^{t_i} \cdot e^{-\gamma_i \cdot \tau^{p_i}} \tag{A2}$$

Con  $n_i$ ,  $d_i$ ,  $t_i$ ,  $\gamma$  y  $p_i$  constantes.

7. El ajuste de las constantes en la ecuación (A2) se realiza mediante el empleo de bancos de datos experimentales.
8. La expresión de las distintas propiedades termodinámicas función de “ $\alpha^0$ ” y “ $\alpha^r$ ” toma la forma que se muestra en las expresiones (A3) a (A13).

$$\frac{p}{\rho \cdot R \cdot T} = 1 + \delta \cdot \alpha_\delta^r \tag{A3}$$

$$\frac{s}{R} = \tau \cdot (\alpha_\tau^0 + \alpha_\tau^r) - \alpha^0 - \alpha^r \tag{A4}$$

$$\frac{u}{R \cdot T} = \tau \cdot (\alpha_\tau^0 + \alpha_\tau^r) \tag{A5}$$

$$\frac{c_v}{R} = -\tau^2 \cdot (\alpha_{\tau\tau}^0 + \alpha_{\tau\tau}^r) \tag{A6}$$

$$\frac{h}{R \cdot T} = 1 + \tau \cdot (\alpha_\tau^0 + \alpha_\tau^r) + \delta \cdot \alpha_\delta^r \tag{A7}$$

$$c_p = -\tau^2 \cdot (\alpha_{\tau\tau}^0 + \alpha_{\tau\tau}^r) + \frac{(1 + \delta \cdot \alpha_{\delta}^r - \delta \cdot \tau \alpha_{\delta\tau}^r)^2}{1 + 2 \cdot \delta \cdot \alpha_{\delta}^r + \delta^2 \cdot \alpha_{\delta\delta}^r} \quad (\text{A8})$$

$$\frac{c^2}{R \cdot T} = 1 + 2 \cdot \delta \cdot \alpha_{\delta}^r - \frac{(1 + \delta \cdot \alpha_{\delta}^r - \delta \cdot \tau \alpha_{\delta\tau}^r)^2}{\tau^2 \cdot (\alpha_{\tau\tau}^0 + \alpha_{\tau\tau}^r)} \quad (\text{A9})$$

Siendo:

$$\alpha_{\delta} = \frac{\partial \alpha}{\partial \delta}; \quad \alpha_{\delta\delta} = \frac{\partial^2 \alpha}{\partial \delta^2} \quad (\text{A10})$$

$$\alpha_{\tau} = \frac{\partial \alpha}{\partial \tau}; \quad \alpha_{\tau\tau} = \frac{\partial^2 \alpha}{\partial \tau^2}; \quad \alpha_{\delta\tau} = \frac{\partial^2 \alpha}{\partial \delta \partial \tau} \quad (\text{A11})$$

Equilibrio líquido-vapor para una temperatura “T”: resolver simultáneamente las ecuaciones (A12) y (A13) para la densidad de líquido saturado (“ $\rho_l$ ”) y densidad de vapor saturado (“ $\rho_v$ ”).

$$\mathbf{p}(T, \rho_l) = \mathbf{p}(T, \rho_v) \quad (\text{A12})$$

$$\mathbf{g}(T, \rho_l) = \mathbf{g}(T, \rho_v) \quad (\text{A13})$$

9. Para casos en que se conozca “ $\rho$ ” y “T”, el cálculo del resto de propiedades se resume a la evaluación trivial de un polinomio junto con términos exponenciales y logarítmicos.

Para situaciones en que las variables termodinámicas de entrada sean distintas que “ $\rho$ ” y “T”, el problema se convierte en una ecuación no lineal con una incógnita, o un sistema de dos ecuaciones con dos incógnitas.

Para ambos casos existen multitud de herramientas informáticas que pueden ser empleadas. En nuestro caso se emplea la librería matemática “GNU Scientific Library” [69], con una rutina que implementa el método de la secante.

10. La implementación informática se basa en que distintos autores han publicado valores para un amplio abanico de sustancias los valores de “ $c_p^0$ ” o “ $\alpha^0$ ” y “ $\alpha^r$ ”. En especial, los que son de interés en el presente estudio, junto con las sustancias investigadas se muestran en la tabla A1.

**Tabla A1:** Relación de artículos donde se encuean las ecuaciones de estado para sustancias seleccionadas.

Sustancia	Publicación
R-141b	Lemmon [68]
R-134a	Tillner-Roth y Baehr [112]
Aire	Lemmon et al [34]
Agua	Tillner y Friend [113]
R-123	Span y Wagner [106]

11. La diferencia existente entre los datos obtenidos aquí y la base de referencia “RefProp”, es el empleo de distintos coeficientes para el término residual de la energía libre de Helmholtz, pues esta base de datos se basa en las mismas ecuaciones descritas anteriormente.

Para comprobar la diferencia entre una y otra se han realizado, para todos los fluidos mostrados en la figura A1, dos experimentos:

- 11.1. Comparar la presión de saturación, densidad de líquido y vapor para el equilibrio líquido-vapor, para temperaturas de 1 °C a 90 °C, en intervalos de 0,1 °C.
- 11.2. Comparar los resultados de “s”, “u”, “ $c_v$ ”, “h”, “ $c_p$ ” y “c” para cuatro líneas isóbaras de vapor sobrecalentado con:
- 1) Presiones correspondientes a temperaturas de 10, 30, 50 y 70 °C.
  - 2) Temperaturas desde vapor saturado a 90 °C.
  - 3) Intervalos de 0,1 °C.

Los resultados se muestran en la tabla A2, en que de muestra la desviación relativa media (ver ecuación (A14)) en valor absoluto para el conjunto de medidas descrito en los dos puntos anteriores.

$$\sigma(y) = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n \left| \frac{y_i - y_i^*}{y_i^*} \right| \cdot 100 \quad (\text{A14})$$

Siendo “ $y$ ” una propiedad obtenida mediante el proceso aquí descrito, y la variable “ $y^*$ ” la correspondiente propiedad obtenida a partir del “RefProp” en las mismas condiciones.

**Tabla A2:** Error cometido en el presente trabajo en la medidas de distintas propiedades termodinámicas frente al programa “RefProp”.

Sustancia	Equilibrio Líq.-Vapor			Vapor sobrecalentado					
	$\sigma(p)$	$\sigma(\rho_l)$	$\sigma(\rho_v)$	$\sigma(\rho)$	$\sigma(s)$	$\sigma(c_v)$	$\sigma(h)$	$\sigma(c_p)$	$\sigma(c)$
R-141b	$4,7 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$4,9 \cdot 10^{-1}$	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^{-5}$	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^{-4}$
R-134a	$6,1 \cdot 10^{-2}$	$9,4 \cdot 10^{-3}$	$5,9 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$8,8 \cdot 10^{-2}$	$9,1 \cdot 10^{-1}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$8,5 \cdot 10^{-1}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$
R-718	$6,3 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{-4}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{-2}$	$6,7 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$9,2 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$
R-123	$2,5 \cdot 10^{-1}$	$5,5 \cdot 10^{-1}$	$3,4 \cdot 10^{-1}$	$3,1 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^{-1}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$	$6,9 \cdot 10^{-1}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$

Observamos que el error es muy bajo para todas las sustancias, lo que respalda su uso en el presente trabajo.

**ANEXO B**

---

**EYECTOR  
DE AIRE**

---

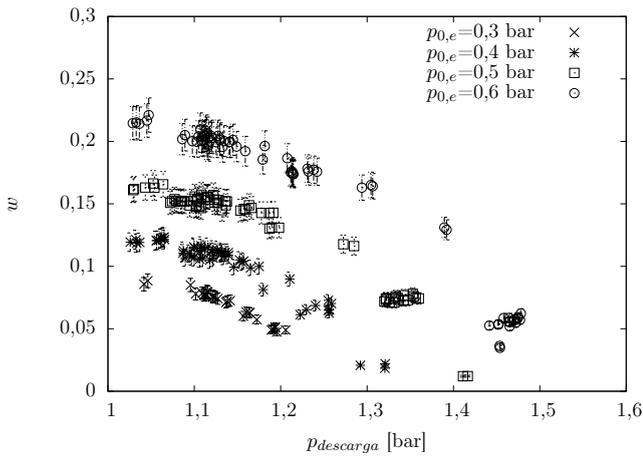
## B.1. Medidas con el eyector de aire

El objetivo de esta sección es mostrar el conjunto de mediciones realizadas con el eyector de aire. Se muestra el total de casos indicados en la tabla 18 en las figuras B1 a B21.

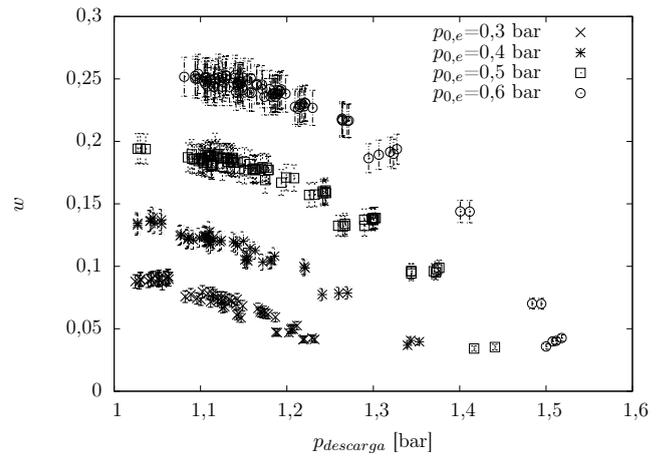
El análisis de datos se realiza en la sección 8.1 del cuerpo principal del presente trabajo.

Los datos medidos quedan organizados por cámaras de mezcla y ordenados de menor a mayor separación de la tobera de la cota cero. Los valores de presión de remanso de fluido secundario quedan mostrados en la leyenda de cada figura, en resto de propiedades termodinámicas de remanso para fluido primario y secundario podemos considerar que toman los siguientes valores:  $p_{0,m}=6,25$  bar;  $T_{0,m}=49$  °C;  $T_{0,e}=22$  °C;

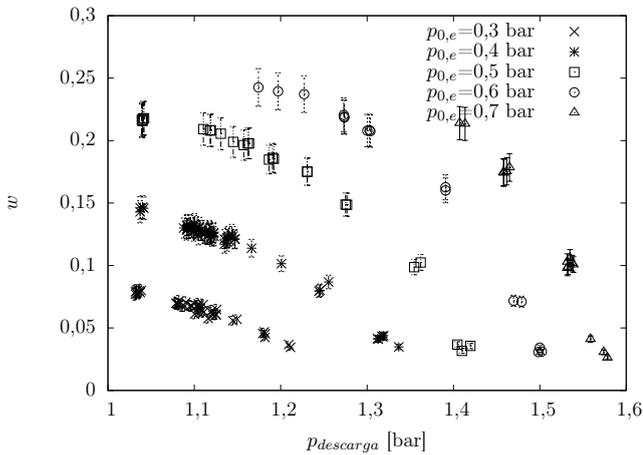
### Cámara de mezcla “1”:



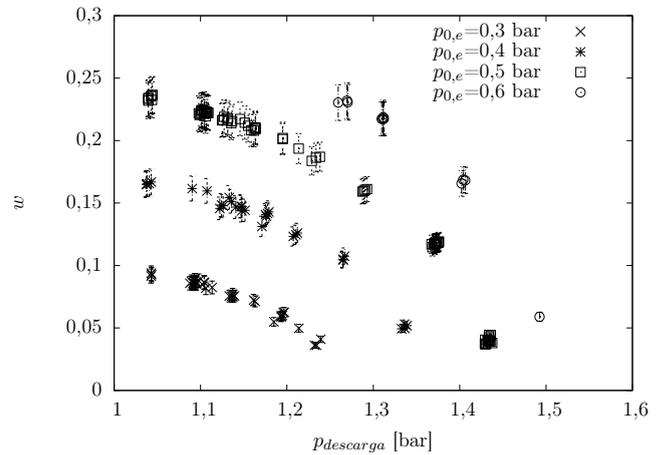
**Figura B1:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “1” y  $x_{st} = -6$  mm.



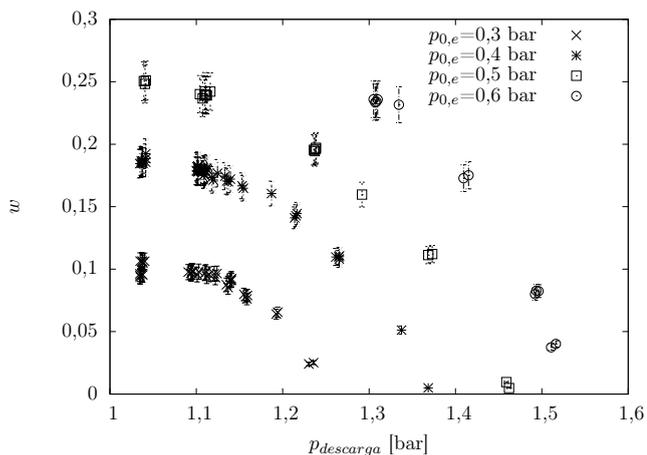
**Figura B2:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “1” y  $x_{st} = -10$  mm.



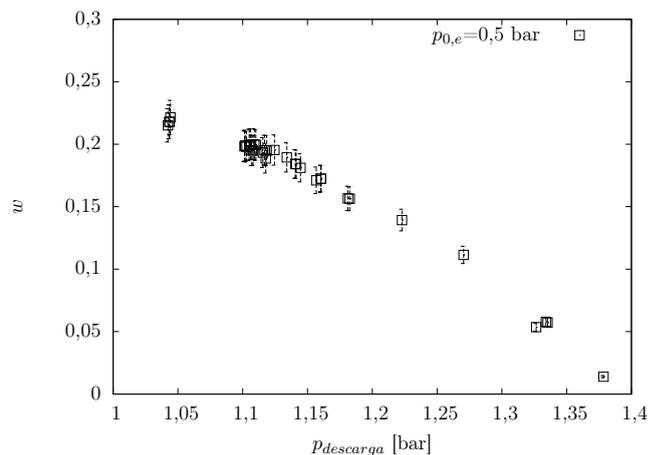
**Figura B3:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “1” y  $x_{st} = -14$  mm.



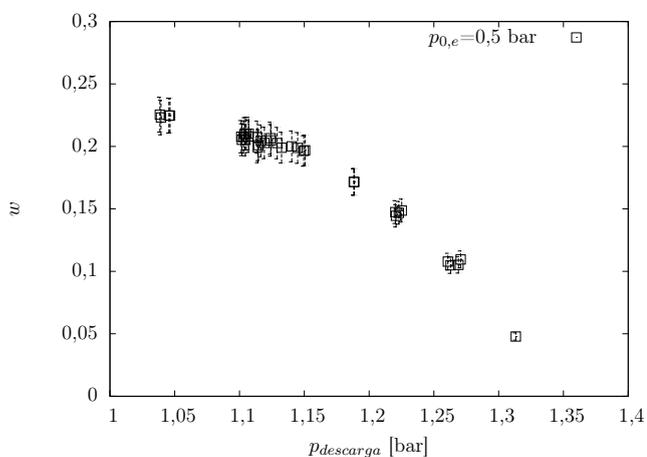
**Figura B4:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “1” y  $x_{st} = -18$  mm.



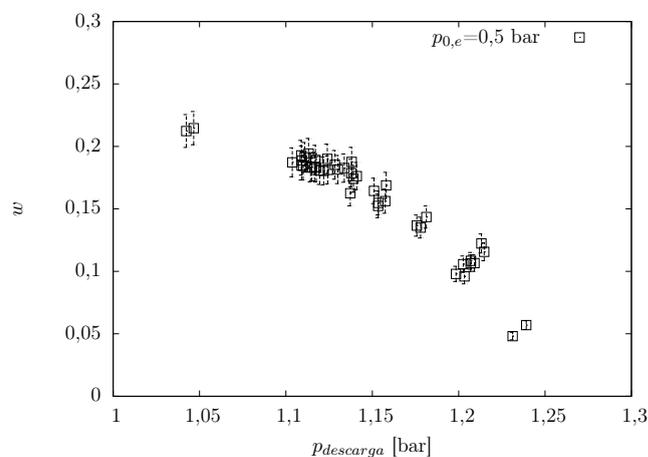
**Figura B5:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “1” y  $x_{st} = -38$  mm.



**Figura B6:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “1” y  $x_{st} = -50$  mm.

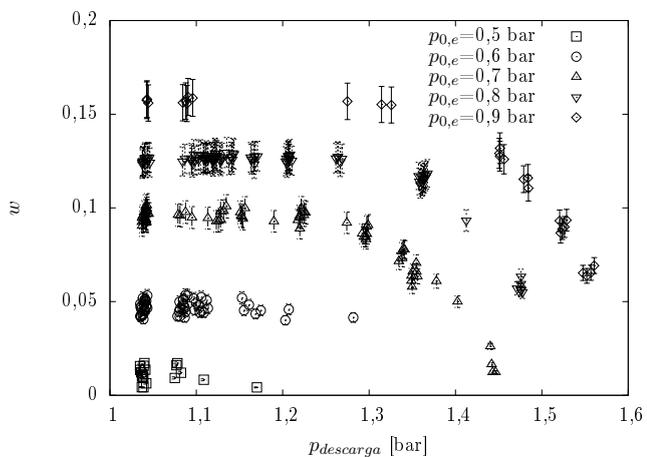


**Figura B7:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “1” y  $x_{st} = -54$  mm.

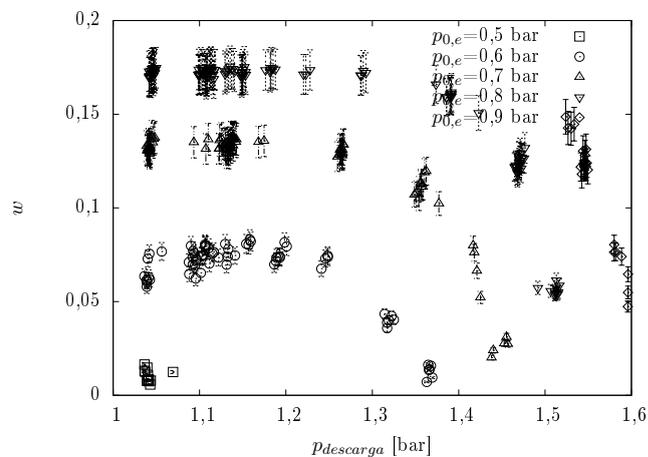


**Figura B8:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “1” y  $x_{st} = -58$  mm.

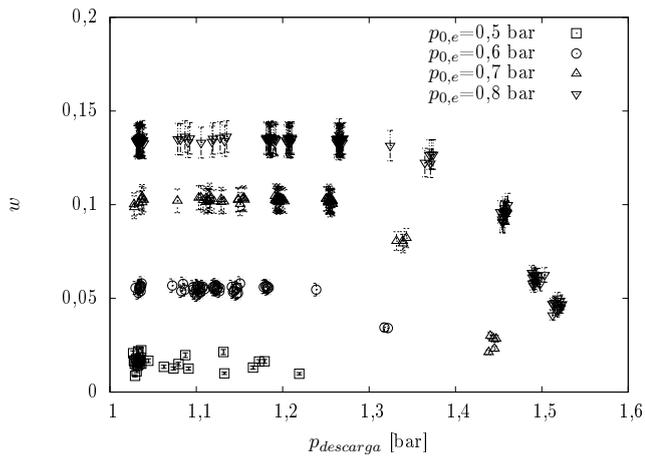
### Cámara de mezcla “2”:



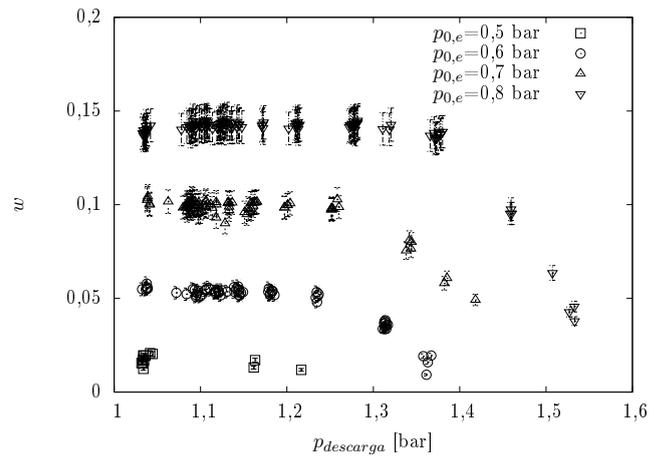
**Figura B9:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “2” y  $x_{st} = -4$  mm.



**Figura B10:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “2” y  $x_{st} = -10$  mm.

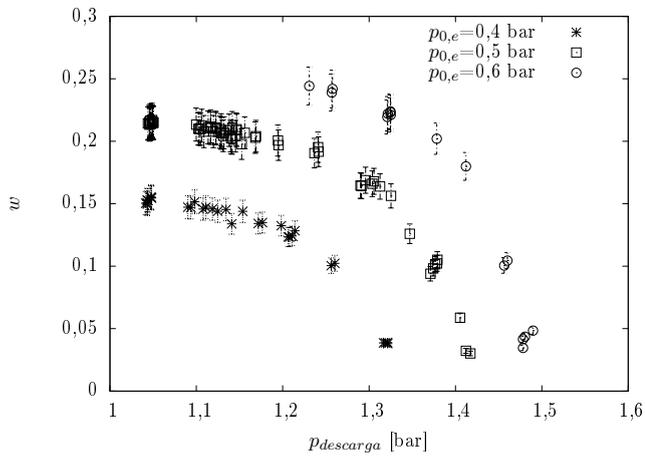


**Figura B11:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “2” y  $x_{st} = -18$  mm.

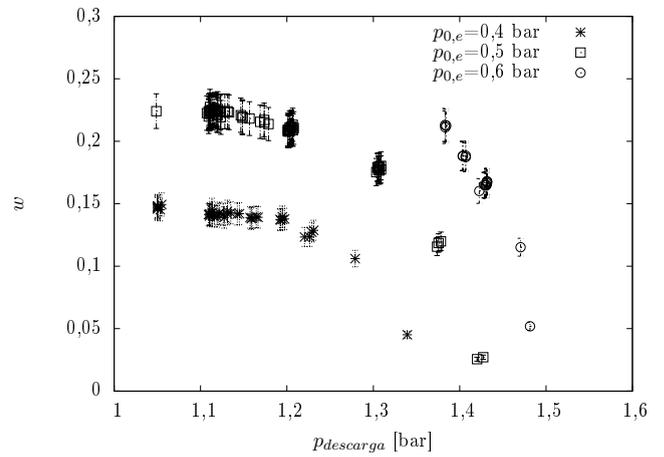


**Figura B12:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “2” y  $x_{st} = -22$  mm.

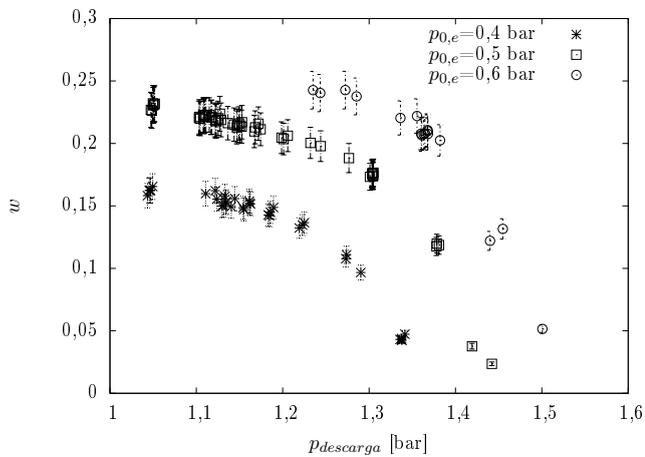
### Cámara de mezcla “3”:



**Figura B13:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “3” y  $x_{st} = -10$  mm.

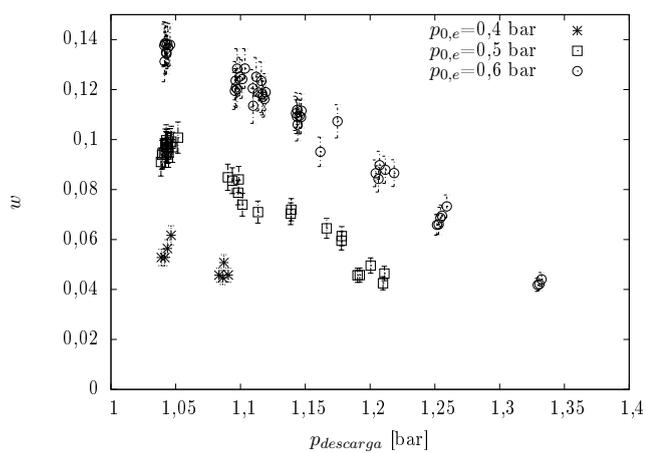


**Figura B14:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “3” y  $x_{st} = -14$  mm.

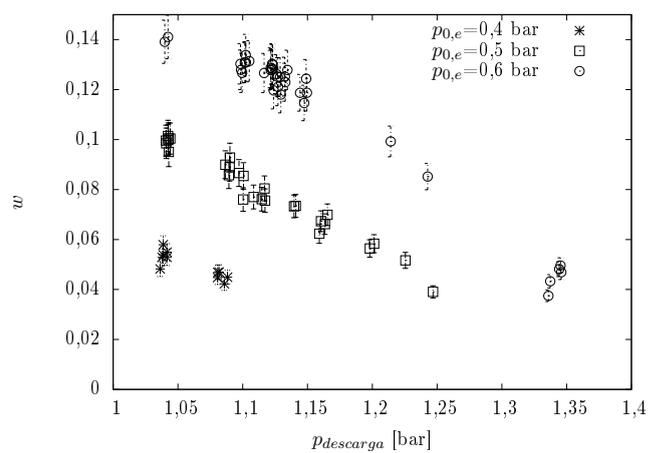


**Figura B15:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “3” y  $x_{st} = -18$  mm.

### Cámara de mezcla “4”:

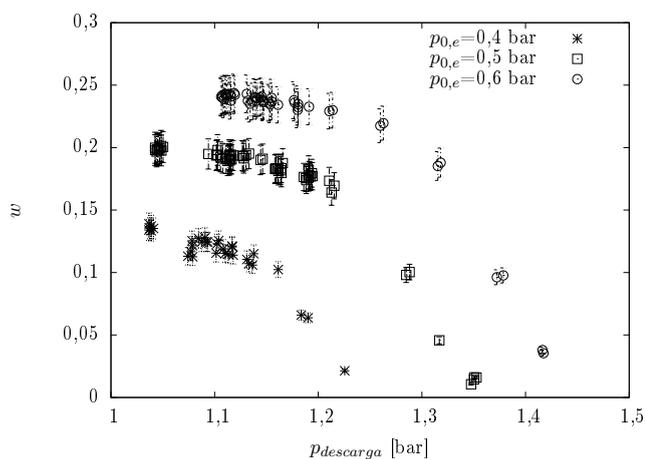


**Figura B16:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “4” y  $x_{st} = -10$  mm.



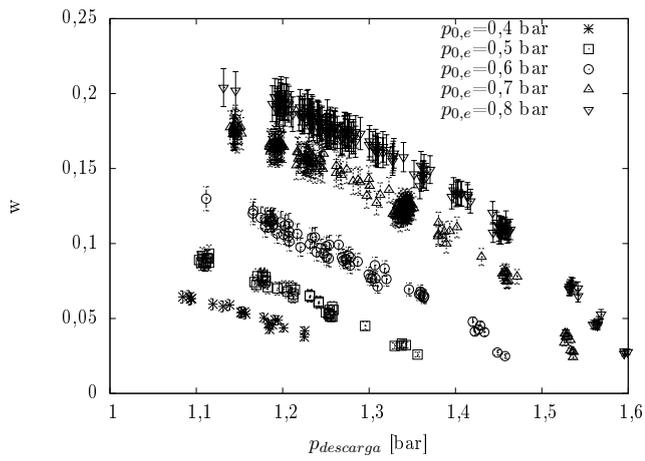
**Figura B17:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “4” y  $x_{st} = -18$  mm.

### Cámara de mezcla “5”:

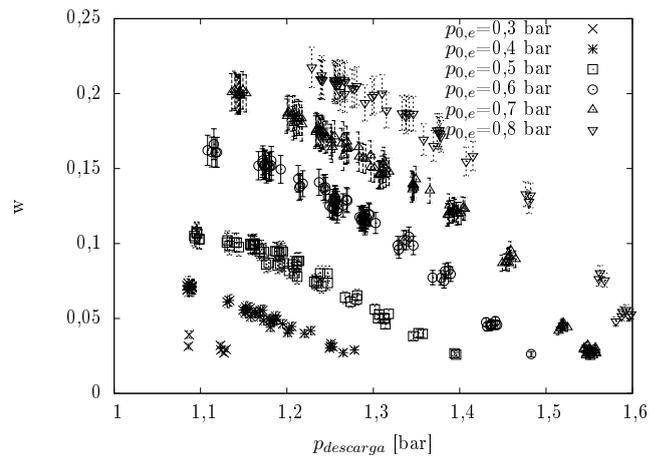


**Figura B18:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla “5” y  $x_{st} = -10$  mm.

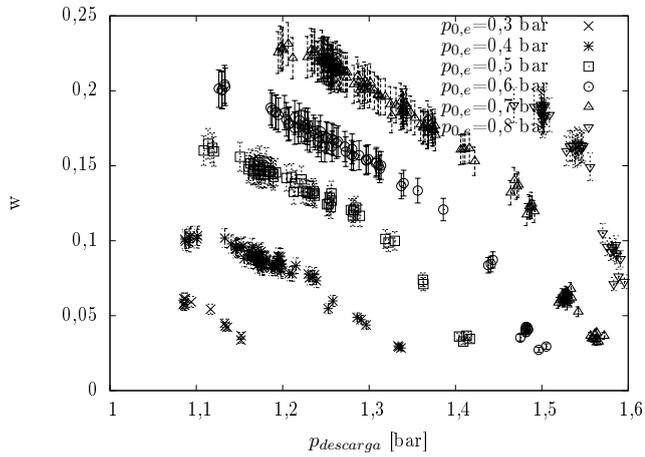
### Cámara de mezcla "6":



**Figura B19:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla "6" y  $x_{st} = -6$  mm.



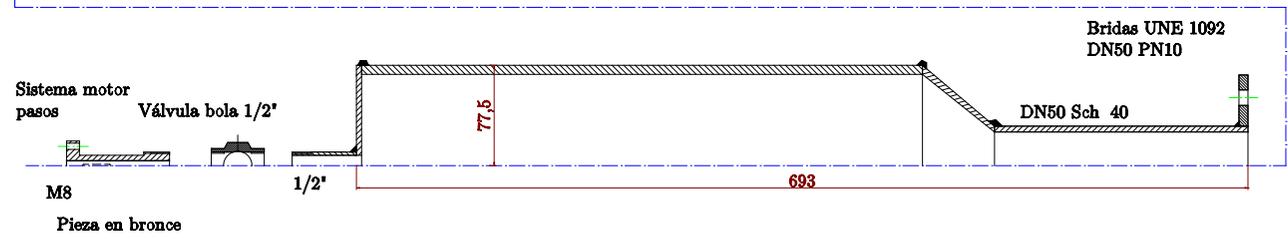
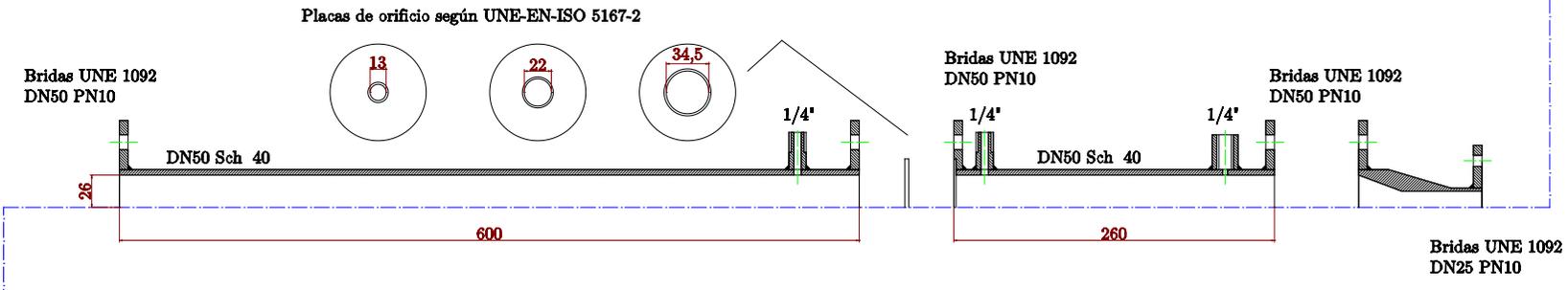
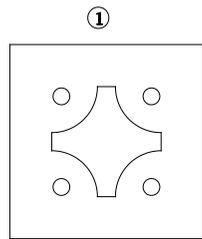
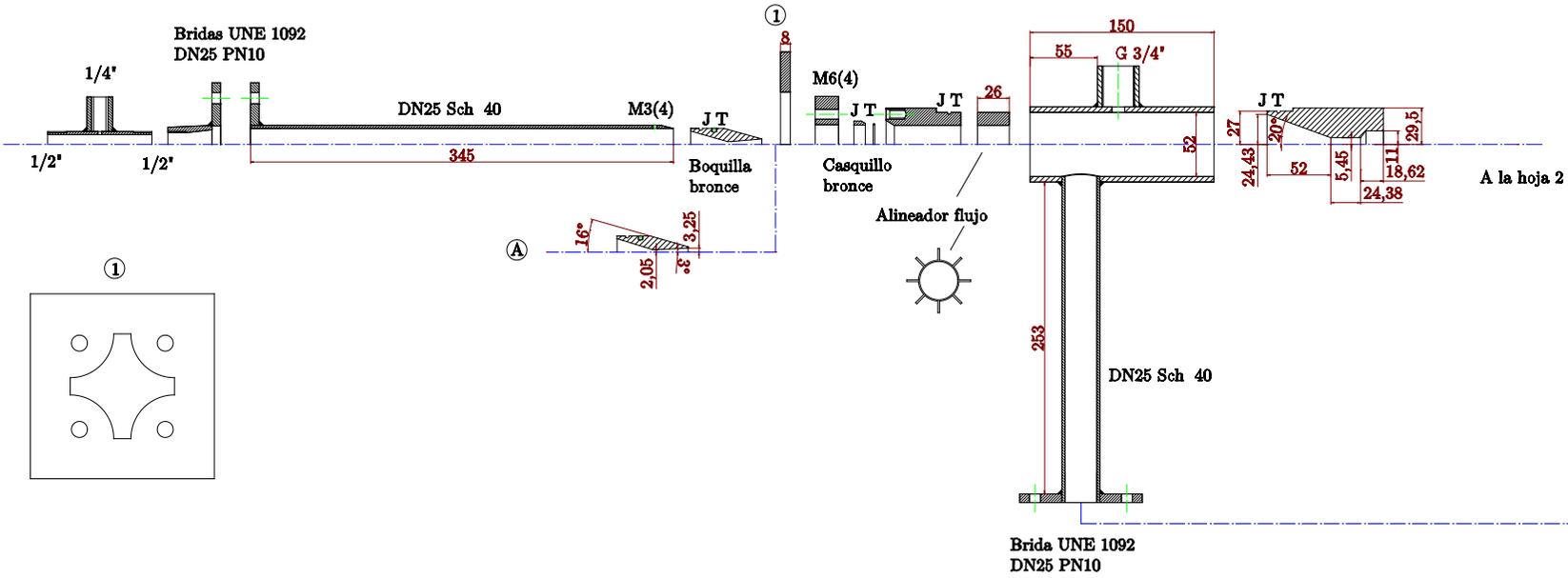
**Figura B20:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla "6" y  $x_{st} = -10$  mm.



**Figura B21:** Curvas de  $w$  frente a  $p_{descarga}$  para la cámara de mezcla "6" y  $x_{st} = -14$  mm.

# Planos

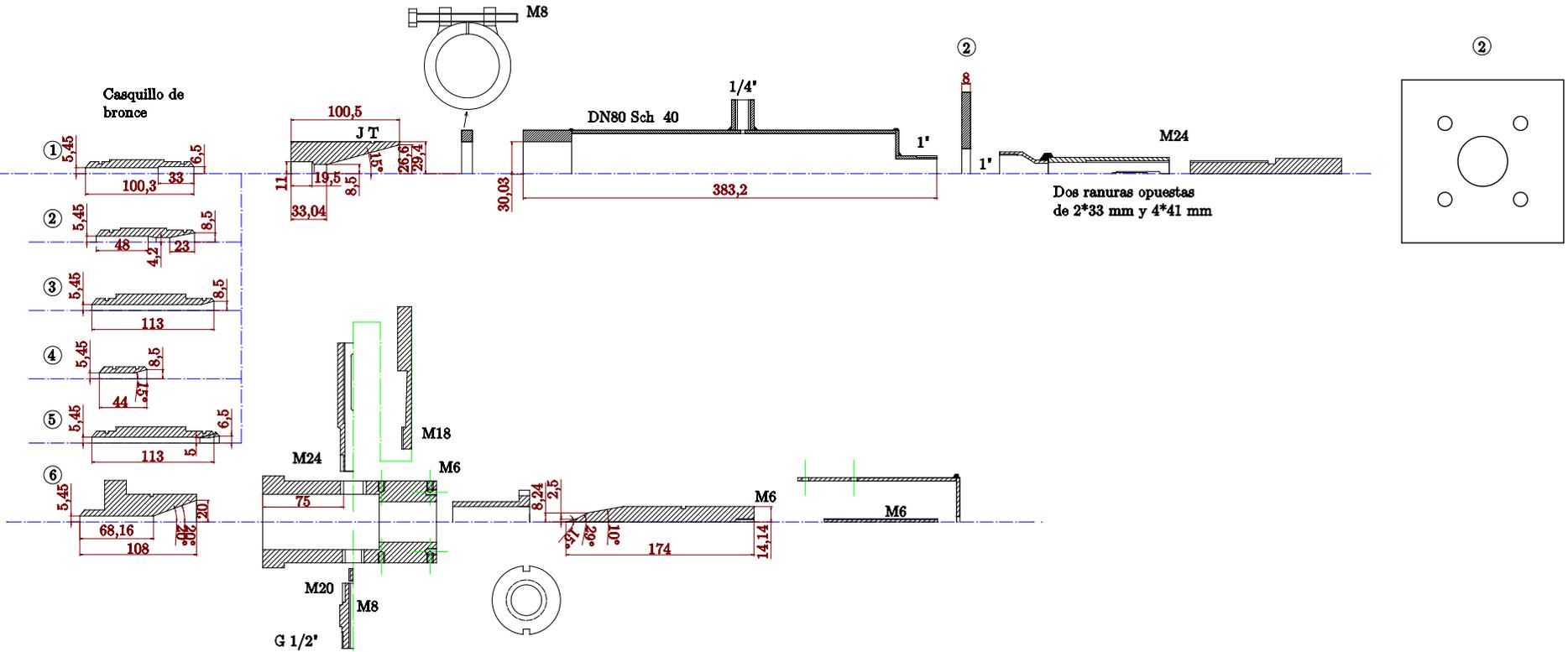
1. Diseño mecánico del eyector de aire.



TODAS LAS COTAS EN MM  
MATERIAL: ACERO BAJO C, EXCEPTO EXPLICITADO

Fecha	Nombre	 Departamento de Ingeniería Energética y Fluidomecánica			
Dibujado	03/01/12			Javier	
Comprob					
Aprobado					
Escala	Eyector de aire		Plano nº		
1/1	Montaje común		1		
Nº HOJAS			Sustituye a		
2			Sustituido por		

De la hoja 1



TODAS LAS COTAS EN MM  
MATERIAL: ACERO BAJO C, EXCEPTO EXPLICITADO

Fecha	Nombre	Departamento de Ingeniería Energética y Fluidomecánica	
Dibujado 03/01/12	Javier	 <b>UNIVERSIDADE DA CORUÑA</b>	
Comprob			
Aprobado			
Escala 1/1	<b>Eyector de aire</b> <b>Montaje común</b>		Plano nº 2
Nº HOJAS 2			Sustituye a
		Sustituido por	

# Fotos

Figura B22: Vista general de la instalación.

Figura B23: Detalle del sistema de adquisición de datos y del cableado.

Figura B24: Válvula empleada para el control de la presión de remanso de secundario, incorpora motor paso a paso y controlador.

Figura B25: Válvula manual para el control de la presión de descarga.

Figura B26: Detalle del mecanismo de cierre cónico del tubo portador de la tobera (vista vertical).

Figura B27: Detalle del mecanismo de cierre cónico del tubo portador de la tobera (vista horizontal).

Figura B28: Zona cónica de la cámara de mezcla junto con el alineador de flujo (vista vertical).

Figura B29: Zona cónica de la cámara de mezcla junto con el alineador de flujo (vista horizontal).

Figura B30: Vista de las cámaras de mezcla (de izquierda a derecha) "2", "3" y "4".

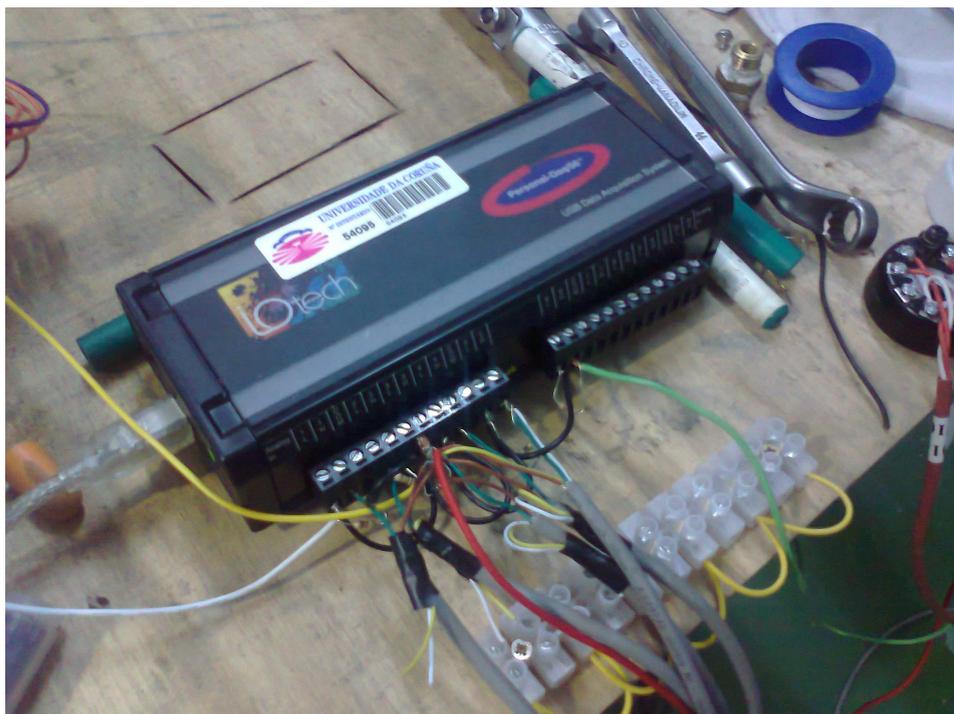
Figura B31: Detalle de elemento la cámara de mezcla "6".

Figura B32: Vista de la cámara de mezcla "6".

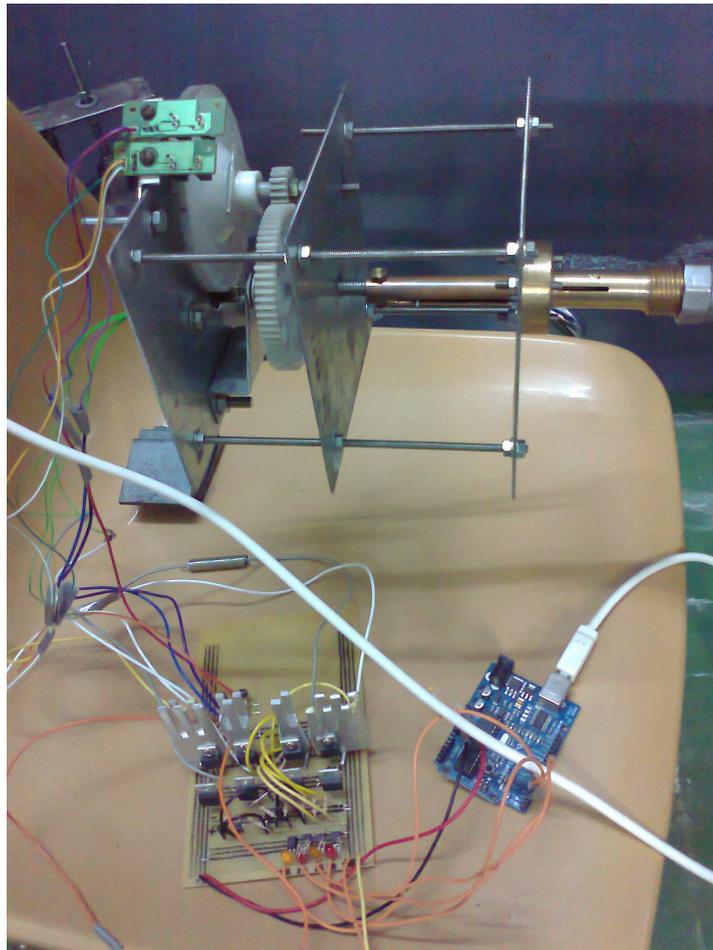
Figura B33: Vista del caudalímetro de presión diferencial de orificio.



**Figura B22:** Vista general de la instalación.



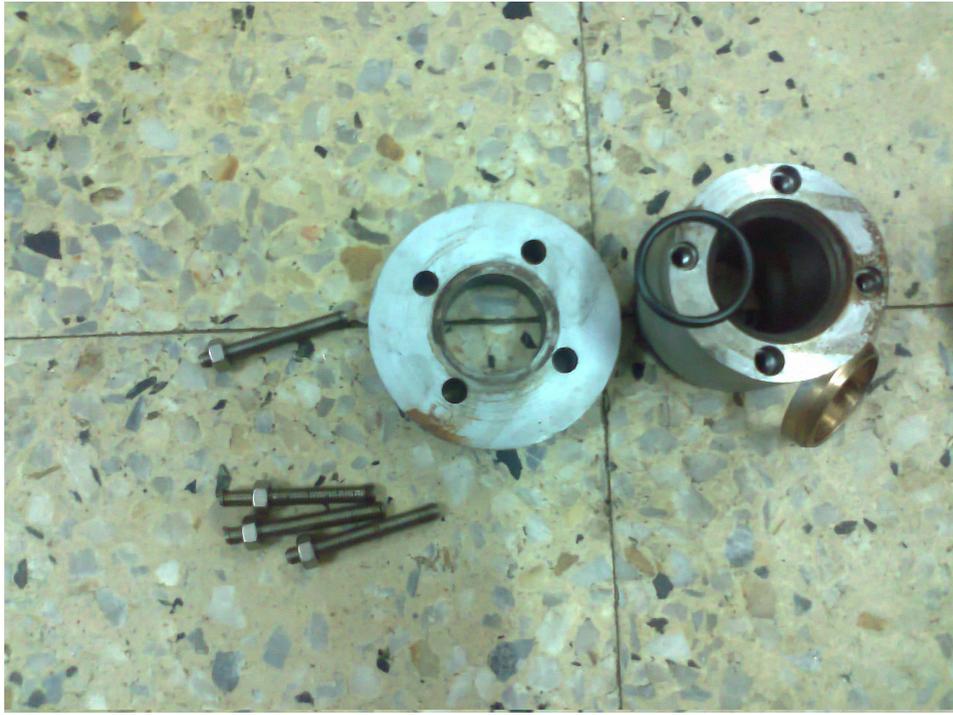
**Figura B23:** Detalle del sistema de adquisición de datos y del cableado.



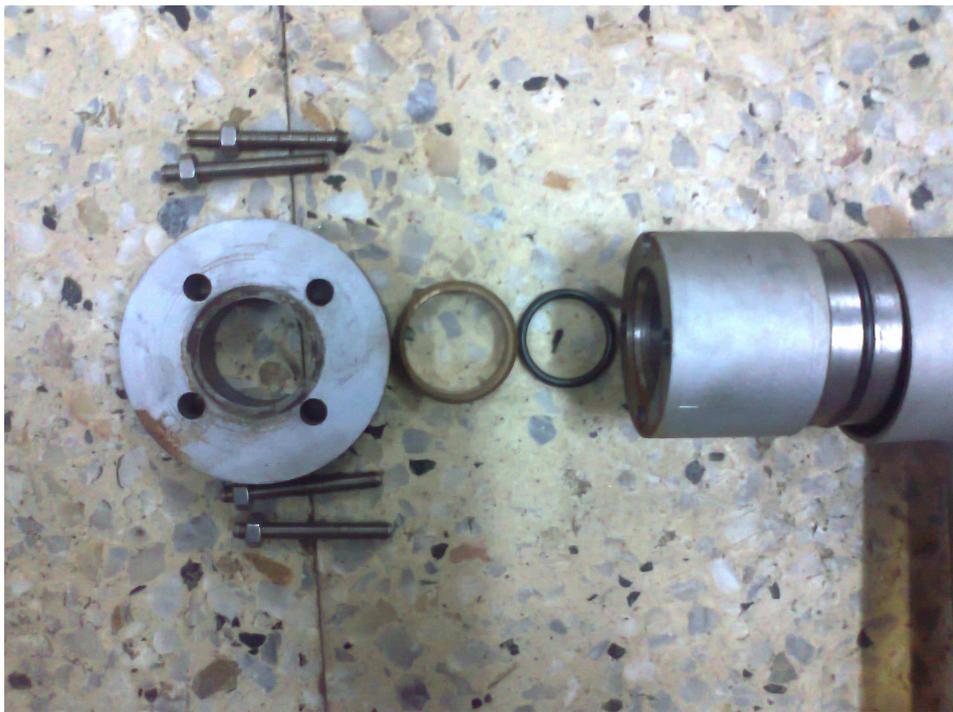
**Figura B24:** Válvula empleada para el control de la presión de remanso de secundario, incorpora motor paso a paso y controlador.



**Figura B25:** Válvula manual para el control de la presión de descarga.



**Figura B26:** Detalle del mecanismo de cierre cónico del tubo portador de la tobera (vista vertical).



**Figura B27:** Detalle del mecanismo de cierre cónico del tubo portador de la tobera (vista horizontal).



**Figura B28:** Zona cónica de la cámara de mezcla junto con el alineador de flujo (vista vertical).



**Figura B29:** Zona cónica de la cámara de mezcla junto con el alineador de flujo (vista horizontal).



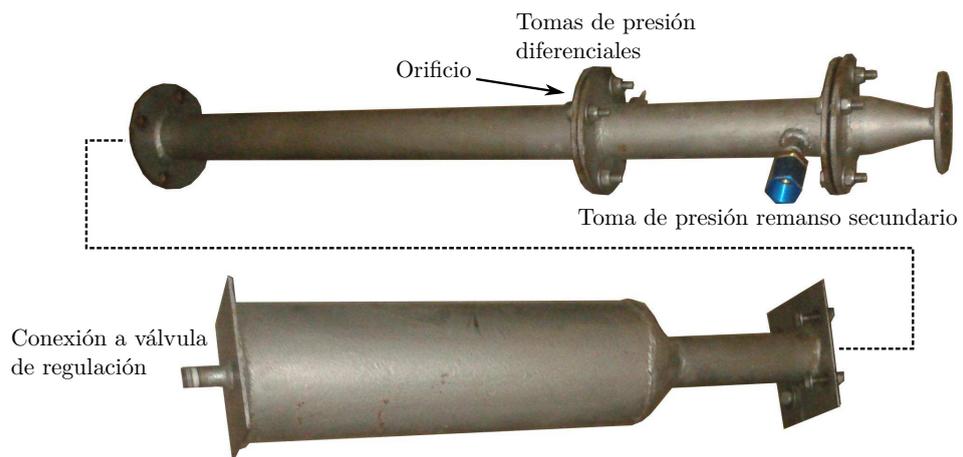
**Figura B30:** Vista de las cámaras de mezcla (de izquierda a derecha) “2”, “3” y “4”.



**Figura B31:** Detalle de elemento la cámara de mezcla “6”.



**Figura B32:** Vista de la cámara de mezcla "6".



**Figura B33:** Vista del caudalímetro de presión diferencial de orificio.

# ANEXO C

---

## EYECTOR DE REFRIGERANTE

---

En este anexo se detalla el proceso de diseño y fabricación de la instalación de refrigeración por eyección con R-134a, construida a propósito de complementar el desarrollo teórico llevado a cabo en el presente trabajo. Igualmente se muestran detalles sobre los resultados experimentales obtenidos.

### C.1. Premisas de diseño

Inicialmente el diseño de la instalación está circunscrito a una serie de condicionantes teóricos y prácticos que se han de formular en esta etapa preliminar. Quizás las tres cuestiones más inmediatas que surgen son:

1. Rango de condiciones de trabajo.
2. Elección del refrigerante.
3. Rango de potencias a instalar.

La respuesta encontrada para estos interrogantes se detalla, de forma argumentada, a continuación:

1. Rango de condiciones de trabajo. Tenemos en principio que definir tres rangos de temperaturas, para caldera, evaporador y condensador. Atendiendo a lo que fijamos en los objetivos, los intervalos de temperatura de las distintas fuentes de calor consideradas se pueden establecer como: para paneles solares convencionales se puede alcanzar fácilmente desde 60°C hasta un valor máximo de aproximadamente 90°C. Con colectores solares de tubos en vacío se pueden alcanzar temperaturas de hasta 300°C. Se encuentra que para el aprovechamiento de calores residuales en vehículos la temperatura varía entre 300-400 °C para gases de escape y 80-90 °C para agua de refrigeración y aceite. Para el aprovechamiento de calores residuales en la industria tanto el rango de temperaturas como la potencia disponible son ampliamente variables, por ejemplo:
  - 1.1. Sector naval: recurso de agua a 85°C, del orden de decenas de MW.
  - 1.2. Sector petrolero. Terminar de rellenar esto
  - 1.3. Industrias químicas.
  - 1.4. Madereras.

Obviamente cuanto mayor temperatura del foco caliente mayor rendimiento tendrá el ciclo de refrigeración. Para rangos de temperaturas elevados (200 °C en adelante) los ciclos de eyección difícilmente pueden competir con los de absorción (amoníaco-agua) de varias etapas y/o efectos. Únicamente con restricciones serias de espacio o peso podría plantearse algún tipo de equidad entre ambas tecnologías.

En cualquier caso, para eyectores trabajando a temperaturas elevadas, el agua sería el refrigerante de referencia en contraposición a los refrigerantes orgánicos comunes, que estarían la práctica totalidad en situación crítica. A parte de esto, se haría necesario más de una etapa, pues la relación de presiones entre caldera y condensador sería de algún orden de magnitud. Un montaje de varias etapas complica de inicio el tamaño, el montaje y el coste de la instalación, al mismo tiempo que no aporta mayor información sobre el funcionamiento del eyector que si únicamente empleásemos una única etapa.

Es por ello que nos decantamos por el empleo de un solo eyector y establecemos una temperatura superior de trabajo de la caldera en el orden de 90°C. Con ello queda cubierto el rango de paneles solares convencionales, rango inferior del sector automotriz y otras industrias que fundamentalmente emplean agua no presurizada para la refrigeración de procesos diversos, tal y como referimos anteriormente.

Tras estas consideraciones los tres rangos de temperaturas quedan definidos como:

1.1. Caldera: temperaturas de 55 °C a 90 °C.

Por las razones que se han expuesto con anterioridad se establece una temperatura máxima de 90 °C. La temperatura mínima es un tanto arbitraria y queda establecida en 55 °C.

1.2. Evaporador: temperaturas de 0 °C a 15 °C.

Para aplicaciones de climatización, independientemente del sistema, el evaporador no suele bajar de 0 °C, con valores máximos en torno a los 15 °C. El rango inferior de temperatura, en principio queda establecido en 0 °C, siendo este un valor que puede variar, pues se experimentará hasta la condición de evaporador que anulen el cociente de masas.

1.3. Condensador: temperaturas de 20 °C a 45 °C.

Las temperaturas escogidas en el condensador dependen en un caso real del método empleado y de la situación de la instalación. Según la norma [1], la temperatura exterior que es superada durante un 1 % de las horas de verano, para la ciudad más cálida (Sevilla) es 38,9 °C. En el lado opuesto (Vigo), aplicando el mismo criterio, la temperatura veraniega más suave es de 28,9 °C. Para poder simular tanto condensadores de aire, como evaporativos, se ha fijado el rango de temperaturas de condensación de 20 a 45 °C. Entra el tamaño de la enfriadora.

2. Elección del refrigerante. Dada la variedad de refrigerantes orgánicos y no orgánicos existentes en el mercado se hace necesario una primera evaluación de aquellas alternativas que siendo por un lado termodinámicamente eficientes, no presenten presiones extremadamente elevadas, niveles de toxicidad elevados, sean fácilmente inflamables o estén en fase de retirada progresiva del mercado (HCFC). La asociación "ASHRAE" (American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers) recoge en su Handbook [12] los refrigerantes comunes utilizados tanto a nivel comercial como industrial. Esta relación de refrigerantes, más el R-1234yf, aparece en la tabla C1, junto con la temperatura crítica, presión crítica, tipo de gas y otro tipo de indicaciones. De inicio se descartan los refrigerantes tipo CFC y HCFC por no presentar un suministro presente ó continuo en un futuro cercano. Un primer filtro queda condicionado por las condiciones en el generador, se evitará trabajar con fluido en condiciones supercríticas en el generador. Aunque esta condición pudiese parecer restrictiva, existen ciertas características del fluido supercrítico que no son aconsejables a los efectos de este proyecto, a saber:

2.1. La primera de ellas es la independencia de presión-temperatura, a diferencia de lo que ocurre en un régimen bifásico en el que ambas propiedades guardan una relación. Esto dificulta en gran medida el control del generador.

2.2. Desde un punto de vista de mecánica de fluidos compresibles, es difícil estudiar flujos supercríticos, en primer lugar debido a que las hipótesis de gas ideal no son válidas y en segundo lugar porque es probable que se forme fase líquida en la expansión a través de la tobera. Este último fenómeno es del todo indeseable ya que no existe ningún modelo probado que nos de la distribución en tamaño y campo de velocidades de las gotas formadas.

2.3. En general si observamos los fluidos cuya temperatura crítica reside en el rango de trabajo establecido para el generador, observamos presiones en torno o superiores a 40 bar. En general los distintos equipos están tarados a presiones máximas de 40 bar, por lo que el uso de estos refrigerantes exigiría el empleo de material no estándar para algunos componentes.

Un segundo filtro lo podríamos establecer obviando aquellos refrigerantes inflamables y tóxicos, por presentar riesgos operativos inherentes. Con estas consideraciones observamos que los únicos fluidos remanentes son el R-134a, R-1234yf, R-245fa y el agua.

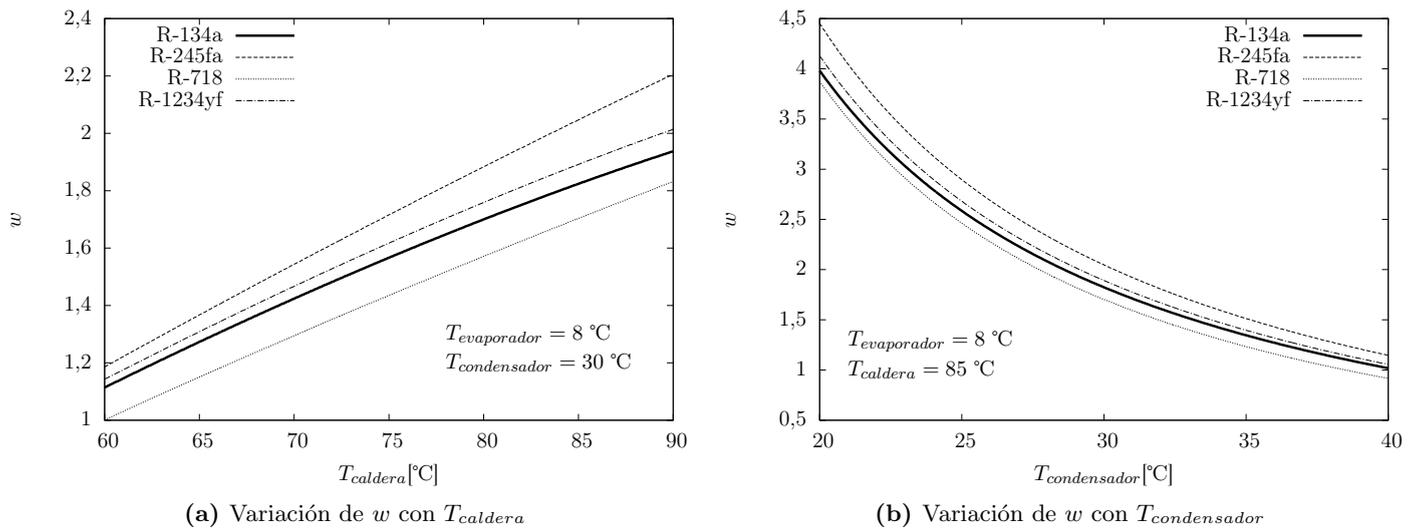
**Tabla C1:** Refrigerantes comunes, clasificación y temperatura y presión crítica , ASHRAE [12]

Refrigerante	Tipo	T <sub>crítica</sub> [°C]	P <sub>crítica</sub> [bar]	Otros
R-12	CFC	112	41	
R-22	HCFC	96,1	49,9	
R-23	HFC	26,1	48	
R-32	HFC	78,1	57,8	
R-123	HCFC	183,6	36,6	
R-124	HCFC	122,3	36,2	
R-125	HFC	66	36	
R-134a	HFC	101,6	40,6	
R-134a	HFC	101,6	40,6	
R-1234yf	HFO	94,7	33,8	
R-143a	HCFC	72,7	37,6	
R-152a	HFC	113,3	45,1	Inflamable
R-245fa	HFC	154	36,5	
R-404A	R-125/143a/134a (44/52/4)	72	37,3	
R-407C	R-32/125/134a (23/25/52)	86	46,3	
R-410A	R-32/125 (50/50)	71,4	49	
R-507A	R-125/143a (50/50)	70,6	37	
R-717 (Amoniaco)	Inorgánico	132	113	Tóxico
R-718 (Agua)	Inorgánico	373,9	220	
R-744 (CO <sub>2</sub> )	Inorgánico	30,9	73,7	
R-50 (Metano)	Hidrocarburo	-82,6	46	Inflamable
R-170 (Etano)	Hidrocarburo	32,8	48,7	Inflamable
R-290 (Propano)	Hidrocarburo	96,8	42,5	Inflamable
R-600 (Butano)	Hidrocarburo	151,9	37,9	Inflamable
R-600a (Isobutano)	Hidrocarburo	134,6	36,2	Inflamable
R-1150 (Etileno)	Hidrocarburo	9,2	50,4	Inflamable
R-1270 (Propileno)	Hidrocarburo	92,4	46,6	Inflamable
Refrigerante	Tipo	T <sub>crítica</sub> [°C]	P <sub>crítica</sub> [bar]	Otros

Para valorar el comportamiento termodinámico de los cuatro refrigerantes candidatos, se ha realizado el modelo turbina-compresor mostrado en el apartado 3.1.1. Se han realizado dos estudios, uno variando la temperatura de la caldera y manteniendo fijas las temperaturas de evaporador y condensador en 8 y 30 °C respectivamente. Otro, variando la temperatura del condensador, dejando las temperaturas de evaporador y caldera en 8 y 85 °C respectivamente.

En ambos casos se ha supuesto que las condiciones tanto a la salida de la caldera como del evaporador tienen un recalentamiento de 10 °C, siendo las temperaturas de saturación las indicadas con anterioridad.

Los resultados se pueden ver en las gráficas C1a y C1b (obtenidos mediante el software “EES” (Engineering Equation Solver)). En ellos observamos que de mayor a menor rendimiento, los cuatro refrigerantes candidatos quedan clasificados como R-245fa, R-1234yf, R-134a y agua.



**Figura C1:** Variación del cociente de masas mediante el modelo de turbina-compresor para distintos refrigerantes y condiciones de operación.

Tomando en cuenta otras consideraciones, como el coste y disponibilidad, obviamente el refrigerante más aventajado es el agua. Pero el alto vacío con el que hay que trabajar puede convertirse en un problema a la hora de la operación satisfactoria de la instalación. En el lado opuesto, está en R-1234yf, que desborda en precio al resto de refrigerantes. Además la temperatura crítica es la más reducida entre las opciones candidatas, situándose en  $94,7\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Es por ello que las opciones de referencia quedan fijadas en el R-245fa y el R-134a. El primero tiene varios argumentos a su favor, como temperatura crítica mucho más elevada ( $154^{\circ}\text{C}$  frente a  $101^{\circ}\text{C}$ ), rango de presiones inferior al R-134a, aunque únicamente ligeramente por debajo de la atmosférica en el evaporador. También, como hemos podido ver en las figuras C1, el R-245fa tiene mayor rendimiento termodinámico (este punto es discutible, en el sentido de si un refrigerante con mayor rendimiento mediante el método turbina-compresor, va a mantener la misma pauta de comportamiento en una instalación real).

Finalmente se decidió el empleo de R-134a, por la experiencia de trabajo existente con este refrigerante, disponibilidad del suministrador habitual y una posible revalorización del refrigerante una vez acabado el ámbito de duración del proyecto. No obstante se tomó cuidado de diseñar la instalación para el posible uso de otros refrigerante.

3. Rango de potencias a instalar. Desde un principio se decidió que tanto la caldera como el evaporador fuesen calentados eléctricamente. El motivo fue un control y medida preciso de potencias. Es lógico que a mayor potencia de instalación los costes crecen por aumentar el tamaño de todos los componentes y por el propio coste de la energía. Por el contrario, una instalación de dimensiones muy reducidas acarrea problemas de dificultad de mecanizado de los componentes del eyector y pérdidas de calor del orden de la energía útil.

Otra limitación es la potencia eléctrica contratada en las instalaciones donde se realizaron los experimentos, del orden de 40 kW.

Se decidió instalar una potencia eléctrica en la caldera entorno a los 10 kW, asegurándonos que este valor permitía la construcción de toberas de dimensiones razonables (gargantas en torno a 2 mm). Además, atendiendo a los valores para el  $COP$  obtenidos por otros autores, podremos obtener potencias de evaporador en torno a 3 kW, lo cual está en el rango de magnitud de split residenciales.

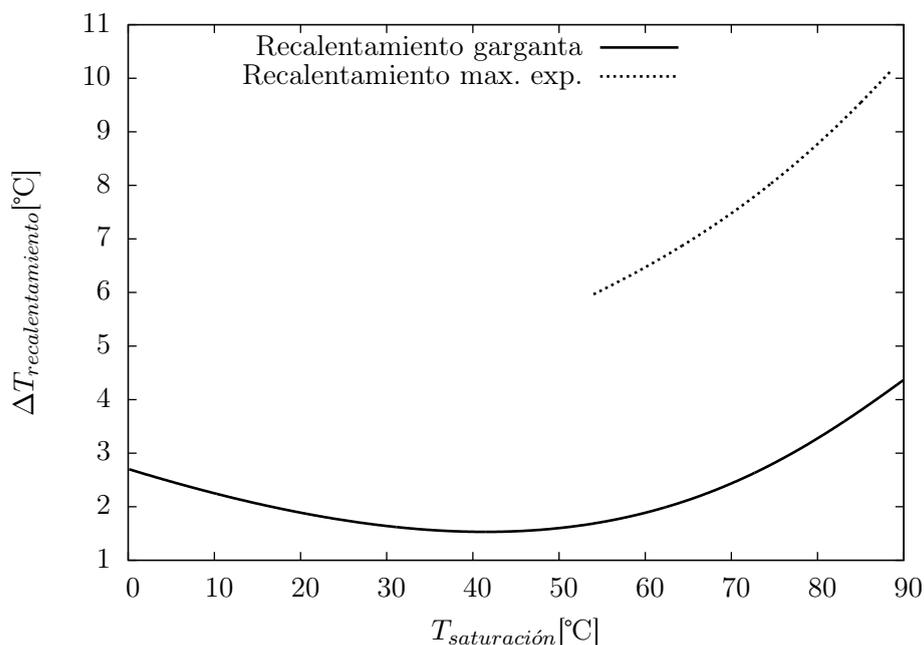
## C.2. Geometría del eyector

Los estudios paramétricos de forma experimental suelen ser cuantiosos tanto en tiempo como en capital. Debido a las constricciones existentes en ambas vertientes, hemos de estudiar únicamente las situaciones experimentales más representativas. Es por ello que el plan de actuación se fijó en el estudio de una única tobera con distintas cámaras de mezcla. En concreto fueron estudiadas tres cámaras de mezcla a área variable con distinta configuración geométrica, pero teniendo todas ellas el mismo diámetro de la zona de área constante. Igualmente el diseño mecánico permitía variar fácilmente la posición de la tobera en operación.

En esta etapa de diseño se fijarán las siguientes dimensiones:

1. Diámetro de la garganta.
2. Diámetro a la salida de la tobera.
3. Diámetro de la zona de área constante.

Dado que hemos elegido como refrigerante el R-134a, se ha de tener presente que este refrigerante tiene expansión húmeda, i.e. que podemos entrar en la zona de bifásico mediante la expansión isoentrópica de vapor, bien sea saturado o sobrecalentado. Numéricamente trabajar con mezcla de líquido-vapor es complicado, principalmente por la posible existencia de diferencia de velocidades entre fases, que hace que las propiedades no se relacionen linealmente con el título. Para evitar este problema se ha realizado el estudio de las temperaturas de recalentamiento mínimas para evitar la existencia de este fenómeno. Estos resultados se muestran en la figura C2 para el R-134a en dos situaciones distintas.



**Figura C2:** Recalentamiento mínimo para evitar bifásico en la garganta de la tobera.

La primera de ellas, referida como “Recalentamiento garganta”, se corresponde con la expansión isoentrópica en una garganta bloqueada, siendo la presión del fluido en el remanso la correspondiente a la saturación a la temperatura dada en el eje de abscisas. Esta situación viene a ser la expansión “mínima” que sufrirá el fluido primario. Al mismo tiempo es del orden de la expansión “máxima” que sufrirá el flujo secundario. Se ha incluido el rango de temperaturas de trabajo tanto de la caldera como del evaporador. Como vemos el comportamiento es un tanto curioso, existiendo un mínimo hacia 40 °C. Vemos que los valores extremos para el rango de trabajo de la caldera son inferiores a 5 °C y 3 °C para el caso del evaporador.

La segunda curva, correspondiente al título “Recalentamiento max. exp”, representa una expansión isoentrópica desde el remanso hasta una presión de 2,44 bar absolutos. La razón de esta curva estriba en que una vez pasada la garganta de la tobera, el flujo primario se sigue expandiendo hasta una presión que viene determinada por el flujo secundario. Cuando el eyector trabaja en régimen doblemente bloqueado, la presión mínima alcanzada por el flujo secundario se corresponde con la expansión del mismo desde el remanso hasta una garganta. Precisamente el valor de 2,44 bar se corresponde con el valor de presión en esta “garganta” cuando las condiciones de remanso del flujo secundario son: presión correspondiente a una temperatura de saturación de 10 °C y un recalentamiento de 10 °C. La situación que se ha querido replicar en esta curva es pues la más desfavorable, con objeto de evitar condensación de gotas para el caso de mayor expansión del flujo primario.

Los resultados se obtienen realizando un programa en C++ usando las propiedades para gases reales mostradas en la sección 3.4.5.

### C.2.1. Elección del diámetro de la garganta

Requisitos iniciales para el diseño:

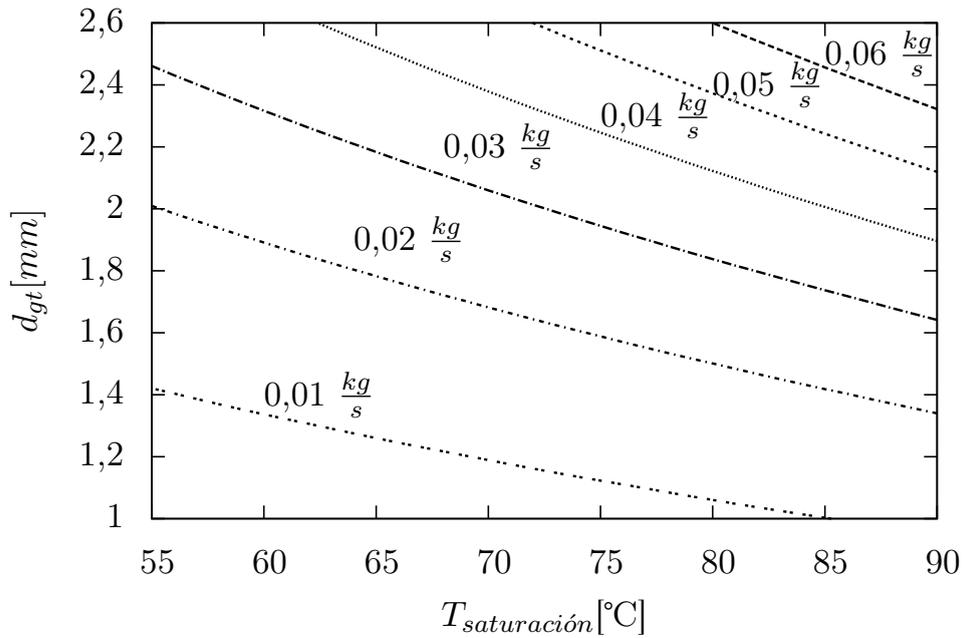
1. Diseño de la tobera de forma que tengamos un cierto margen de potencia de caldera. A medida que subimos la temperatura pasa más masa por la tobera, lo que por balance de energía supone más potencia de caldera. Si el diámetro de garganta de la tobera es muy grande no vamos a tener la suficiente potencia en la caldera como para mantener la presión.
2. Las condiciones de diseño que se toman para el eyector son 85 °C de caldera, 10 °C de evaporador y 30 °C de condensación.
3. Se procurará escoger un diámetro de tobera que sea mecanizable con brocas/fresas comerciales.

Para ayudarnos a elegir el diámetro de la garganta se han realizado las figuras C3 y C4.

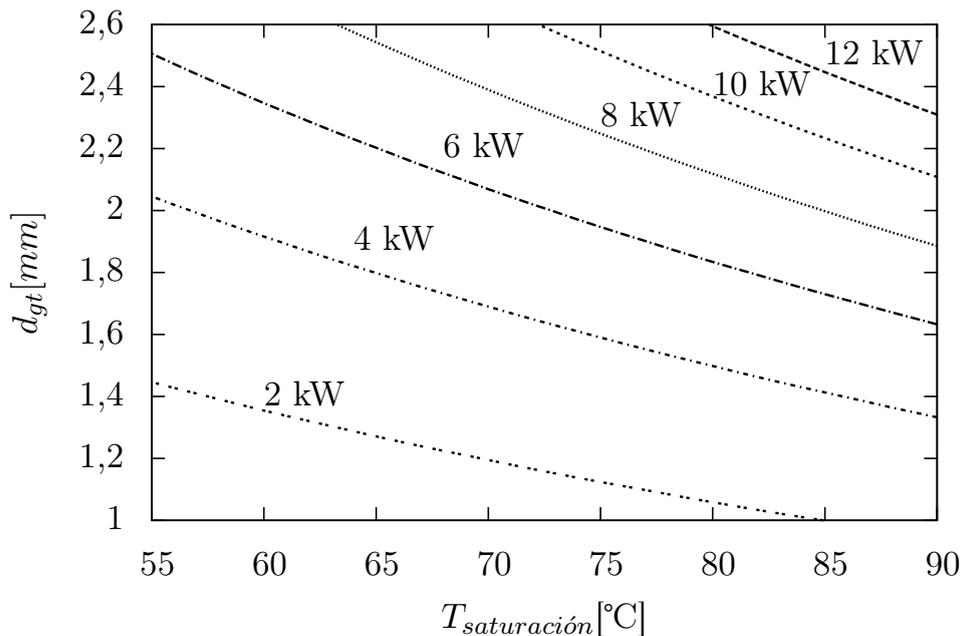
La figura C3 representa el flujo de masa a través de una garganta bloqueada conforme a la ecuación (97) para gas real. Las condiciones del refrigerante en el remanso son la presión correspondiente a la temperatura de saturación mostrada en el eje de abscisas, y el recalentamiento indicado por la figura C2 “Recalentamiento garganta”. Para estas condiciones de remanso y para el diámetro de garganta mostrado en el eje de ordenadas, ha sido calculado el caudal másico, cuyo resultado se muestra como un conjunto de líneas iso-caudal. Como era de esperar, aumentos tanto del diámetro de la garganta como de la temperatura provocan aumentos del flujo másico.

La figura C4 está obtenida en las mismas condiciones que la figura C3, pero en vez de representar caudal másico, se representa el flujo calor a suministrar a la caldera, supuesta ésta bien aislada, para poder transformar el correspondiente caudal másico desde líquido saturado a 25 °C a las condiciones de remanso referidas con anterioridad. En principio la temperatura de 25 °C se corresponde con la temperatura de condensación. Observamos que incrementos de esta temperatura reducen la potencia necesaria en la caldera, por lo que siendo conservadores se toma un valor relativamente bajo.

Para elegir el diámetro de la garganta con los criterios establecidos al principio de esta sección, es decir, una potencia en torno a 10 kW, observamos en la figura C4 que el mayor diámetro posible es en torno a 2,2 mm si queremos barrer todo el rango de temperaturas de caldera. Se decide hacer el diámetro de la garganta de 2 mm.



**Figura C3:** Flujo másico función de la temperatura de saturación de la caldera y diámetro de la tobera.



**Figura C4:** Calor de caldera función de la temperatura de saturación de la caldera y diámetro de la tobera.

### C.2.2. Elección del diámetro a la salida de la tobera, diámetro de la zona de área constante y ángulo de la cámara de mezcla

Para la elección de estos tres parámetros se ha realizado un estudio paramétrico usando el modelo mostrado en la sección 5, correspondiente a la solución lineal.

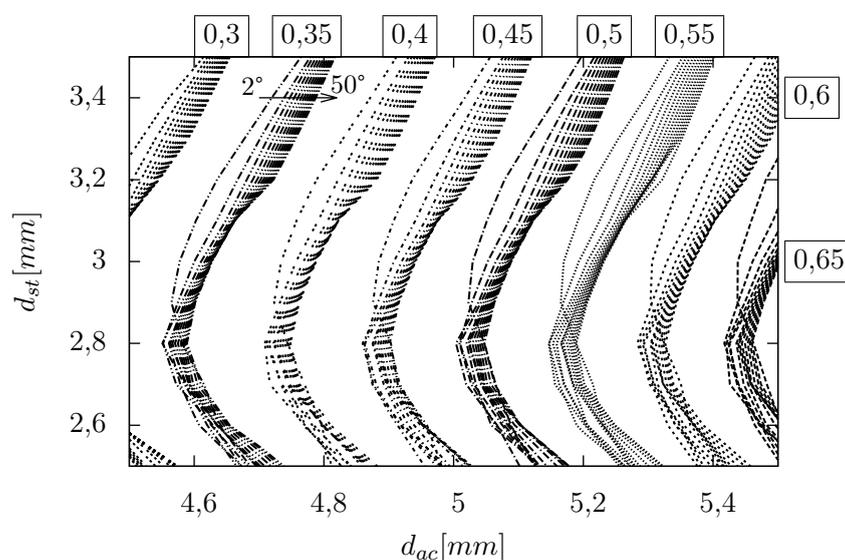
En las descripciones siguientes va a aparecer reiteradamente el concepto de presión crítica y  $T_{crítica}$  aplicadas al eyector. La variable " $T$ " quedó introducida en la sección V del texto principal como la temperatura de saturación para una presión dada. En este contexto, el punto crítico de funcionamiento del eyector queda definido por la transición entre el régimen doblemente bloqueado y aquellos otros en que el fluido secundario no está bloqueado. Este

comportamiento puede verse claramente en los gráficos  $w$  frente a presión de descarga, como ilustra la figura teórica 28 (pág. 36), ó la figura experimental C30 en este anexo. La “presión crítica” se corresponde con la presión de descarga en el punto crítico. La “ $\dot{T}_{crítica}$ ” se corresponde (ver Nomenclatura) a la temperatura de saturación para la presión crítica.

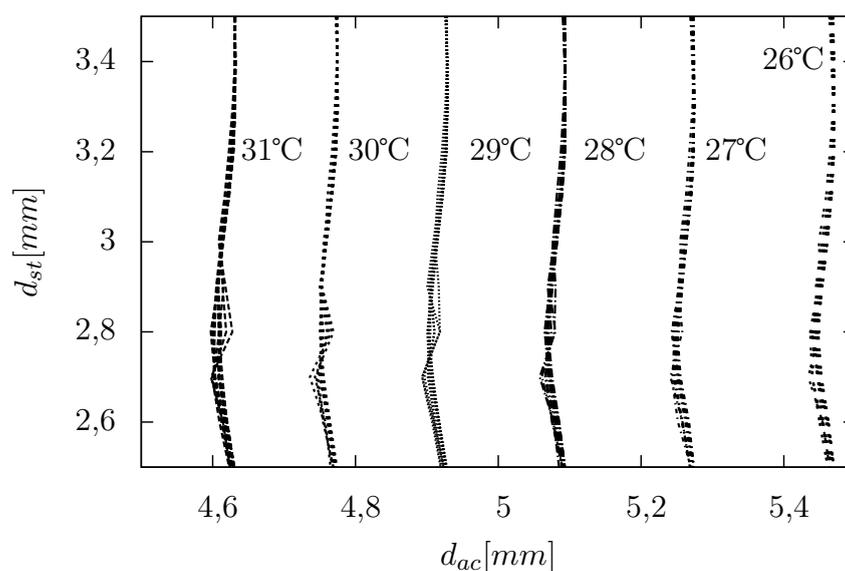
En el estudio paramétrico se han variado de forma sistemática el valor de las tres variables ( $d_{st}$ ,  $d_{ac}$  y ángulo de la cámara de mezcla), para poder representar con mapas de isolíneas el cociente de masas y  $\dot{T}_{crítica}$  de condensador. Esto nos ayudará a elegir la combinación más satisfactoria entre las variables.

Los rangos de variación de las tres variables han sido:

1. Ángulo de la zona de área variable (semicono): de 2 ° a 50 °, paso de 4 °.
2. Diámetro a la salida de la tobera ( $d_{st}$ ): de 2,5 a 3,5 mm, paso de 0,1 mm.
3. Diámetro en la zona de área constante ( $d_{ac}$ ): de 4,5 a 5,5 mm, paso de 0,1 mm.



**Figura C5:** Curvas de igual  $w$  (valores recuadrados) función de  $d_{st}$  y  $d_{ac}$  para valores del ángulo de inclinación de la zona de área variable de 2° a 50°, según el modelo presentado en la sección 5.



**Figura C6:** Curvas de igual  $\dot{T}_{crítica}$  de condensación función de  $d_{st}$  y  $d_{ac}$  para valores del ángulo de inclinación de la zona de área variable de 2° a 50°, según el modelo presentado en la sección 5.

En las figuras C5 y C6 se muestran los resultados obtenidos del estudio paramétrico. Las condiciones en el remanso para fluido primario y secundario son:

1.  $p_{0,m}$  → presión de saturación correspondiente a una temperatura de 85 °C.
2.  $T_{0,m}$  → 85+15 °C de sobrecalentamiento.
3.  $p_{0,e}$  → presión de saturación correspondiente a una temperatura de 10 °C.
4.  $T_{0,e}$  → 10+15 °C de sobrecalentamiento.

Los parámetros internos que utiliza el modelo se han tomado según las directrices estudiadas en la sección 5.4. En cuanto la posición de descarga de la tobera, se ha variado la posición desde -15 mm a 0 mm, de 1 mm en 1 mm, escogiéndose la posición en que el cociente de masas es máximo.

En la figura C5 se muestran curvas de igual cociente de masas. El hecho de que para cada valor del cociente masas haya distintas líneas es debido a que cada una de ellas representa el valor de  $w$  para los distintos ángulos (semiángulo del vértice del cono) de la zona de área variable. En las curvas cuyo cociente de masas es 0,35 se ha pintado la orientación de ángulos creciente. Observar que la mayor variación en el cociente de masas se da para el ángulo más reducido de 2°.

Se pueden obtener las siguientes conclusiones:

1. Como era de esperar el cociente de masas crece a medida que crece el área de sección constante. El lado negativo, como se puede ver en la figura C6, es que la  $\dot{T}_{crítica}$  disminuye al aumentar  $d_{ac}$ .
2. El valor del ángulo del vértice del cono tiene poca influencia en el cociente de masas.
3. Dado un diámetro de la sección de área constante, el cociente de áreas máximo se da para un valor del diámetro a la salida de la tobera de 2,8 mm. Tal y como se argumentó en el desarrollo del modelo lineal, y luego en la corrección realizada en el modelo no lineal, los datos obtenidos por el modelo serán tanto más realistas en la medida en que la tobera está adaptada. Para comprobar la diferencia de presiones entre el fluido primario y el secundario en la sección “salida de la tobera”, se han anotado, como se ilustra en la tabla C2, las presiones del fluido primario en esta sección para los distintos valores del diámetro. La presión del secundario es más difícil de anotar, pues varía para cada posición de la tobera y para cada valor del ángulo. No obstante, al comprobarse que la posición de descarga que produce el mayor  $w$  está, igual que para el modelo de Huang, entre una y dos veces el diámetro de la zona de área constante, que, para esta posición de la tobera y para valores un poco elevados de ángulo de la zona de área variable, el área de paso de secundario en la sección “st” es grande en relación a “sc”, podemos concluir que la presión del secundario en la sección “st” es aproximadamente la del remanso. La presión de remanso de secundario es  $p_{0,e} = 4,14$  bar. Recordemos que el diámetro de la garganta fue fijado en 2 mm.

**Tabla C2:** Presión a la salida de la tobera para el flujo primario.

$d_{st}$ [mm]	$p_{st,m}$ [bar]	$d_{st}$ [mm]	$p_{st,m}$ [bar]
2,5	6,65	3,1	3,52
2,6	5,89	3,2	3,22
2,7	5,25	3,3	2,96
2,8	4,72	3,4	2,72
2,9	4,26	3,5	2,51
3,0	3,86		

Vemos que la tobera estaría adaptada con un diámetro de salida comprendido entre 2,9 y 3,0 mm, mientras que el mayor cociente de masas se obtiene para diámetros de aproximadamente 2,8 mm. Es decir, que para el óptimo del cociente de masas la tobera está ligeramente sub-expandida (ver figura 63, página 78).

En la figura C6 se muestran curvas de igual  $\dot{T}_{crítica}$ . Al igual que para la figura anterior, para cada valor de la temperatura existen distintas líneas representando cada una de ellas la  $\dot{T}_{crítica}$  para los distintos ángulos de la zona de área variable. Podemos obtener las siguientes conclusiones:

1. Como era de esperar, la  $\dot{T}_{crítica}$  disminuye al aumentar el diámetro de la zona de área constante. Ello es debido a que existe más área para el paso de fluido secundario, lo que hace que aumente  $w$ . Como la energía disponible para comprimir el secundario hasta la presión de descarga no varía, al aumentar  $w$  tiene que disminuir la presión de descarga.
2. El valor del ángulo del vértice del cono tiene poca influencia en la  $\dot{T}_{crítica}$ , menos incluso que para el cociente de masas.
3. La  $\dot{T}_{crítica}$  es aproximadamente independiente del diámetro de la salida de la tobera.

Finalmente se decidió mecanizar una única tobera con tres cámaras de mezcla, estando los parámetros geométricos detallados en la tabla C3. Con esta configuración se pretende conseguir un cociente de masas cercano a 0,4 en las condiciones establecidas de 85 °C de caldera, 10 °C de evaporador y 30 °C de condensación.

**Tabla C3:** Datos geométricos finales de las cámaras de mezcla

Tobera	$d_{gt}$ $d_{st}$	2 mm 2,9 mm
Cámara Mezcla "A"	$d_{ac}$ Semiángulo	4,8 mm 30°
Cámara Mezcla "B"	$d_{ac}$ Semiángulo	4,8 mm 1,15°
Cámara Mezcla "C"	$d_{ac}$ Semiángulo	4,8 mm 90°

La elección de estas geometrías se corresponde con los siguientes propósitos:

1. Cámara de mezcla "A" (pieza número 14 en el plano): este podría ser un diseño "común" en el sentido que es lo experimentado por otros autores, una cámara de mezcla cónica con un semiángulo intermedio (30 °), una zona de área constante algo superior a 10 veces el diámetro, y un difusor cónico con un ángulo de ángulo reducido. El difusor se realiza de dos piezas, la primera de ellas con un ángulo total de 5,7 °, desde los 4,8 mm hasta un diámetro de 10 mm. La segunda de parte con un ángulo total de 10°, aumenta el diámetro hasta los 20 mm.
2. Cámara de mezcla "B" (pieza número 15 en el plano): este diseño pretende examinar la teoría de Munday y Bagster[79] de recompresión supersónica en la cámara de mezcla. Es por ello que se proyecta una cámara de mezcla cónica con un ángulo reducido (2,85° de semiángulo). Además el estudio se complementa con tomas de presión a lo largo de la pared cada 4 mm. El diámetro de estas tomas es 1 mm. Para poder alojar las 21 tomas, en las posiciones que se muestran en el plano "Eyector R-134a", éstas se dispusieron de forma helicoidal, con un desfase de 90° entre tomas contiguas. El difusor es igual que el empleado en la cámara de mezcla "A".

3. Cámara de mezcla “C” (pieza número 16 en el plano): en este diseño se busca comprobar las teorías formuladas por L. Addy y recogidas por Ginoux [41]. Según este autor la recompresión supersónica propuesta por Munday y Bagster se puede dar igualmente con un salto abrupto en vez de con una transición suave. Es por ello que el eyector se mecaniza con dos zonas cilíndricas, una de 5,5 mm y 40 mm de longitud, y otra de 4,8 mm y 45 mm de longitud. La elección del diámetro de 5,5 mm guarda alguna relación con el diseño de túneles de viento de dos gargantas. Los cálculos e hipótesis correspondientes se realizarán en el análisis de resultados. El difusor es igual que el empleado en la cámara de mezcla “A”.

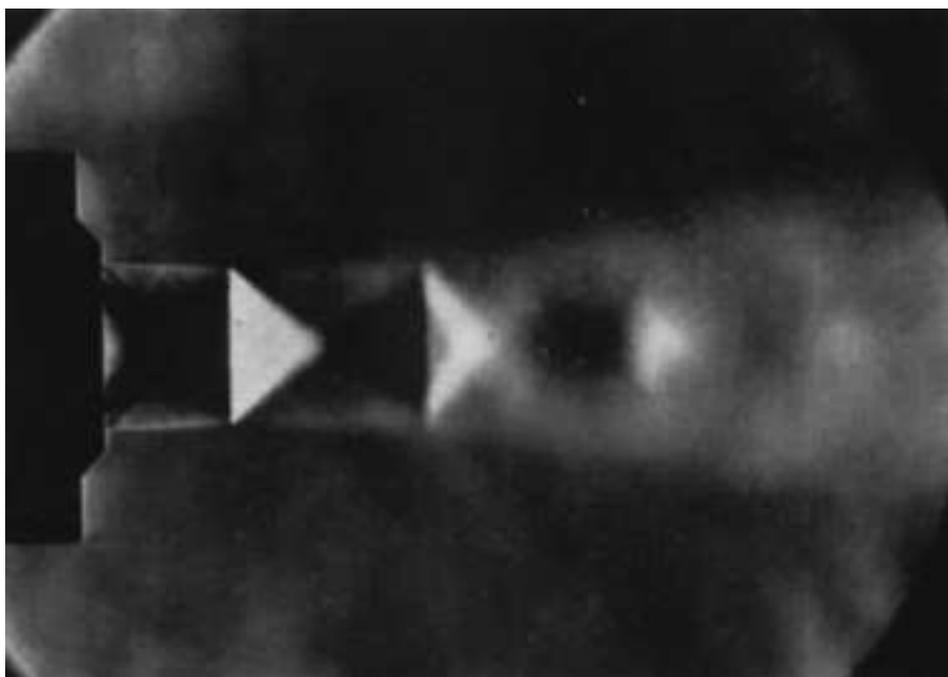
### C.2.3. Geometría de la tobera

La geometría de la tobera, aunque ampliamente estudiada para túneles de viento y aplicaciones aeronáuticas, ha sido poco o nada tratada para aplicaciones de refrigeración. De hecho en todos los artículos mostrados en la revisión bibliográfica, ninguno trata de forma exhaustiva este particular, siendo en muchos de ellos omitido, p.e. Huang [54], y en los que es citado se admite como geometría un cono, p.e. Yapici [125].

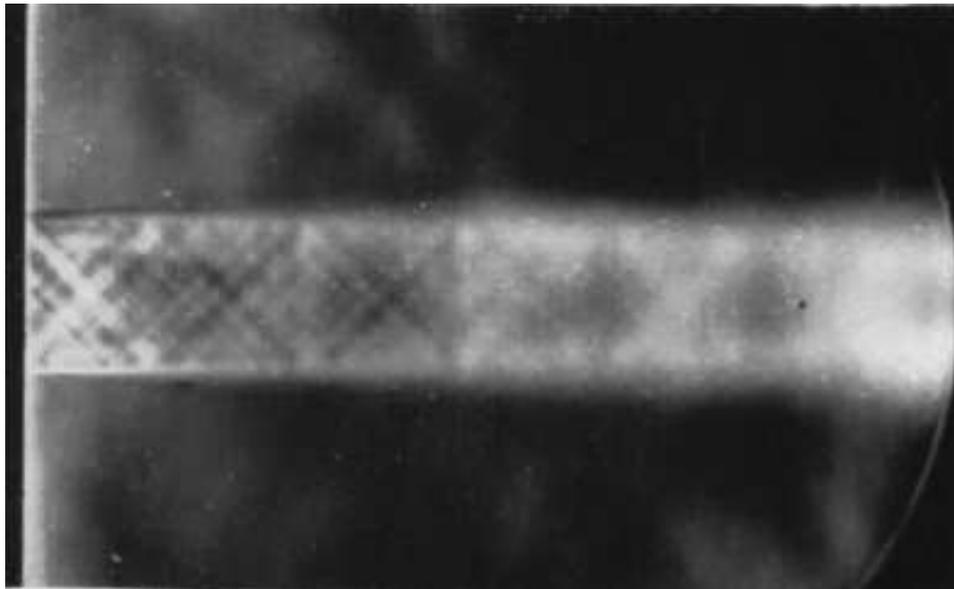
Para examinar el efecto de la geometría de la tobera hay que recurrir a datos experimentales. Afortunadamente hay un problema de interés en el estudio de la capa límite que es aprovechable para nuestros intereses. Este problema es el estudio de chorros libres (“free jets”), en el que el objetivo es analizar la evolución de un chorro, bien axilsimétrico o rectangular, en un ambiente de presión constante y en reposo. Para que el estudio sea significativo, ha de tenerse un flujo paralelo supersónico a la salida de la tobera, ya que sino las alteraciones de las ondas de choque con la frontera alterarían la formulación del problema.

Abramovich (1963) [6] hace una recopilación de artículos publicados desde los años 40, en donde resuelve el problema de la capa límite para un chorro libre axilsimétrico y supersónico, con la hipótesis de gas ideal y flujo inicial uniforme. El problema se resuelve mediante la hipótesis de similitud de perfiles de velocidad a lo largo de la coordenada radial.

Johannsen [56] y [57] realiza estudios experimentales para obtener la vorticidad y perfil de velocidades para distintos radios y distintas posiciones longitudinales en un chorro axilsimétrico de aire cuyo Mach a la salida de la tobera es 1,4.



**Figura C7:** Visualización mediante técnica Schlieren del flujo a la salida de una tobera diseñada mediante el método de Foelsch según Johannesen [56].



**Figura C8:** Visualización mediante técnica Schlieren del flujo a la salida de una tobera diseñada mediante el método de Clippinger según Johannesen [56].

Tal y como detalla el autor, fue difícil conseguir un flujo uniforme a la salida de la tobera. Éstas fueron diseñadas empleando dos métodos, el de “Foelsch” [37] y el de “Clippinger” [24], siendo el flujo visualizado para cada tobera por la técnica Schlieren. Únicamente mediante el segundo procedimiento se obtuvieron resultados satisfactorios, tal y como se puede observar en las figuras C7 y C8, en donde se muestra el flujo de una tobera diseñada mediante el método de “Foelsch” y “Clippinger” respectivamente.

Las toberas empleadas por Johannesen tienen, según nuestro contexto, un garganta grande en torno a los 25 mm. Para mecanizados interiores de estas medidas puede utilizarse perfectamente el torno. No obstante, para ambas toberas Johannesen comprueba que la presión en la línea central a la salida de la tobera es similar a la obtenida asimilando una expansión isoentrópica. La complicación viene cuando se quiere hacer un mecanizado interno con un perfil determinado siendo el diámetro de pocos milímetros. Este problema no solo ha surgido en el presente trabajo, sino que otros autores anteriores ya lo padecieron en sus experimentos. Quizás la forma más ingeniosa de resolver el problema sea la propuesta en la tesis de Moore [78], centrada en el estudio de la capa límite supersónica de un chorro libre para distintos gases distintos del aire. La forma en que resolvió el problema fue mediante la electrodeposición. Este proceso consiste primero en torneado en aluminio un negativo de la tobera, que al ser un torneado exterior se puede hacer con gran precisión. Posteriormente se somete la tobera a un baño de electrodeposición de níquel. El proceso dura varias semanas hasta que se alcanza el espesor requerido. Posteriormente se sumerge la tobera en un medio ácido, el cual disuelve el aluminio dejando únicamente la tobera en níquel. Este proceso, es quizás para toberas pequeñas, lo más preciso que se pueda fabricar, con el contratiempo de largos tiempos de electrodeposición para conseguir un espesor de pared aceptable.

En nuestro caso se decidió, en una primera etapa, mecanizar la tobera en forma de cono mediante el empleo de un escariador cónico. Se encontró que la empresa fabricante de útiles herramienta Celesa suministraba escariadores cónicos con conicidad 5 % (2,86° de ángulo total del cono), de 2 mm de diámetro mínimo y 4 mm de diámetro máximo. La parte subsónica se mecaniza mediante otro escariador cónico, éste de conicidad 10 % (5,7° de ángulo total del cono). La tobera se ajusta a 2 mm mediante un escariador cilíndrico. El material elegido para la tobera es latón. El plano “Ejector R-134a” se muestra un corte longitudinal de la tobera con las medidas acotadas.

### C.3. Diseño mecánico del eyector

Para el diseño del eyector se ha procurado una configuración que permita un desmontaje rápido y cambio sencillo de las distintas piezas del mismo. La configuración que se consideró que mejor cumplía nuestros propósitos puede verse en la figura C9, en la que el eyector aparece montado en su bancada. En el plano “Eyector R-134a” queda detallado el diseño de todos los elementos que forman el eyector. Al final de este anexo existe una colección de fotos de distintas piezas que conforman el eyector.

Las siguientes consideraciones son necesarias:

1. El cuerpo del eyector fue fabricado en acero F-212 de fácil mecanización. Elementos varios fueron fabricados en otros materiales tal y como se detalla en el plano “Eyector R-134a”.
2. La posición de la tobera se mueve con una ruleta conectada a un tornillo de rosca G3/8, que a su vez empuja un vástago donde va instalada la tobera. Dado que la rosca gas de G3/8 tiene 19 hilos por pulgada y que la ruleta está dividida en 24 partes (15 ° de giro), la resolución en la posición axial de la tobera es  $\frac{25,4 \text{ mm}}{19 \cdot 24} = 0,055 \text{ mm}$ .

La posición de la tobera en mm se calcula como:

$$\text{Posición tobera} = -\frac{\text{Ángulo}}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{25,4}{19} + \Theta \text{ [mm]} \quad (\text{C1})$$

En donde:

Ángulo=ángulo girado en radianes desde que la tobera hace tope con la cámara de mezcla.  $\Theta$ =factor que depende de cada cámara de mezcla, el cual considera que la tobera no hace tope en  $x=0$  (correspondiente al comienzo de la zona de área constante, positivo aguas abajo), si no unos milímetros aguas abajo. El valor de este factor para las distintas cámaras de mezcla es:

$$\Theta_{\text{“A”}} = 1,10 \text{ mm}; \quad \Theta_{\text{“B”}} = 2,31 \text{ [-40] mm}; \quad \Theta_{\text{“C”}} = 2,06 \text{ [-40] mm}$$

Es necesario hacer una apreciación respecto a la situación de la sección “ $x=0$ ”. Ésta quedó definida en el comienzo de este trabajo (ver figura 2, pág. 10) como la sección en que empieza la zona de área constante. Esta definición puede tener matizaciones a la hora de ser aplicada a diseños concretos. A efectos de este Anexo, la posición “ $x=0$ ” para las tres cámaras de mezcla queda establecida según se indica en la figura C10.

Así para la cámara de mezcla “A”, la sección “ $x=0$ ”, está conforme a la definición original.

Insistir que esta definición será de aplicación en lo sucesivo.

3. La estanqueidad del eyector tanto en partes fijas como en móviles se consigue mediante juntas tóricas, a excepción de las conexiones embridadas con la instalación, en donde la estanqueidad se consigue con junta de cartón tipo “Klingersil C-4400”.
4. Las juntas tóricas son de NBR. El diseño de juntas tóricas se ha llevado a cabo conforme a la guía “Dichtomatik o-ring Handbook”, disponible en [28].
5. El acople del eyector a la instalación se realiza mediante bridas de los siguientes tamaños:
  - 5.1. Acople alta presión: 3/4”.
  - 5.2. Acople baja presión: 3/4”.
  - 5.3. Acople condensador: 1 1/4”.

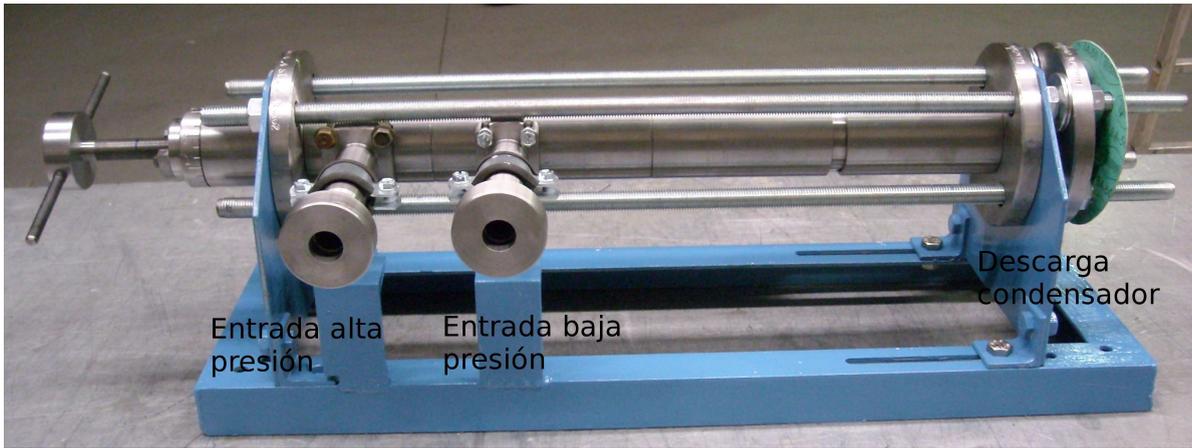


Figura C9: Ejector montado con la cámara de mezcla "A".

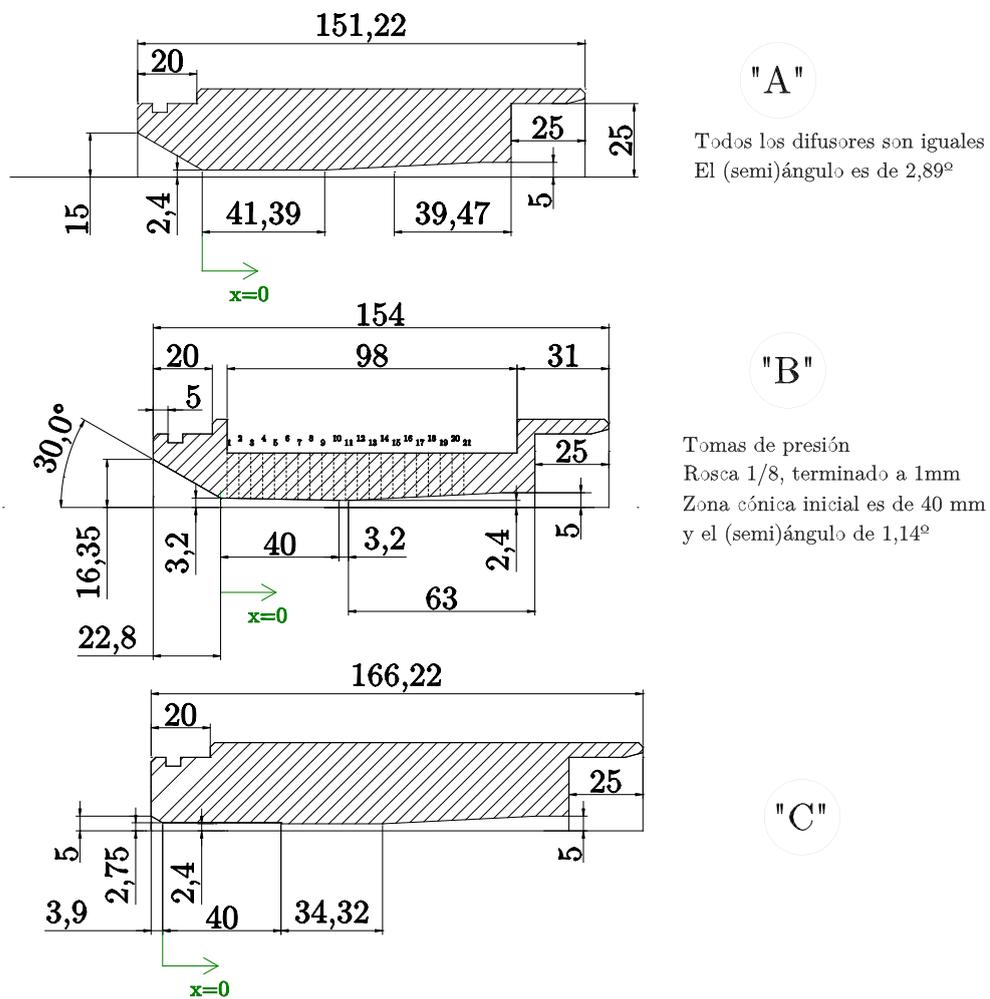


Figura C10: Esquema acotado de las tres cámaras de mezcla empleadas en el ejector de refrigerante R-134a.

#### C.4. Diseño de la instalación

El esquema general de la instalación se encuentra en el plano "Esquema Instalación Ejector". Una primera impresión de la misma queda plasmada en la figura C11, en donde se muestra

una vista global de la bancada del eyector y de la enfriadora. En este apartado se detallarán las cuestiones relevantes del diseño de cada uno de los elementos.



**Figura C11:** Vista general de la instalación.

#### **C.4.1. Generador**

La potencia del generador fue fijada en 10 kW, tal y como se explicó en el apartado C.1. Tras hablar con un proveedor local se decidió instalar tres resistencias de cartucho trifásicas de 3,5 kW de potencia unitaria (10,5 kW de potencia total), siendo la conexión roscada tipo G1-1/4 y una longitud de 0,5 m. El material de contacto con el líquido es acero inoxidable.

Para la construcción de la caldera se busca tener el menor volumen posible, ya que con ello reducimos la masa de refrigerante y el área de pérdida de calor hacia el exterior. La mejor solución encontrada fue colocar las resistencias de forma vertical dentro de un recipiente a presión construido a tal propósito. El recipiente está construido con tubo de dimensiones DN200 (8") Sch. 80 (diámetro interno de 193,7 mm), según norma la norma ASME/ANSI B-36.10 y material acero al carbono según norma ASTM A53 B.

En la base se ha soldado una brida, cerrándose el recipiente con una brida ciega. En esta brida ciega se han taladrado tres agujeros, soldando posteriormente tres manguitos de rosca G1-1/4 donde se introducen las resistencias.

El extremo superior se ha acabado con un "cap", el cual ha sido taladrado en el ápice y soldado un tubo de DN20 (3/4"). Este tubo lleva acoplado por la parte interior del "cap" una pequeña trampa de líquido para evitar que el vapor arrastre gotas de líquido. Esta es la salida de refrigerante hacia el eyector.

Para medir el nivel de líquido en el recipiente se ha decidido hacer una columna anexa de DN50 (2") (diámetro interno de 49,2 mm) al tubo principal de DN200. Esto es debido a que cuando el refrigerante empieza a hervir, las burbujas podrían falsear el dato de nivel del recipiente si el sensor estuviese introducido justo al lado de las resistencias. Introduciendo el sensor de nivel en una columna anexa se espera evitar este efecto y tener una medida del nivel precisa. En esta columna anexa también se han soldado las conexiones necesarias para instalar un sensor de presión (parte alta), un sensor de temperatura (parte baja) y dos sensores ópticos de nivel todo/nada (uno en la parte alta y otro en la parte baja).

La entrada de líquido al recipiente se realiza por un picaje horizontal hacia la mitad del recipiente, por encima de las resistencias.

Los detalles constructivos del recipiente se pueden ver en el plano "Caldera y Evaporador".

El volumen necesario para cubrir las resistencias es de:

$$\pi \cdot \frac{0,193^2}{4} \cdot 0,5 + \pi \cdot \frac{0,049^2}{4} \cdot 0,5 = 0,0155\text{m}^3 = 15,5L$$

Este será el volumen mínimo para asegurar que las resistencias quedan totalmente cubiertas de líquido. Esta es una condición necesaria, ya que si estuviesen parcialmente cubiertas se correría el riesgo de dañar el cartucho por sobrecalentamiento.

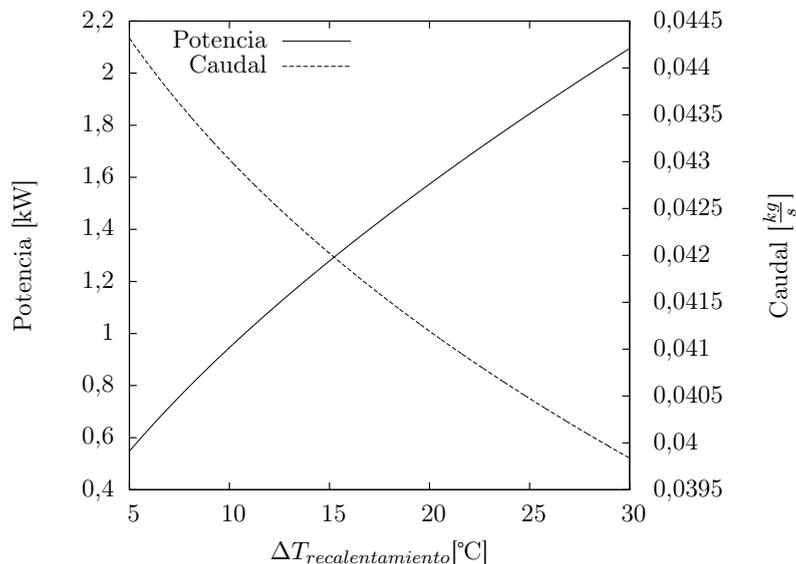
La caldera está aislada con una capa de poliuretano de 5 cm de espesor. Para verter el poliuretano primero se realizó un armazón en tubo de PVC de DN300. Una vez realizadas todas las aberturas y registros correspondientes se vertió la mezcla líquida bicomponente y se dejó expandir. La columna anexa donde se instala el medidor de nivel y otros instrumentos fue aislada con coquilla tipo “Armaflex” de 19 mm de espesor.

Dado que se van a instalar medidores de caudal mássicos, como se detallará posteriormente, el cómputo de las pérdidas de calor no es un parámetro crítico. No obstante es aconsejable obtener una aproximación de la potencia máxima disipada. Asumiendo el aislante de la caldera como dos cilindros huecos, uno correspondiente al cuerpo principal de diámetros 300 mm externos y 200 mm internos y 1,4 m de longitud, siendo el material poliuretano de  $0,04 \frac{W}{m \cdot K}$  y el otro correspondiente a la columna de nivel de diámetros 98 mm externos y 60 mm internos, longitud de 1,3m y de material tipo “Armaflex” de conductividad térmica también de  $0,04 \frac{W}{m \cdot K}$ . Suponiendo un salto de temperaturas máximo en torno a 80 °C (desde 90 °C internos a 10 °C externos), la potencia disipada es:

$$Q = \sum \frac{2 \cdot \pi \cdot L \cdot k \cdot \Delta T}{\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)} = \frac{2 \cdot \pi \cdot 1,4 \cdot 0,04 \cdot 80}{\ln\left(\frac{0,3}{0,2}\right)} + \frac{2 \cdot \pi \cdot 1,3 \cdot 0,04 \cdot 80}{\ln\left(\frac{0,098}{0,06}\right)} = 69,4 + 53,2 W = 122,6 W$$

Estas pérdidas, más otras del orden de decenas de vatios que se produzcan a través de los sensores se consideran asumibles por la potencia instalada.

Junto con la caldera se instaló un recalentador, de forma a poder aumentar la temperatura del gas saturado proveniente de la caldera.



**Figura C12:** Potencia y caudal mássico a través del recalentador de la caldera para el caso más desfavorable.

En la figura C12 se muestra la potencia de recalentador necesaria para el caso más desfavorable, correspondiente a la temperatura de saturación máxima de 90 °C. El caudal mássico mostrado en el eje secundario de ordenadas se corresponde con el caudal que pasa por la tobera de 2 mm de diámetro de garganta, siendo la presión de remanso la correspondiente a la temperatura de saturación de 90 °C y el recalentamiento mostrado en el eje de abscisas. La potencia de

recalentador mostrada en el eje de ordenadas principal se corresponde con el calentamiento isobárico del gas desde la saturación hasta un recalentamiento dado por el eje de abscisas.

Vemos que para un recalentamiento muy holgado de 30 °C, la potencia necesaria es algo superior a 2 kW. Esta será la potencia que se instalará en el recalentador.

Al igual que la caldera, el recalentador es de diseño y construcción propias, consistiendo en un tubo de DN200 en el que van instaladas dos resistencias de 1 kW de potencia unitaria de forma horizontal. El tubo se cierra por la parte inferior por una brida ciega, a la que se ha realizado un taladro y soldado un tubo de DN20. La parte superior se cierra con tres reducciones cónicas para disminuir la pérdida de carga y favorecer una salida uniforme del flujo hacia el eyector.

En el plano “Recalentador Caldera y Evaporador” su pueden ver los detalles constructivos del recalentador, igualmente existen distintas fotografías al final de este anexo.

Aunque no es una parte íntegra de la caldera, se incluye en este punto la bomba de alimentación de refrigerante desde el recipiente de líquido hasta la caldera. Las bombas apropiadas a este propósito son las de desplazamiento positivo, por haber saltos de presiones relativamente elevados y caudales pequeños. El caudal máximo de refrigerante fue calculado anteriormente para la condición de máxima temperatura en la caldera, igual a 90 °C. Este caudal es de 0,044  $\frac{\text{Kg}}{\text{s}}$ . Dado que la densidad de líquido saturado disminuye con la temperatura, la condición de mayor flujo volumétrico hacia la caldera se da para la menor temperatura de condensación fijada en 20 °C, siendo la densidad del líquido saturado en este punto de 1225,3  $\frac{\text{Kg}}{\text{m}^3}$ .

El caudal volumétrico máximo a suministrar por la bomba es de:

$$Caudal = 0,044 \cdot \frac{\text{Kg}}{\text{s}} \cdot \frac{1}{1225,3} \cdot \frac{\text{m}^3}{\text{Kg}} = 3,59 \cdot 10^{-5} \frac{\text{m}^3}{\text{s}} = 2,15 \frac{\text{L}}{\text{min}}$$

El salto de presión máximo que tiene que superar la bomba es próximo a 30 bar.

Tras estudiar las distintas opciones comerciales disponibles en el mercado se decidió instalar una bomba de membrana de marca Wanner Engineering Inc., modelo Hydra-Cell G-03-E. Todas las membranas son de material NBR. Con esta bomba se puede alcanzar un caudal máximo de 8  $\frac{\text{L}}{\text{min}}$  con una presión de descarga de 70 bar. Por lo que para su operación será necesario un variador de frecuencia. La bomba queda protegida contra sobrepresiones por un bypass con una retención tarada a 70 bar.

El NPSH de la bomba elegida para prácticamente todas las condiciones de operación es de 0,3 bar. Dado que el R-134a está prácticamente saturado en el recipiente del que succiona la bomba, y dado también que el recipiente de líquido y la bomba se encuentran a la misma altura, se hace necesario enfriar unos grados el líquido. En concreto la variación media de presión de saturación al variar la temperatura en el rango 20 a 45 °C es en torno 0,2  $\frac{\text{bar}}{^\circ\text{C}}$ . Se necesita subenfriar por lo menos 1,5 °C el líquido proveniente del recipiente de líquido. Para ello se fabrica un intercambiador de tubos concéntricos a contracorriente, yendo el refrigerante por una tubería de cobre DN15 (1/2”) y agua fluyendo de forma externa por un tubo flexible de DN25 (1”). La longitud del intercambiador es de 6,5 m. Puede verse una fotografía del intercambiador en la figura C52.

Para tener un número de la capacidad de intercambio de calor se ha realizado un cálculo del intercambiador de calor. Las condiciones impuestas son las más desfavorables, para el refrigerante la menor temperatura correspondiente a 20 °C. Para el agua (ver apartado siguiente de diseño del condensador), una temperatura en torno a los 14 °C. Empleando la fórmula de Dittus-Boelter se obtuvo un coeficiente global de transferencia de calor “U” de 660,1  $\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ , y un área total “A” de 0,067 m<sup>2</sup>. El caudal másico de refrigerante se toma como 0,044  $\frac{\text{Kg}}{\text{s}}$  y el de agua como 0,2  $\frac{\text{Kg}}{\text{s}}$ .

Planteando el sistema de ecuaciones:

$$q = U \cdot A \cdot \frac{(T_{R134a,s} - T_{R134a,e}) + (T_{agua,s} - T_{agua,e})}{\ln\left(\frac{T_{R134a,s} - T_{agua,e}}{T_{R134a,e} - T_{agua,s}}\right)}$$

$$q = \dot{m}_{R134a} \cdot cp \cdot (T_{R134a,e} - T_{R134a,s})$$

$$q = \dot{m}_{agua} \cdot cp \cdot (T_{agua,s} - T_{agua,e})$$

Para los cp se toman como 1420 y 4180  $\frac{J}{kg \cdot K}$  para el refrigerante y el agua respectivamente. Los resultados obtenidos son:

$$q=240 \text{ W}; T_{agua,s}=14,3^{\circ}\text{C}; T_{R134a,s}=16,15^{\circ}\text{C}.$$

Por lo que el intercambiador conseguirá reducir la temperatura de refrigerante lo suficiente (de 20 a 16,15 °C) para evitar cavitación en la bomba.

#### C.4.2. Evaporador

En principio el evaporador tendría que construirse para una menor potencia que la caldera, pues para las condiciones de diseño se espera un “COP” en el entorno de 0,4, lo que significa reducir prácticamente a la mitad la potencia de la caldera.

Por economía tanto en el diseño como en la construcción se decide realizar el evaporador igual a la caldera y el recalentador del evaporador igual al recalentador de la caldera.

El recipiente de líquido se ha elegido de forma que puede albergar todo el refrigerante de la instalación. Dado que se necesitan 15,5 litros para la caldera, otros 15,5 litros para el evaporador, más el refrigerante en tuberías y condensador, se decide instalar un recipiente de líquido de 45 L.

Para regular el flujo de refrigerante hacia el evaporador se decide instalar una válvula de expansión electrónica marca Carel, modelo E2V30.

#### C.4.3. Condensador

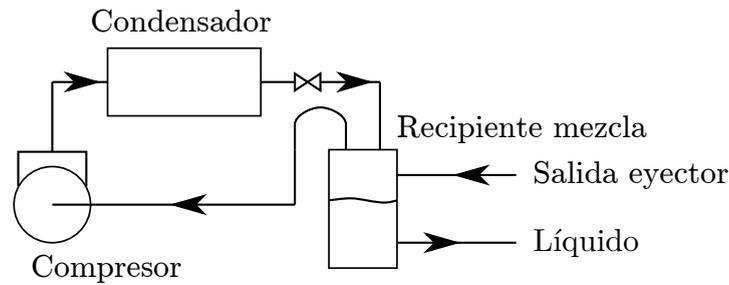
El rango de temperaturas fijado para la condensación se estableció de 20 a 45 °C. Dado que los experimentos se llevarán a cabo en Tordesillas en época estival, no es posible el empleo único de un condensador de aire, sino que vamos a necesitar un sistema frigorífico auxiliar.

Se plantearon tres alternativas posibles para el control de la condensación:

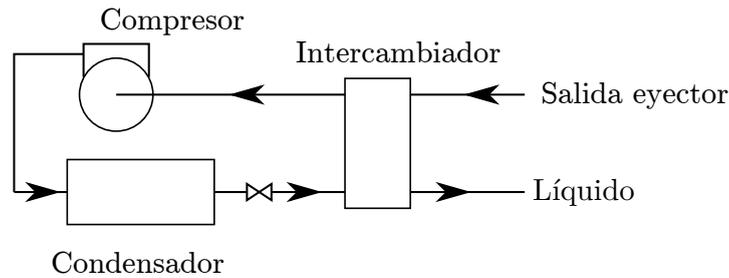
1. Enfriamiento directo con refrigerante, figura C13.
2. Enfriamiento indirecto con refrigerante, figura C14.
3. Enfriamiento directo con agua, figura C15.

Estos tres sistemas están ordenados de menor a mayor coste, sin embargo en este caso se decidió instalar el tercer sistema correspondiente al enfriamiento con agua, que aunque era el más costoso, presentaba el mejor control de la temperatura de condensación de las tres alternativas.

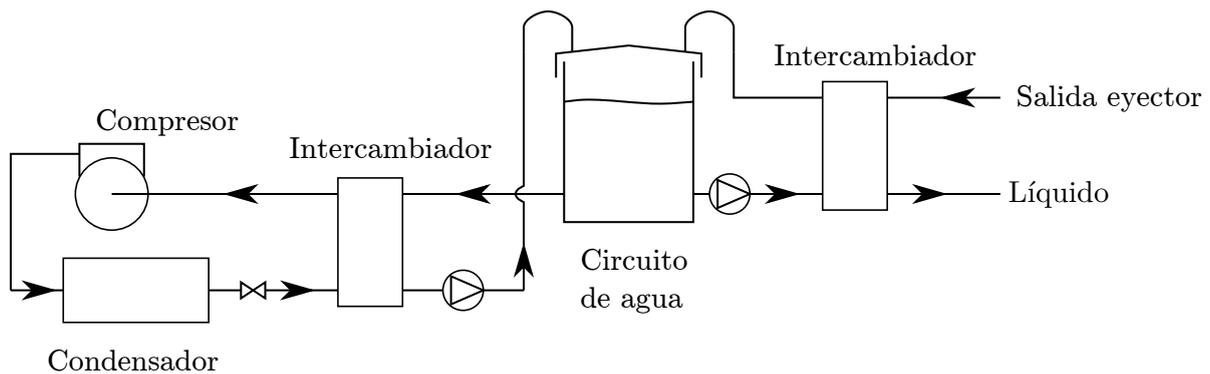
La enfriadora de agua fue de diseño y fabricación propias. En cuanto a la carga frigorífica para el diseño de la misma se tomó la carga máxima posible del sistema, correspondiente a los 10,5 kW + 2 kW de la caldera y recalentador de la caldera respectivamente y 10,5 kW + 2 kW del evaporador y recalentador del evaporador respectivamente. Hace un total de 25 kW. La temperatura de condensación mínima se fijó en 20 °C, dado que tenemos dos intercambiadores, asumiendo un salto aproximado de 6°C en cada uno de ellos, la temperatura de evaporación de la enfriadora es en torno a 8°C.



**Figura C13:** Esquema de condensación directa por refrigerante.



**Figura C14:** Esquema de condensación indirecta por refrigerante.



**Figura C15:** Esquema de condensación por agua.

Para la selección del compresor, y dado que vamos a condensar por aire, se asume una temperatura máxima exterior de  $35\text{ }^{\circ}\text{C}$  (esta temperatura es un tanto arbitraria, pues la instalación está colocada dentro de una nave industrial, cuya temperatura interna en el periodo en que se realizarán los experimentos es inferior a la temperatura de diseño mostrada en [1]) y un salto aproximado de  $8\text{ }^{\circ}\text{C}$ , lo que hace una temperatura de condensación de  $43\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Se decide hacer la enfriadora con un compresor semihermético trabajando con R-507A de la marca Refcomp. En concreto el modelo que cumple las condiciones mostradas en el párrafo anterior es un Refcomp SP4-HF-100E.

En cuanto a los intercambiadores de calor son precisos dos, un evaporador para la enfriadora de agua, y un condensador para el sistema de eyección. Para el primero se instalara un intercambiador de placas soldado y el segundo será de tipo carcasa-tubos. Ambos son de Alfa Laval y se seleccionan mediante un programa de la propia casa, obteniéndose los modelos AC-70X-30M para el de placas y CPS-35T-STW para el carcasa y tubos.

Los tubos de refrigerante de la enfriadora son calculados mediante un programa de Danfoss para el dimensionamiento de instalaciones frigoríficas. Los diámetros de tubería finalmente instalados pueden verse en el plano “Esquema de la instalación” del Anexo C.

Igualmente son precisas dos bombas de agua, puesto que según el esquema mostrado en la figura C15, se decidió instalar un depósito de agua a modo de aumentar la inercia térmica de

la enfriadora y así mejorar el control de la instalación. El depósito que se instaló es de 1 m<sup>3</sup>. Para el dimensionamiento de las bombas, con el supuesto de 6 °C de diferencial máximo de temperatura, y con los 25 kW de potencia máxima a disipar, el caudal volumétrico de agua es del orden de:

$$\text{Caudal} = \frac{25 \cdot 10^3}{4180 \cdot 6} \cdot \frac{3600 \text{ s}}{1 \text{ h}} \cdot \frac{1 \text{ m}^3}{1000 \text{ Kg}} = 3,6 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$$

La presión de impulsión dependerá de la pérdida de carga tanto en los intercambiadores como en la red de tuberías. Se podría analizar la pérdida de carga en ambos circuitos, pero por experiencia en la instalación de canalizaciones de fontanería, la pérdida de carga en cada una de las dos redes no sobrepasará los 1,5 bar. En cualquier caso existirían elementos de incertidumbre en el cálculo de la pérdida de carga, pues como veremos posteriormente la regulación de la presión de condensación se realizará con una válvula de tres vías, variando la pérdida de carga función del punto de consigna de la válvula.

Se decide instalar una bomba marca “ESPA”, modelo Prisma 25-2.

Toda la canalización de agua se hace en tubo de PVC de DN25, excepto los tramos de conexión entre la enfriadora y el depósito y el depósito y la bancada del eyector que son realizados en tubo flexible también de DN25. La instalación de tubo flexible para las conexiones de agua es para facilitar el posicionamiento de los distintos elementos de la instalación.

Para una tubería de DN25 (aproximadamente 25 mm de diámetro interno), la velocidad del agua asumiendo el caudal volumétrico máximo de 3,6  $\frac{\text{m}^3}{\text{h}}$  calculados anteriormente, se obtiene una velocidad de 2  $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ . Este valor está de acuerdo con las velocidades comunes recomendadas para redes de agua limpia.

Por último se incluye en este apartado el dimensionamiento de las tuberías de refrigerante. Tenemos cuatro secciones características, siendo los diámetros y material escogido (ver plano “Esquema Instalación Eyector”):

1. De la caldera al eyector, DN20 (3/4”) en acero ASTM A53 B.
2. Del evaporador al eyector, 7/8” en cobre.
3. Del eyector al condensador, 1 3/8” en cobre.
4. Líneas de líquido. Hay de dos tipos, DN15 (1/2”), acero ASTM A53 B y 5/8” en cobre.

En la tabla C4 se indican las dimensiones de las tuberías junto a la velocidad estimada para el refrigerante. El flujo másico de la caldera y evaporador se toman como el máximo posible, igual a 0,044  $\left[\frac{\text{Kg}}{\text{s}}\right]$ . Las densidades tomadas para el cálculo son las existentes para la condición de diseño, de 85, 10 y 30 °C de temperatura de saturación en caldera, evaporador y condensador respectivamente.

Observamos que las velocidades son bajas tanto para el vapor como para el líquido. El valor superior de velocidad se corresponde con la línea evaporador-eyector. El valor más elevado de esta velocidad es debido a que el caudal de masa supuesto para el evaporador es un caso extremo (cociente de masas igual a 1).

**Tabla C4:** Velocidad por los tubos de la instalación en las condiciones de diseño.

Tubería	Designación	D <sub>interior</sub> [mm]	$\dot{m}$ $\left[\frac{\text{Kg}}{\text{s}}\right]$	Densidad $\left[\frac{\text{Kg}}{\text{m}^3}\right]$	Velocidad
Caldera-Eyector	3/4 acero	20,93	0,044	181,81	0,7
Evaporador-Eyector	7/8 cobre	20,23	0,044	20,22	6,77
Eyector-Condensador	1 3/8 cobre	32,42	0,088	37,53	2,84
Líqu. hacia evaporador	5/8 cobre	14,27	0,044	1187,5	0,23
Líqu. hacia caldera	1/2 acero	15,80	0,044	1187,5	0,19

Todas la válvulas empleadas en tuberías de cobre son de bola marca “Castel”, mientras que las válvulas empleadas en tuberías de acero son de asiento marca “Robinet Frigorifique”. No se incluye un cálculo de pérdida de carga pues se mide la presión justo antes de la entrada (ver plano “Esquema Instalación Eyector”).

#### C.4.4. Control de la instalación, adquisición de datos y evaluación de errores

La instalación está dividida en dos bancadas diferenciadas, de una parte la enfriadora de agua y por otra la instalación donde se ubica el eyector. La única conexión entre ambas son dos mangueras flexibles por las que circula la ida y el retorno de agua al condensador.

El esquema de control de la enfriadora es sencillo. Consta de un termostato con control marcha/para para el arranque del compresor. La sonda de temperatura es tipo PTC, estando situada en la toma de agua del depósito. La misión de la enfriadora es mantener la temperatura del agua del depósito a una temperatura aproximadamente constante, mientras que la regulación de la presión de condensación se realiza mediante una válvula proporcional de tres vías.

La consigna de temperatura de la enfriadora ha de ser siempre menor de la temperatura a la que queremos condensar. En la práctica operacional la temperatura era fijada según los experimentos que se fuesen a realizar en el día particular, entre un valor comprendido entre 10 y 20 °C.

Por otra parte el condensador de aire dispone de dos ventiladores. Uno arranca a la par que el compresor, mientras que el otro arranca por medio de un presostato cuando se alcanzaba la presión correspondiente a una temperatura de saturación de 30 °C.

La bomba de agua arranca con el interruptor marcha/para de la enfriadora.

En vez de realizar la automatización únicamente con relés, se decidió instalar un autómata Schnieder Zelio (relé programable). Este autómata gestiona entradas y salidas digitales y remplace a las instalaciones que típicamente se hacían con relés y temporizadores.

El esquema eléctrico de la enfriadora de agua puede verse en el plano “Esquema Eléctrico”.

Por otra parte está la instalación, propiamente de interés para este trabajo, de refrigeración por eyección. El control y adquisición de datos de esta instalación se realiza mediante un autómata “General Electric Fanuc 90-30”. Este autómata consta de un chasis donde se introducen tarjetas de E/S (Entrada/Salida) según las necesidades. En concreto se instalaron dos tarjetas de E/S digitales, dos tarjetas de entradas analógicas de 16 bits de resolución y una tarjeta de salidas analógicas de 16 bits de resolución.

A parte de la lógica subida a la CPU del autómata, se programó en un ordenador una interfaz gráfica “HMI (Human Machine Interface)” utilizando el software proporcionado por la misma marca del autómata. Esta interfaz se empleó para monitorizar, controlar y adquirir los datos de la instalación. La tasa máxima de adquisición de datos es reducida, 0,2 Hz, pero es suficiente para nuestros propósitos.

El esquema de las variables de E/S del autómata se muestra en la tabla C5.

Se hace necesario añadir nuevas definiciones a la lista de nomenclatura para poder desarrollar de forma fluida esta sección:

$\dot{T}_{caldera}$  = temperatura de saturación correspondiente a la presión del transductor EA3.

$\dot{T}_{rec. caldera}$  = temperatura de saturación correspondiente a la presión del transductor EA4.

$\dot{T}_{evaporador}$  = temperatura de saturación correspondiente a la presión del transductor EA7.

$\dot{T}_{rec. evaporador}$  = temperatura de saturación correspondiente a la presión del transductor EA4.

$\dot{T}_{condensador}$  = temperatura de saturación correspondiente a la presión del transductor EA8.

Las referencias de los transductores están tomadas de la tabla C5.

**Tabla C5:** Entradas y salidas del autómata.

Entradas Digitales (ED)				
	Designación	Función	Acción	
ED1	Térmico bomba R-134a	Detección fallo bomba	Paro de la instalación	
ED2	Térmico bomba de agua	Detección fallo bomba	Paro de la instalación	
ED3	Nivel máximo evaporador	Sensor óptico de nivel todo-nada "Henry S-9424"	Paro instalación si ve líquido.	
ED4	Nivel mínimo evaporador		Paro instalación si no ve líquido.	
ED5	Nivel máximo caldera		Paro instalación si ve líquido.	
ED6	Nivel mínimo calera		Paro instalación si no ve líquido.	
Entradas Analógicas (EA)				
	Magnitud	Posición	Rango	Marca y modelo
EA1	Nivel	Caldera	0-1000 mm	Sensor Hansen RTK 28NI1331L (Salida 4-20 mA)
EA2		Evaporador	0-1000 mm	
EA3	Presión	Caldera	0-40 bar	Jumo DTrans p30 (Salida 4-20 mA)
EA4		Salida rec. caldera	0-40 bar	
EA5		Tomas Eyector	0-10 bar	
EA6		Evaporador	0-30 bar	Dixell PP30 (Salida 4-20 mA)
EA7		Salida rec. evaporador	0-30 bar	
EA8		Condensador	0-30 bar	
EA9	Temperatura	Caldera	0-150 °C	PT100, elemento sensor 8x100 mm, 3 hilos con convertidor 4-20 mA de "Italcoppie". Instalado en vaina de cobre.
EA10		Salida rec. caldera	0-150°C	
EA11		Evaporador	-50-50 °C	
EA12		Salida rec. evaporador	-50-50°C	
EA13		Salida eyector	0-100 °C	
EA14		Entrada subenfriador	0-100 °C	
EA15		Salida subenfriador	0-100 °C	
EA16		Entrada agua condensa.	0-100 °C	
EA17		Salida agua condensa.	0-100 °C	
EA18	Caudal	Caldera	0-0,125 $\frac{Kg}{s}$	Krohne Optimass 3300 C/D S04
EA19		Evaporador	0-0,125 $\frac{Kg}{s}$	
EA20		Agua	0-16 $\frac{m^3}{h}$	Krohne Optiflux 2100 C/D DN25
Salidas Digitales (SD)				
	Designación	Acción		
SD1	Resistencia evaporador	Salida a relé para abrir tiristor.		
SD2	Resistencias caldera	Salida a relé para abrir tiristor.		
SD3	Resistencias recalentador evaporador	Salida a relé para abrir tiristor.		
SD4	Resistencias recalentador caldera	Salida a relé para abrir tiristor.		
SD5	Bomba R-134a(variador)	Señal marcha/paro variador.		
SD6	Bomba de agua.	Salida a contactor.		
SD7	Válvula de expansión.	Señal marcha/paro válvula.		
Salidas Analógicas (SA)				
	Designación	Acción		
SA1	Variador bomba R-134a	Salida 0-10 V para regulación.		
SA2	Válvula de expansión	Salida 0-10 V para regulación.		
SA3	Válvula de tres vías.	Salida 0-10 V para regulación.		

El objetivo del autómatas es mantener el estado estacionario en la instalación. Para ello hay que tomar acciones de control en función de las magnitudes medidas. Los parámetros a controlar, cuya consigna puede ser variada en la interfaz gráfica, así como la estrategia de control empleada para cada uno de ellos es:

1. Presión en la caldera: esta presión es función de la potencia eléctrica disipada por las resistencias inmersas en la caldera. Existen distintos métodos de realizar la conexión y desconexión de las resistencias. Por regla general a menor desviación de la consigna, mayor coste de la aparatamenta necesaria. El método más rústico de control es una regulación tipo presostato con una histéresis para la marcha/paro y salida a un contactor. El inconveniente de este sistema es que si queremos reducir la histéresis, supone aumentar la frecuencia de apertura/cierre del contactor. El contactor no está fabricado para este aplicación. La tecnología electrónica que permite esta operación de forma más eficiente y a mayores frecuencias es el tiristor. Para el tiristor existen formas de control mejor que un simple termostato con histéresis. Existen dos formas que pueden ser apropiadas para nuestro interés:

1.1. La primera manera es emplear el tiristor con control de ángulo de disparo (igual que los “dimmer” para iluminación), tal y como se muestra en la figura C16. El tiempo de retraso en la apertura “ $\alpha$ ”, se controla mediante un PID (control proporcional, integral y derivativo) tomando como función de error la resta entre la presión mediada en la caldera y la consigna establecida en el “HMI”.

1.2. El segundo método es una modificación del anterior, en que la frecuencia de actuación del tiristor no son los 50 Hz de la red, si no que se toma una frecuencia menor (con un periodo “T” según queda definido en la figura C17). En el caso de la figura C17, la frecuencia establecida para el funcionamiento del tiristor es de 28,57 Hz. La frecuencia de corte en este método no es exacta dado que el último semiciclo a 50 Hz, excepto para carga nula, siempre permanecerá activo. La ventaja de este método es que nos evitamos la electrónica para detectar el paso por cero y para convertir una señal analógica en el retraso “ $\alpha$ ”. Únicamente es necesario una salida digital, dado que el retraso del tiempo “ $\alpha$ ” se hace con el autómatas. La desventaja del método es que funciona a una frecuencia menor, por lo que para cargas que variasen rápidamente este método no sería recomendable. Afortunadamente no es nuestro caso, en el que tanto para la caldera como para los recalentadores tenemos una masa considerable entre líquido o vapor y metal, lo que conlleva mucha inercia térmica. En la práctica se empleó este método de control operando a una frecuencia de 2 Hz. Los tiristores elegidos son para instalar en carril DIN, con disipador de calor incorporado marca “Jumo”, modelo TYA 432-100/45, 660.

El objetivo de control de la presión de la caldera es mantener un nivel de presión justo antes de la entrada al eyector. Se instalaron dos sensores de presión, el “EA3” en la caldera y el “EA4” en la entrada del eyector. El tiempo de retraso en el disparo “ $\alpha$ ” dentro del intervalo de tiempo “T” se calculó mediante un PID tomando como función de error la resta entre  $\dot{T}_{caldera}$  (calculada a partir de “EA3”) y la consigna establecida en el “HMI”. Lo ideal sería haber empleado la sonda “EA4” para la función de error del PID (justamente esto fue lo que se hizo para el evaporador, tomar como base para el control la presión justo antes del eyector). El hecho de trabajar muy aproximados a la presión de tara de la válvula de seguridad para el ensayo de temperaturas elevadas (90 °C) recomendó el empleo de las medidas tomadas por “EA3”. A la hora de analizar los datos no es ningún inconveniente, pues las propiedades termodinámicas justo antes del eyector siguen estando completamente definidas. El ajuste de las constante proporcional, integral y derivativa fue de forma manual hasta conseguir un funcionamiento satisfactorio de la instalación.

Aproximadamente se puede obtener la potencia entregada en la caldera a partir de “ $\alpha$ ” y “T”. Dado que las resistencias de cartucho, fabricadas en hilo de níquel-cromo, aumentan ligeramente la resistencia eléctrica con la temperatura, la potencia nominal es prácticamente constante e igual a los  $3 \times 3,5 = 10,5$  kW para todo el rango de trabajo.

La potencia efectiva es aproximadamente igual a  $10,5 \cdot \frac{\alpha}{T}$  kW.

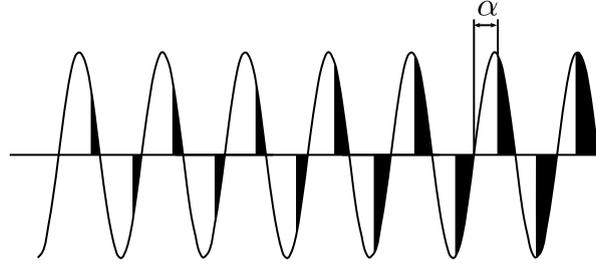


Figura C16: Montaje del tiristor.

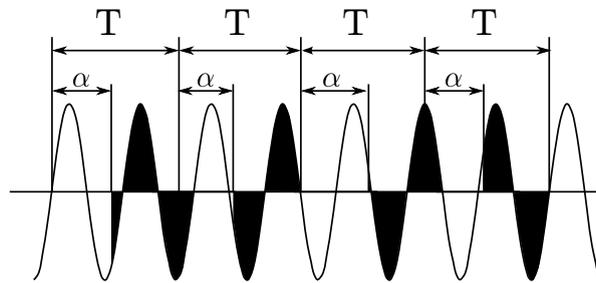


Figura C17: Esquema de condensación directa por refrigerante.

2. Temperatura a la salida del recalentador de la caldera: La temperatura de recalentamiento se mide con la sonda de temperatura “EA10”. El elemento a controlar son las resistencias eléctricas de 2 kW inmersas en el recalentador. El método empleado es el mismo que el utilizado para la caldera, un control mediante tiristores a una frecuencia de 2 Hz, siendo la función de error la resta entre el valor de la temperatura a la salida del recalentador de la caldera (sonda “EA10”) y la consigna establecida en el “HMI”. El valor a introducir en al “HMI” se establece como una diferencia de temperaturas “ $\Delta T$ ”, de forma que la consigna se programa como  $(\dot{T}_{caldera} + \Delta T)$ .

Los tiristores empleados para los recalentadores, igual que los empleados para la caldera, tienen conexión a carril DIN y disipador de calor, son de marca “Jumo”, modelo TYA 432-100/20, 660.

3. Nivel en la caldera: Mantener el nivel tanto en la caldera como en el evaporador son condiciones necesarias para el estado estacionario, pues aunque la presión en ambos recipientes se mantuviese constante, podría ser que estuviesen llenándose o vaciándose a lo largo del tiempo, lo que falsearía las lecturas de los caudalímetros empleados para el cálculo del cociente de masas.

El control del nivel en la caldera se realiza mediante un variador de frecuencia que acciona la bomba de alimentación a la caldera. La frecuencia de salida del variador es controlada mediante una señal de 0 a 10 V calculada con un PID tomando como función de error la resta entre el valor del nivel en la caldera (sonda “EA1”) y la consigna establecida en el “HMI”, fijada en el 50%.

4. Presión en el evaporador: Comentarios similares a los realizados en el apartado de “Presión en la caldera”. En este caso la función de error del PID se toma como resta entre  $\dot{T}_{rec. evaporador}$  y la consigna establecida en el “HMI”.

5. Temperatura a la salida del recalentador del evaporador: Análogos comentarios a los realizados en el apartado de “Temperatura a la salida del recalentador de la caldera”, a excepción de que en este caso la función de error para el PID se define como la resta entre el valor de la temperatura a la salida del recalentador del evaporador (sonda “EA12”) y la consigna establecida en el “HMI”. De nuevo el valor a introducir en el “HMI” es una diferencia de temperaturas “ $\Delta T$ ”, siendo la consigna ( $\bar{T}_{rec. evaporador} + \Delta T$ ).
6. Nivel en el evaporador: El nivel del evaporador se controla mediante la válvula de expansión electrónica. El “driver” de la válvula de expansión electrónica funciona con una señal digital para marcha/paro y una señal analógica 0 a 10 V para la regulación. La función de error para el PID se define como la resta entre el valor del nivel del evaporador (sonda “EA2”) y la consigna establecida en el “HMI”.
7. Presión de condensación: El condensador carcasa-tubos de la instalación intercambia calor con el agua procedente de la enfriadora. Una forma de conseguir regular la presión de condensación es variando la temperatura de agua proveniente de la enfriadora. Sin embargo se decidió mantener a temperatura constante el agua de la enfriadora y variar el flujo másico de agua a través del condensador. Ello se consiguió por medio de una válvula de tres vías que hace un “by-pass” al condensador. La actuación de esta válvula es mediante un servo proporcional, siendo su posición fijada por una señal de 0 a 10 V.  
Al igual que en el caso de la presión de caldera y evaporador se considera más conveniente trabajar con valores de temperatura de saturación en vez de con presiones. La señal para controlar la válvula proporcional se genera por medio de un PID siendo la función de error la resta entre el valor de la temperatura de saturación correspondiente a la presión de condensación (sonda “EA8”) y la consigna establecida en el “HMI”.

#### C.4.5. Evaluación de errores

El objetivo de este apartado es analizar los errores tanto de las variables medidas como de las cálculas a partir de las anteriores.

La formulación de propagación de errores se toma de Moffat [77]. Los enunciados básicos son:

1. El valor esperado para una variable medida “ $X_i$ ” puede expresarse como:

$$X_i = X_i(\text{medido}) \pm \delta_i \cdot X_i \quad (\text{C2})$$

En donde  $\delta_i$  es el error en tanto por uno sobre el fondo de escala (“FS” del inglés “Full Scale”, es la diferencia entre el límite superior e inferior de medida). Al producto “ $\delta_i \cdot X_i$ ” lo referenciamos con el término “error absoluto”.

2. Dada una variable derivada “R”, dependiente de “N” variables “ $X_i$ ”, siendo el error en tanto por uno sobre el fondo de escala de  $\pm\delta_i$ , con i de 1 a N, el error cometido en R se puede expresar como:

$$\text{Error} = \pm\delta_R \cdot R = \pm\sqrt{\sum_1^N \left( \frac{\partial R}{\partial X_i} \cdot \delta_i \cdot X_i \right)^2} \quad (\text{C3})$$

Para las variables medidas, el error proviene de distintas fuentes, de las que consideraremos:

1. Error mostrado por el fabricante en la señal de salida del transductor.
2. Error introducido por el convertidor analógico a digital en el autómata.

Para evaluar el error de salida del transductor, se partió del error mostrado en las características técnicas proporcionadas por cada fabricante. Este error incluye en todos los casos el elemento sensor así como el transductor. La información así obtenida es heterogénea, de forma que en el caso más completo se divide el error en distintos componentes, como linealidad, histéresis, envejecimiento y efecto de la temperatura; en el caso más simple se expresa un error en porcentaje sobre el fondo de escala. Además, distintos fabricantes muestran el error precedido de “±”, mientras que otros no. En este último caso se considera que el valor dado es “2 · δ”. Dado que todos los transductores son con salida 4-20 mA, el error dado por el fabricante está referido a esta señal. El error asumido para la señal 4-20 mA es la suma de todos los términos (en el caso que los hubiese).

El siguiente error evaluado es el introducido por el convertidor analógico a digital. La resolución del mismo es de 16 bits, lo que aplicado a una señal de 4-20 mA, permite detectar variaciones de 0,24 μA. La exactitud que proporciona el fabricante es de ±0,25 % “FS”.

Dada una variable cuyo fondo de escala “X”, asumiendo un error δ<sub>1</sub> y δ<sub>2</sub> en tanto por uno sobre el “FS” en el transductor y convertidor analógico digital respectivamente, el error total es:

$$X \cdot (1 + \delta_1) \cdot (1 + \delta_2) - X = (\delta_1 + \delta_2 + \delta_1 \cdot \delta_2) \cdot X \approx (\delta_1 + \delta_2) \cdot X$$

El error total sobre el fondo de escala es pues la suma del error cometido por el transductor y el cometido por el conversor.

En la columna “Desv. FS” de la tabla C6 se muestra el error porcentual sobre el fondo de escala para el transductor (primer sumando) y para el convertidor (segundo sumando).

En la columna “Desv. abs. max.” de la misma tabla se ha calculado el error absoluto máximo de la medida calculada a partir del error en el fondo de escala.

**Tabla C6:** Sensores de medidas empleados en la instalación de R-134a.

Entradas Analógicas (EA)						
	Magnitud	Posición	Rango	Desv. FS	Desv. abs. max.	
EA1	Nivel	Caldera	0-1000 mm	±(2%+0,25%)	± 20 mm	
EA2		Evaporador	0-1000 mm			
EA3	Presión	Caldera	0-40 bar	±(0,5%+0,25%)	± 0,30 bar	
EA4		Salida rec. caldera	0-40 bar			
EA5		Tomas Eyector	0-10 bar			
EA6		Evaporador	0-30 bar			
EA7		Salida rec. evaporador	0-30 bar	±(1%+0,25%)	± 0,375 bar	
EA8		Condensador	0-30 bar			
EA9		Temperatura	Caldera	0-150 °C	±(0,1%+0,25%)	± 0,52 °C
EA10			Salida rec. caldera	0-150°C		
EA11	Evaporador		-50-50 °C			
EA12	Salida rec. evaporador		-50-50°C	± 0,35 °C		
EA13	Salida eyector		0-100 °C			
EA14	Entrada subenfriador		0-100 °C			
EA15	Salida subenfriador		0-100 °C			
EA16	Entrada agua condensa.		0-100 °C			
EA17	Salida agua condensa.		0-100 °C			
EA18	Caudal	Caldera	0-0,125 $\frac{Kg}{s}$	±(0,18%+0,25%)	± 5,37 · 10 <sup>-4</sup> $\frac{Kg}{s}$	
EA19		Evaporador	0-0,125 $\frac{Kg}{s}$			
EA20		Agua	0-16 $\frac{m^3}{h}$	±(0,3%+0,25%)	± 0,088 $\frac{m^3}{h}$	

En cuanto a las variables derivadas a partir de datos medidos, vamos a tener fundamentalmente dos, el cociente de masas (“w”) y el “COP”.

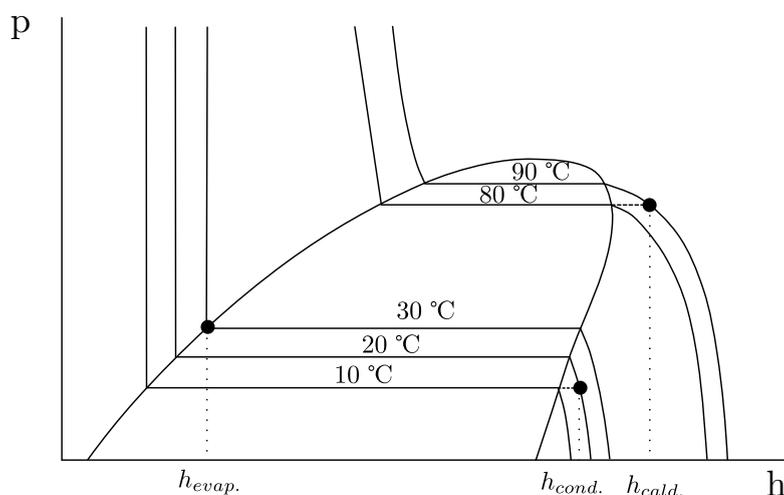
Error para el cociente de masas:

El cociente de masas está definido como  $w = \frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_m}$ . Asumiendo que los errores unitarios sobre el fondo de escala para el fluido eyectado y motriz son  $\delta_{\dot{m}_e}$  y  $\delta_{\dot{m}_m}$  respectivamente y aplicando la ecuación (C3), la incertidumbre para el cociente de masas puede quedar descrita según la ecuación (C4).

$$w = w_{\text{calculado}} \pm w \cdot \sqrt{\delta_{\dot{m}_m}^2 + \delta_{\dot{m}_e}^2} = w_{\text{calculado}} \pm 0,00608 \cdot w \quad (\text{C4})$$

Error para el “COP”:

El rendimiento del eyector quedó definido en la ecuación (1). Para la instalación experimental, el “COP” se deriva directamente del cociente de masas, de las propiedades justo antes del eyector y de la presión de condensación. De esta forma se eliminan todas las pérdidas de calor. El diagramas bajo el que se define el “COP” de la instalación se muestra en la figura C18.



**Figura C18:** Ejemplo de entalpías, en un diagrama p-h, bajo las que se define el “COP” para R-134a.

El “COP” queda definido según la ecuación (C5):

$$\text{COP} = w \cdot \frac{h_{\text{evap.}} - h_{\text{cond.}}}{h_{\text{cald.}} - h_{\text{cond.}}} \quad (\text{C5})$$

La dependencia del “COP” con los datos medidos se muestra en la tabla C7.

**Tabla C7:** Dependencia del “COP” con las variables medidas

Variable	Dependencia
$w$	$\frac{\dot{m}_e(\text{EA19})}{\dot{m}_m(\text{EA18})}$
$h_{\text{cald.}}$	$\mathbf{h}(p_{\text{rec. caldera}}(\text{EA4}), T_{\text{rec. caldera}}(\text{EA10}))$
$h_{\text{evap.}}$	$\mathbf{h}(p_{\text{rec. evaporador}}(\text{EA7}), T_{\text{rec. evaporador}}(\text{EA12}))$
$h_{\text{cond.}}$	$\mathbf{h}(p_{\text{cond.}}(\text{EA8}), x = 0)$

Para las condiciones a la salida de la caldera y del evaporador se toma vapor recalentado 10 °C, ya que esta fue la condición en que se realizaron la práctica totalidad de los experimentos. Para el caso del condensador únicamente se establece dependencia con la presión de condensación, por suponer que el líquido se encuentra saturado.

El problema de expresar la cota de error para el “COP” se complica al ser la entalpía una función no explícita de la presión y de la temperatura. Para solventar este problema y dado que los rangos de operación del eyector están acotados, se ha decidido trabajar con valores medios.

Así los intervalos considerados son:

1. Caldera: 75 a 90 °C.
2. Evaporador: 0 a 15 °C.
3. Condensador: 20 a 45 °C.

Todos a excepción del de la caldera coinciden con el rango de valores considerados al principio de este anexo. Ello se debe a que, en la práctica, la temperatura de la caldera no bajó de los 75 °C. Además en la expresión del error del “COP” van a aparecer términos tipo “ $\delta \cdot T$ ” ó “ $\delta \cdot p$ ”. Estos productos son el error absoluto de la medida. Para acortar la expresión del error, se propone tomar el error absoluto máximo para cada variable medida, tal y como se muestra en la columna “Desv. abs. max.” de la tabla C6.

La expresión matemática para el “COP” junto con su error, queda expresada se acuerdo a la ecuación (C6).

$$\begin{aligned} \text{COP} = & \text{COP}_{\text{calculado}} \pm w \cdot \left[ \frac{(h_{\text{evap.}} - h_{\text{cond.}})^2}{(h_{\text{cald.}} - h_{\text{cond.}})^2} \cdot (\delta_{\dot{m}_e}^2 + \delta_{\dot{m}_m}^2) + \right. \\ & + \frac{1}{(h_{\text{cald.}} - h_{\text{cond.}})^2} \cdot \left( \left\langle \frac{\partial h_{\text{evap.}}}{\partial T} \cdot \delta_T \cdot T_{\text{rec. evap.}} \right\rangle^2 + \left\langle \frac{\partial h_{\text{evap.}}}{\partial p} \cdot \delta_p \cdot p_{\text{rec. evap.}} \right\rangle^2 + \right. \\ & \left. \left\langle \frac{dh_{\text{cond.}}}{dp} \cdot \delta_p \cdot p_{\text{cond.}} \right\rangle^2 \right) + \frac{(h_{\text{evap.}} - h_{\text{cond.}})^2}{(h_{\text{cald.}} - h_{\text{cond.}})^4} \cdot \left( \left\langle \frac{\partial h_{\text{cald.}}}{\partial T} \cdot \delta_T \cdot T_{\text{rec. cald.}} \right\rangle^2 \right. \\ & \left. \left. + \left\langle \frac{\partial h_{\text{cald.}}}{\partial p} \cdot \delta_p \cdot p_{\text{rec. cald.}} \right\rangle^2 + \left\langle \frac{dh_{\text{cond.}}}{dT} \cdot \delta_p \cdot p_{\text{cond.}} \right\rangle^2 \right) \right]^{0,5} \end{aligned} \quad (\text{C6})$$

En la tabla C8 se muestra el valor de la entalpía, así como sus derivadas, empleados en la ecuación (C6).

**Tabla C8:** Valor medio de las entalpías y sus derivadas en los rangos de temperatura considerados para evaluar el error en el “COP”.

Derivada	Valor	Derivada	Valor	Derivada	Valor
$\frac{\partial h_{\text{cald.}}}{\partial T} \left[ \frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}} \right]$	1598,73	$\frac{\partial h_{\text{evap.}}}{\partial T} \left[ \frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}} \right]$	936,04	$\frac{dh_{\text{cond.}}}{dp} \left[ \frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{Pa}} \right]$	0,064
$\frac{\partial h_{\text{cald.}}}{\partial p} \left[ \frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{Pa}} \right]$	-0,0242	$\frac{\partial h_{\text{evap.}}}{\partial p} \left[ \frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{Pa}} \right]$	-0,0247		

Entalpía	Valor	Entalpía	Valor	Entalpía	Valor
$h_{\text{cald.}} \left[ \frac{\text{J}}{\text{kg}} \right]$	446455,1	$h_{\text{evap.}} \left[ \frac{\text{J}}{\text{kg}} \right]$	411802,7	$h_{\text{cond.}} \left[ \frac{\text{J}}{\text{kg}} \right]$	245362,3

La expresión final para el “COP”, tomando en consideración los valores de la tabla C8, queda expresada en la ecuación (C7).

$$\text{COP} = \text{COP}_{\text{calculado}} \pm 0,0175 \cdot w \quad (\text{C7})$$

Aunque el modelo pudiera parecer exento de error, está el hecho de las tolerancias en las dimensiones geométricas. Al trabajar con diámetros pequeños, es fuerza trabajar con tolerancias muy pequeñas para que el error relativo sea bajo. Las gargantas y agujeros fueron primero taladrados y la última décima conseguida con escariador. Se hicieron pequeños calibres interiores pasa no pasa medidos con micrómetro con tolerancia de 0,02 mm. Para la garganta de la tobera equivale a un error, aplicado al área del 1% (error doble que aplicado al diámetro por estar elevado al cuadrado). Esta incertidumbre es directamente traducible al cociente de masas, sin embargo es difícil de ver la repercusión de otras cotas geométricas en  $w$ . Una estimación grosera, por ser una cota superior, es una incertidumbre de  $\pm 2\%$ .

#### C.4.6. Operación de la instalación experimental

##### Esquema de trabajo para barrer todo el rango de medida de forma sistemática:

Dado que existen 8 variables en el sistema que pueden ser controladas (7 a través del autómatas y una de forma manual) y pueden tener influencia en el rendimiento del eyector se hace necesario una selección inicial de las variables representativas. Esto es debido a la imposibilidad temporal de un estudio en que se analicen variaciones de todas ellas. La lista de variables que pueden ser modificadas, junto con la influencia prevista, se muestra en la tabla C9.

**Tabla C9:** Posibles variables de influencia en el proceso de medida.

Parámetros	Influencia prevista
$\dot{T}_{caldera}$	Alta
$\dot{T}_{rec. evaporador}$	Alta
$\dot{T}_{condensador}$	Alta
Posición tobera	Media
$T_{rec. caldera}$	Baja
$T_{rec. evaporador}$	Baja
Nivel caldera	Muy baja
Nivel evaporador	Muy baja

Claramente la influencia de las presiones de caldera, evaporador y condensador, es la terna que se analizará con mayor profusión.

La influencia de los niveles de caldera y evaporador se considera despreciable, en todo caso podría tener influencia sobre el control dinámico de la instalación. Además se tuvo en cuenta un llenado del 50 % a la hora de dimensionar el recipiente de líquido, por lo que se operará con ese porcentaje.

En cuanto a la posición de la tobera y de la temperatura de los recalentadores su influencia es desconocida, aunque por los valores de la bibliografía se espera pequeña. No obstante, antes de comenzar las series de medidas se realizarán ensayos para comprobar su influencia.

##### Estabilidad del estado estacionario, obtención de medidas representativas:

Como en todo proceso de control la variable de proceso oscilará alrededor del punto de consigna. Es función de los parámetros proporcional, integral y derivativo empleados en el control, de disminuir tanto las oscilaciones de la variable medida en torno al valor medio (precisión), así como de evitar un valor de la variable medida, que aunque estable, se aleje de la consigna (exactitud). Con la idea de que, aunque probablemente pequeñas, siempre existirán variaciones, se hace necesaria una forma estandarizada de tomar mediciones de forma que tomemos un valor característico del sistema estacionario medido. Es por ello que se toma como valor característico de la medida no un valor discreto sino una media temporal. Dado que la frecuencia de adquisición de datos es de 0.2 Hz, se toma como base para la realización de la media 5 minutos (60 medidas).

El criterio para pasar de una a otra medición es la desviación absoluta. La desviación absoluta queda definida como:

$$\text{Desviación Absoluta (D.A.)} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N |x_i - \mu| \quad (\text{C8})$$

**Tabla C10:** Desviación absoluta máxima satisfecha por cada medida.

Variable	Desviación absoluta	Variable	Desviación absoluta
$\dot{T}_{caldera}$	0,2	$\dot{T}_{condensador}$	0,2 °C
$\dot{T}_{rec. evaporador}$	0,2	$w = \frac{\text{Sonda EA19}}{\text{Sonda EA18}}$	0,05 °C

Continuamente se calcula la desviación absoluta de las últimas 60 medidas de todos los valores medidos, de forma que se toma como criterio para la toma de un punto como válido, los valores para la desviación absoluta mostrados en la tabla C10.

**Ejemplo demostrativo de funcionamiento del sistema:**

Como ejemplo demostrativo para ver las variaciones reales en un caso típico de medición, se muestran las variables medidas siendo  $\dot{T}_{caldera}$  de 85 °C,  $\dot{T}_{rec. evaporador}$  de 7 °C y la tobera posicionada a 5 vueltas (-5,38 mm). Los recalentamientos tanto para el fluido motriz como secundario son de 10 °C. La cámara de mezcla “A” es la escogida para la realización de este ensayo.

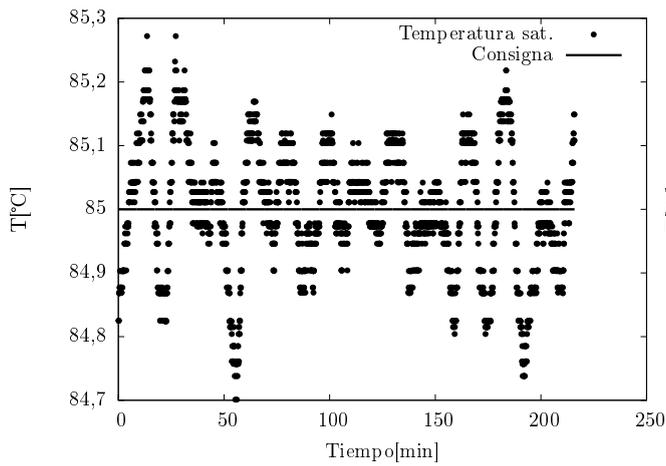
Se ha realizado una “serie de medidas”, de manera que la presión de condensación va a ser el parámetro que se varíe hasta que se consiga un cociente de masas nulo.

Se ha incluido la temperatura de caldera (C19a), temperatura a la salida del recalentador (C19b), temperatura del evaporador (C20a), temperatura del recalentador evaporador (C20b), nivel de la caldera (C21a), nivel del evaporador ((C21b), presión del condensador (C22) y cociente de masas (C23).

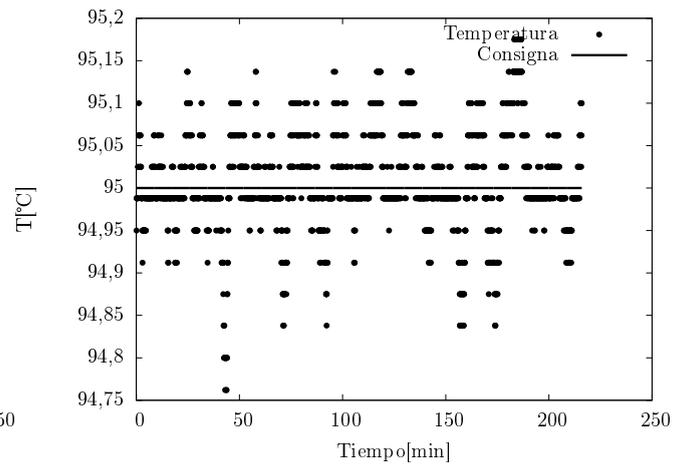
Comentarios a las figuras:

Se observa el fenómeno explicado en el apartado C.4.6: existe un rango de presiones de condensación para el que no existe variaciones del cociente de masas (aproximadamente hasta el minuto 150). Vemos que hasta este punto todas las medidas de temperatura y nivel en caldera y evaporador permanecen aproximadamente constantes. Una vez pasado el minuto 150 existe mayor variación, sobre todo en la temperatura de evaporación, esto es debido a que el eyector sobrepasa el punto crítico, de forma que variaciones en la presión de condensación se traducen en variaciones en la presión de evaporador, la cual necesita un tiempo para volverse a adaptar a la temperatura de consigna. Los picos que se pueden observar tanto en el nivel como en la presión de la caldera se corresponde con la marcha/paro de la enfriadora.

Tal y como se puede ver claramente en la figura C22, la serie de medidas cuenta con 10 incrementos de presión de condensador, que origina 10 puntos en un diagrama  $w-p_{condensador}$ . A efectos de una valoración cuantitativa de valores medios y desviaciones absolutas, para los 10 puntos en que se busca compactar toda la información mostrada en los gráficos C19 a C23, se incluye la tabla C11. Se observa que la desviación absoluta de las variables del sistema se encuentra dentro de lo establecido en la tabla C10 para tomar una medición como aceptable.

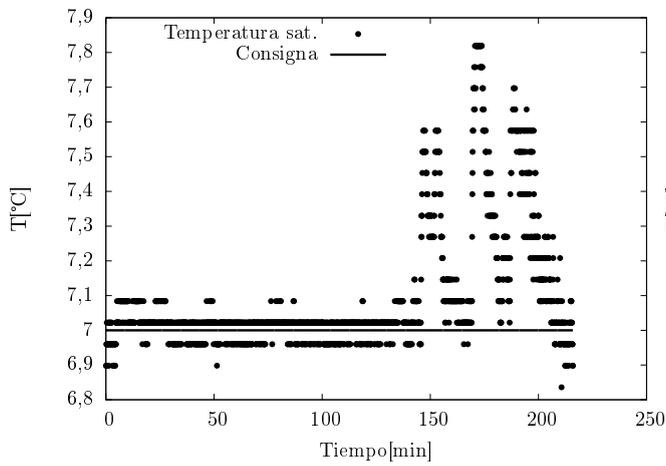


(a)  $\hat{T}_{caldera}$  función del tiempo de medición.

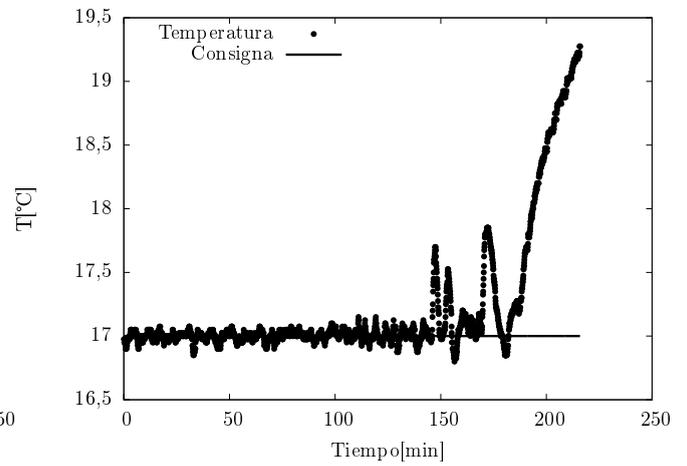


(b) Temperatura en el recalentador (sonda EA10) de la caldera función del tiempo de medición.

Figura C19: Temperatura sección caldera

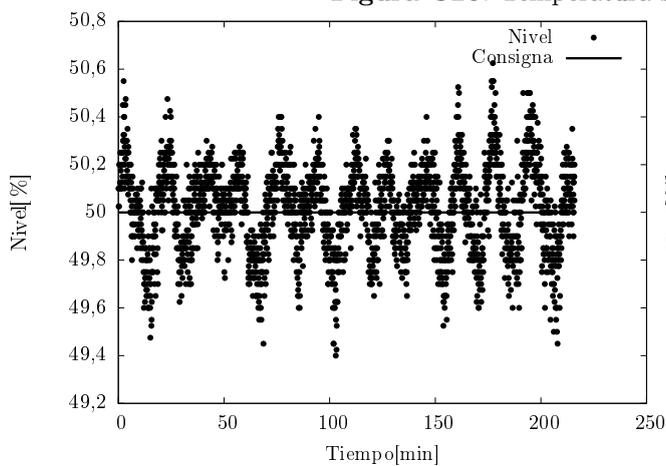


(a)  $\hat{T}_{rec. evaporador}$  función del tiempo de medición.

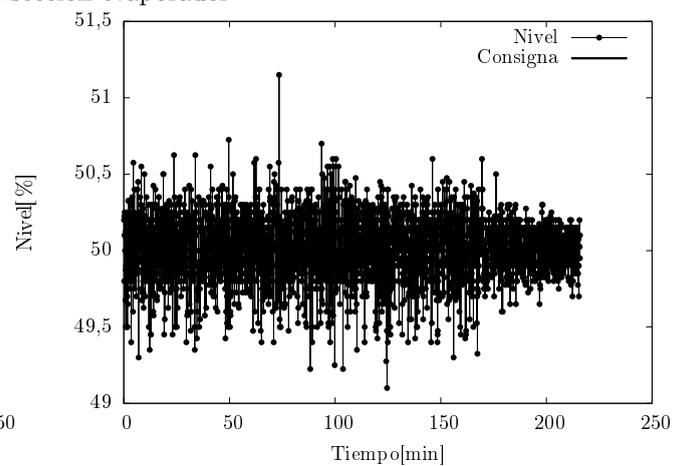


(b) Temperatura en el recalentador (sonda EA 12) del evaporador función del tiempo de medición.

Figura C20: Temperatura sección evaporador



(a) Nivel en la caldera (sonda EA1) función del tiempo de medición.



(b) Nivel en el evaporador (sonda EA2) función del tiempo de medición.

Figura C21: Niveles

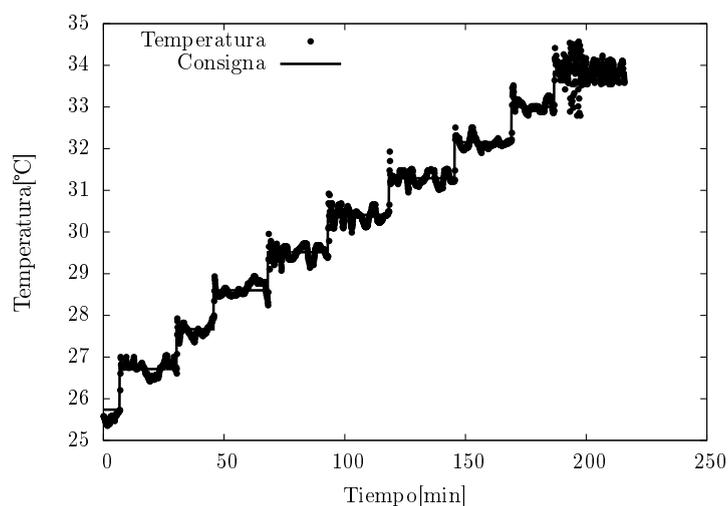


Figura C22:  $\dot{T}_{condensador}$  función del tiempo de medición.

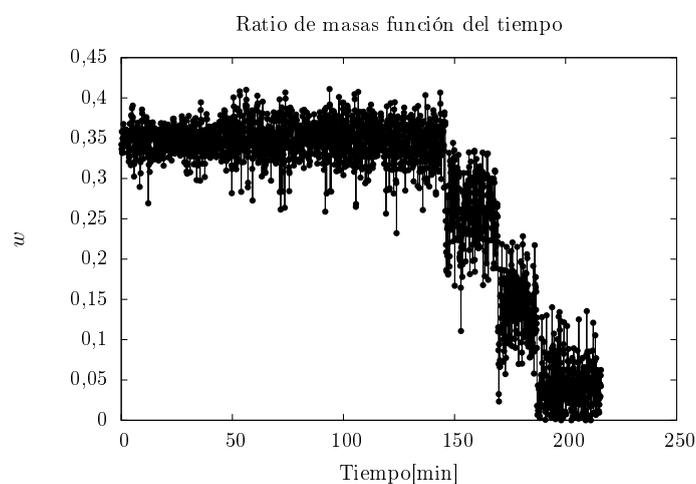


Figura C23: Cociente de masas función del tiempo de medición.

Tabla C11: Valores medios y desviaciones absolutas (ecuación (C8) ) para la serie de medidas.

	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso 4	Caso 5	Caso 6	Caso 7	Caso 8	Caso 9	Caso 10
$T_{cald.}$ [°C]	84,949	85,121	84,991	85,125	84,927	85,038	84,95	85,104	85,161	84,974
D.A. [°C]	0,048	0,048	0,038	0,014	0,026	0,017	0,018	0,014	0,012	0,035
$T_{rec. evap.}$ [°C]	6,98	7,038	6,993	6,991	7,007	7,015	7,023	7,041	7,159	6,983
D.A. [°C]	0,03	0,011	0,029	0,031	0,025	0,013	0,04	0,032	0,058	0,047
$T_{cond.}$ [°C]	26,003	27,323	28,073	29,267	30,021	30,789	31,682	32,497	33,408	34,104
D.A. [°C]	0,084	0,065	0,049	0,045	0,069	0,104	0,161	0,035	0,139	0,101
$T_{rec. cald.}$ [°C]	94,994	95,037	94,906	95,01	94,972	95,058	94,965	95,055	95,127	94,967
D.A. [°C]	0,031	0,048	0,073	0,027	0,04	0,029	0,023	0,026	0,024	0,025
$T_{rec. evap.}$ [°C]	17	17	16,998	17,008	16,984	16,989	17,01	17,048	17,116	19,062
D.A. [°C]	0,03	0,012	0,022	0,029	0,024	0,034	0,051	0,036	0,111	0,065
Nivel <sub>cald.</sub> [%]	50,215	50,051	50,126	49,777	50,029	50,119	50,083	50	49,914	50,06
D.A. [%]	0,091	0,149	0,059	0,068	0,063	0,083	0,063	0,087	0,104	0,09
Nivel <sub>evap.</sub> [%]	49,971	50,01	50,003	50,042	50,007	50,028	50,03	49,98	50,007	50,001
D.A. [%]	0,189	0,167	0,164	0,19	0,195	0,163	0,17	0,189	0,141	0,091
$w$	0,349	0,35	0,348	0,347	0,349	0,351	0,343	0,261	0,131	0,047
D.A.	0,012	0,01	0,009	0,016	0,014	0,015	0,021	0,026	0,028	0,024

## C.5. Medidas

En este apartado se mostrarán las mediciones realizadas con objeto a obtener el punto crítico de operación del eyector.

En este anexo únicamente se mostrarán todos los datos medidos, la discusión de los mismos se encuentra en la sección V.

### C.5.1. Series de medidas variando la presión de caldera, evaporador y condensador

El estudio sistemático de este conjunto de condiciones es el objetivo de este apartado.

En este anexo se mostrará el conjunto de gráficas de cociente de masas frente a presión de condensación y el método empleado para obtener el punto crítico a partir de las mismas.

La determinación del punto crítico se realiza de forma manual para cada gráfica. La zona de cociente de masa constante queda perfectamente definida (excepto para presiones bajas de caldera y para la cámara de mezcla "C") dado que, como se puede ver en las figuras C25 a C32, los puntos experimentales reproducen excepcionalmente bien este comportamiento. La transición de este régimen a régimen mixto se produce de acuerdo a dos casuísticas, conforme queda representado en la figura C24. En la primera de ellas, el punto crítico se corresponde con un punto medido (caso (a)). Lo contrario ocurre en la segunda situación. Para este caso, el punto crítico se obtiene como la intersección de dos rectas. Una correspondiente a la regresión lineal de la zona de "w" constante, y otra recta para la zona de régimen mixto (caso (b)).

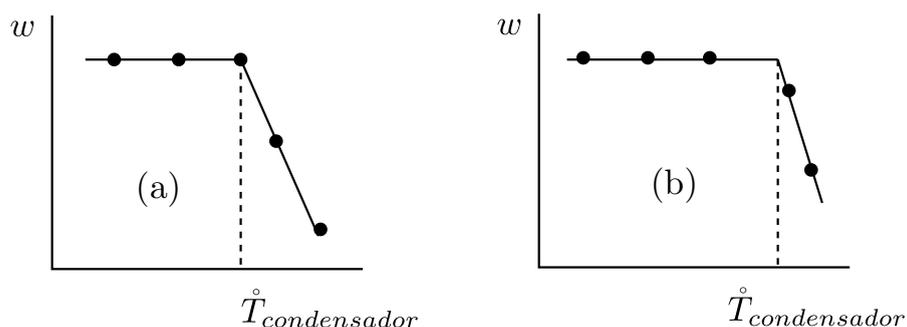


Figura C24: Procedimiento para determinar el punto crítico de operación del eyector.

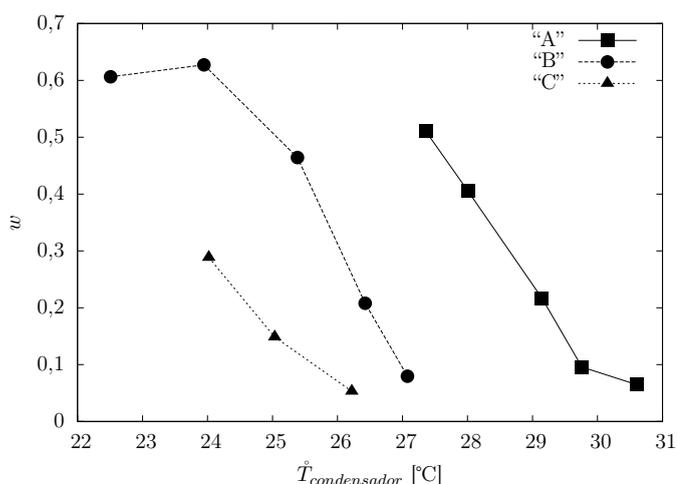


Figura C25: Ensayo para determinar el punto crítico para  $\hat{T}_{caldera}=75$  °C,  $\hat{T}_{evaporador}=10$  °C.

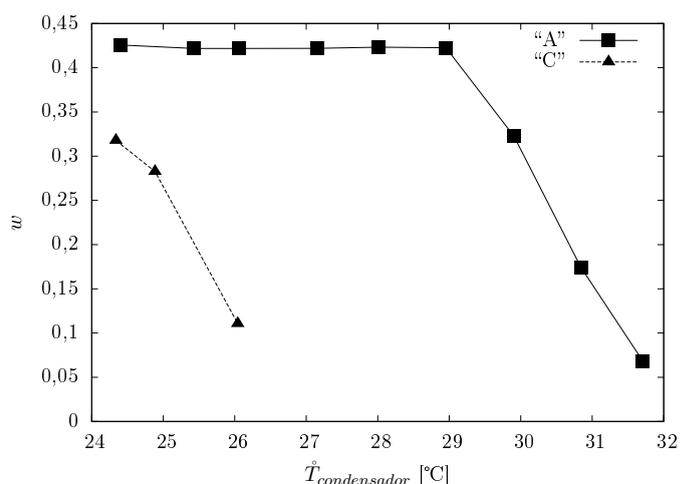


Figura C26: Ensayo para determinar el punto crítico para  $\hat{T}_{caldera}=80$  °C,  $\hat{T}_{evaporador}=7$  °C.

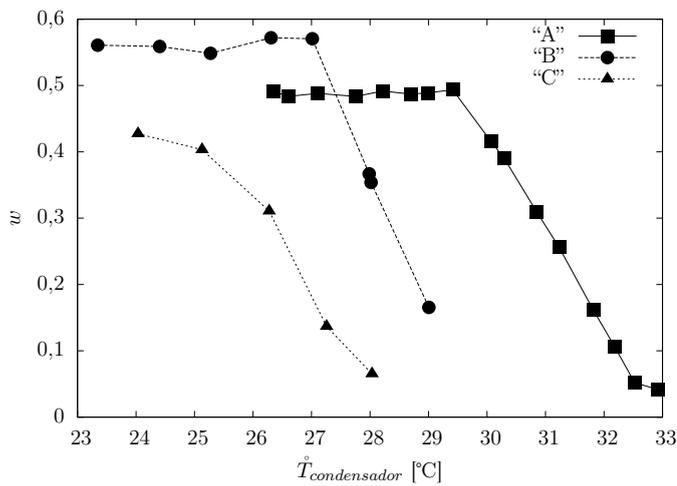


Figura C27: Ensayo para determinar el punto crítico para  $\dot{T}_{caldera}=80\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $\dot{T}_{evaporador}=10\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

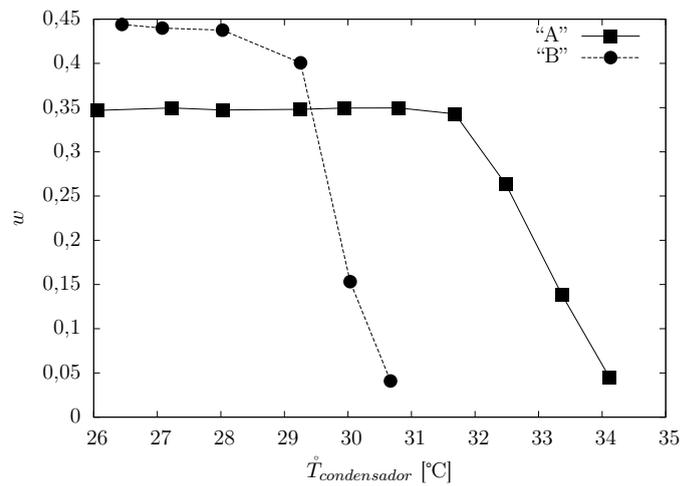


Figura C28: Ensayo para determinar el punto crítico para  $\dot{T}_{caldera}=85\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $\dot{T}_{evaporador}=7\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

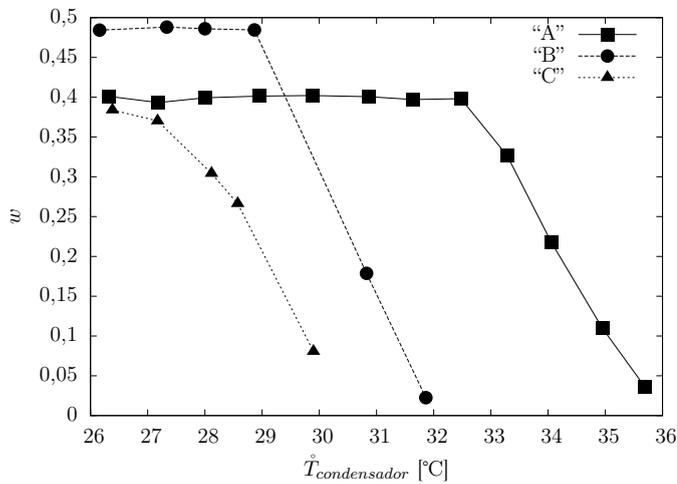


Figura C29: Ensayo para determinar el punto crítico para  $\dot{T}_{caldera}=85\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $\dot{T}_{evaporador}=10\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

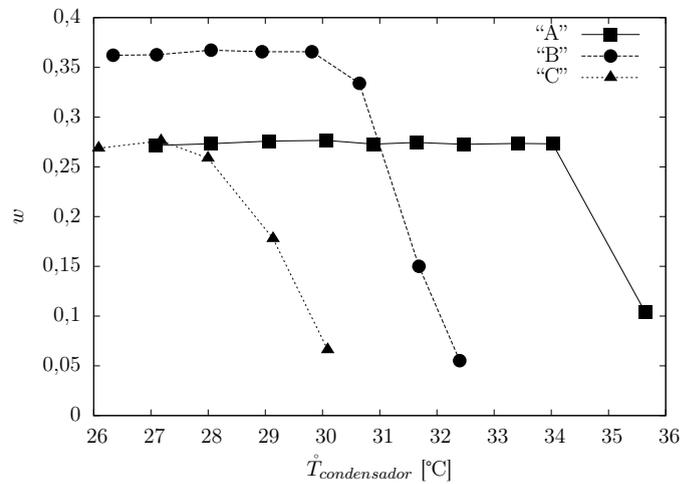


Figura C30: Ensayo para determinar el punto crítico para  $\dot{T}_{caldera}=90\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $\dot{T}_{evaporador}=5\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

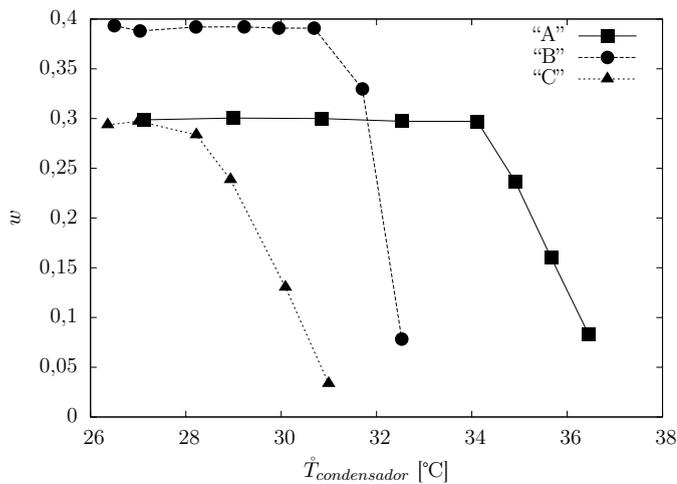


Figura C31: Ensayo para determinar el punto crítico para  $\dot{T}_{caldera}=90\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $\dot{T}_{evaporador}=7\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

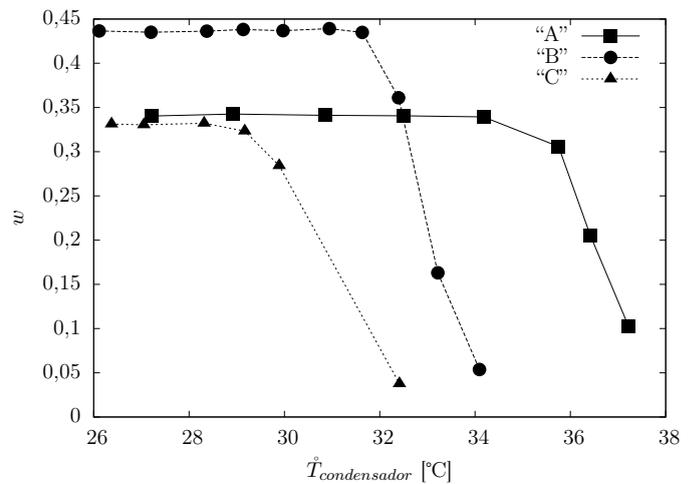


Figura C32: Ensayo para determinar el punto crítico para  $\dot{T}_{caldera}=90\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $\dot{T}_{evaporador}=10\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

La comparación en forma tabular entre los datos medidos experimentalmente y los obtenidos por el modelo los podemos observar en la tabla C12. Las casillas en blanco se corresponde con series en que no se ha podido obtener el valor experimental.

**Tabla C12:** Valores de consigna de las distintas variables (excepto presión en caldera, evaporador y condensador) empleados para todas las series de medida

Cámara de mezcla "A"						
$\dot{T}_{cald.}$ [°C]	$\dot{T}_{rec. evap.}$ [°C]	$w_{experimental}$	$w_{modelo}$	Error %	$\dot{T}_{condensador, exp}$	$\dot{T}_{condensador, mod.}$
75	10		0,579			30,8
80	7	0,422	0,422	0,1	29,0	32,2
80	10	0,494	0,492	0,5	29,4	33,3
85	7	0,342	0,351	2,5	31,7	34,6
85	10	0,398	0,413	3,7	32,5	35,9
90	5	0,273	0,247	9,3	32,0	35,9
90	7	0,297	0,286	3,7	34,1	36,9
90	10	0,339	0,345	1,8	35,4	38,2
Cámara de mezcla "B"						
$\dot{T}_{cald.}$ [°C]	$\dot{T}_{rec. evap.}$ [°C]	$w_{experimental}$	$w_{modelo}$	Error %	$\dot{T}_{condensador, exp}$	$\dot{T}_{condensador, mod.}$
75	10		0,555			33,3
80	7		0,439			32,3
80	10	0,571	0,497	13,0	27,0	33,3
85	7	0,438	0,362	17,4	29,1	34,8
85	10	0,484	0,427	11,7	28,9	36,1
90	5	0,365	0,255	30,1	30,4	36,0
90	7	0,391	0,296	24,4	31,5	37,1
90	10	0,437	0,355	18,7	32,0	38,6
Cámara de mezcla "C"						
$\dot{T}_{cald.}$ [°C]	$\dot{T}_{rec. evap.}$ [°C]	$w_{experimental}$	$w_{modelo}$	Error %	$\dot{T}_{condensador, exp}$	$\dot{T}_{condensador, mod.}$
75	10		0,554			31,5
80	7		0,417			32,1
80	10		0,477			33,1
85	7		0,348			34,5
85	10	0,384	0,408	6,2	26,4	35,8
90	5	0,276	0,246	11,0	27,2	35,7
90	7	0,297	0,280	5,6	27,0	36,6
90	10	0,332	0,342	3,0	28,4	38,1

Los errores medios cometidos en la medida del cociente de masas son:

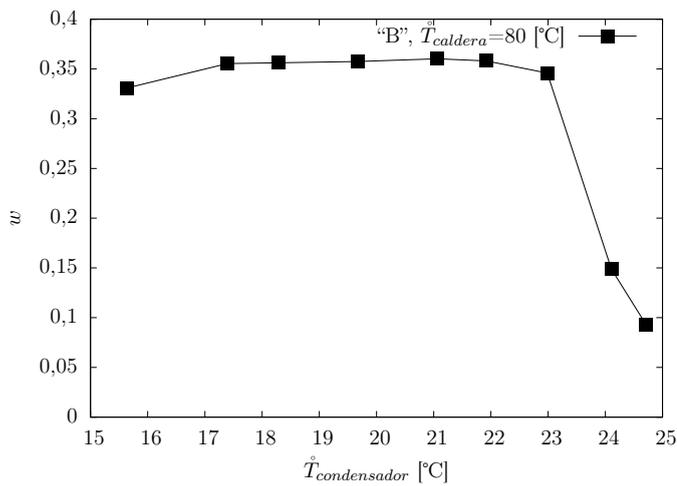
Error medio "w" cámara de mezcla "A" = 3,08 %.

Error medio "w" cámara de mezcla "B" = 19,22 %.

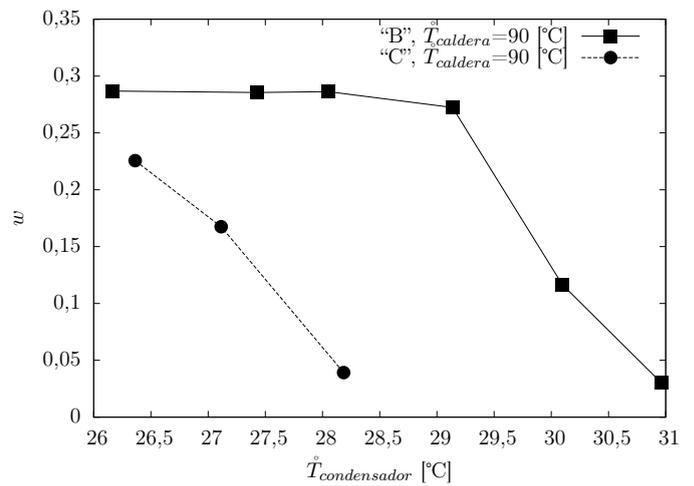
Error medio "w" cámara de mezcla "C" = 6,43 %.

Además de las mediciones mostradas en la tabla 29, se han realizado otra serie de ensayos para observar el rendimiento del eyector funcionando en condiciones alejadas del punto de diseño. Estas mediciones no se han realizado repetidas para las tres cámaras de mezcla, sino que son características para cada una de ellas.

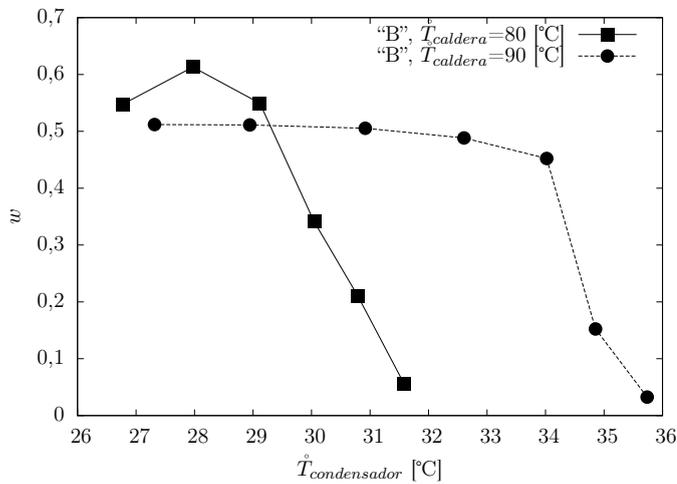
Las gráficas se han organizado por temperatura de evaporador creciente, estando en la leyenda especificadas las condiciones en que se obtiene cada serie de medidas.



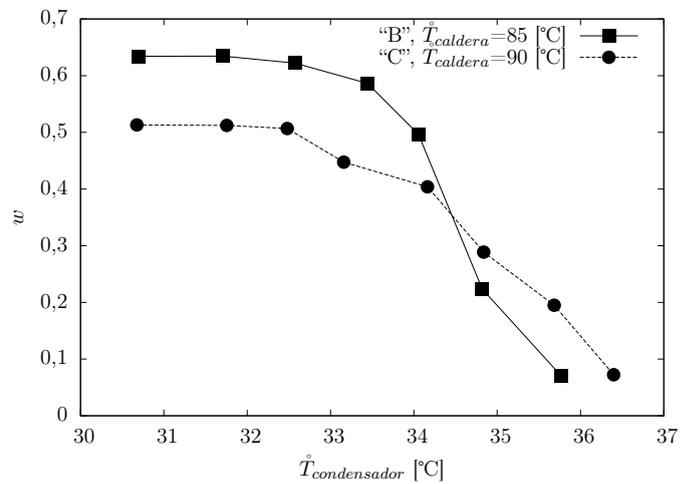
**Figura C33:** Ensayo para determinar el punto crítico para  $\hat{T}_{evaporador} = -2,5$  °C.



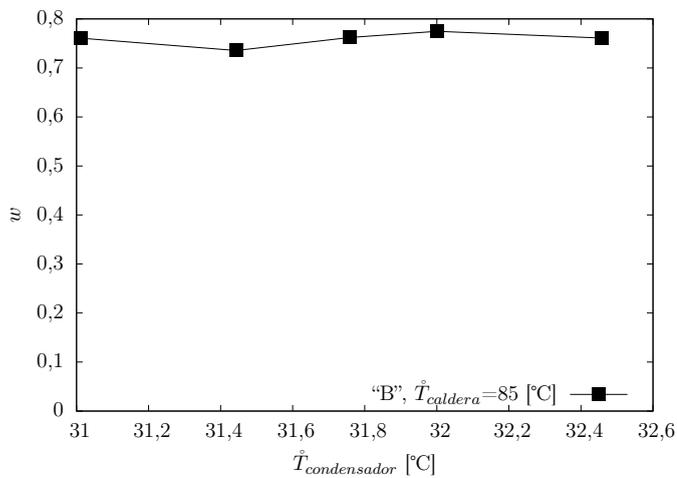
**Figura C34:** Ensayo para determinar el punto crítico para  $\hat{T}_{evaporador} = 0$  °C.



**Figura C35:** Ensayo para determinar el punto crítico para  $\hat{T}_{evaporador} = 15$  °C.



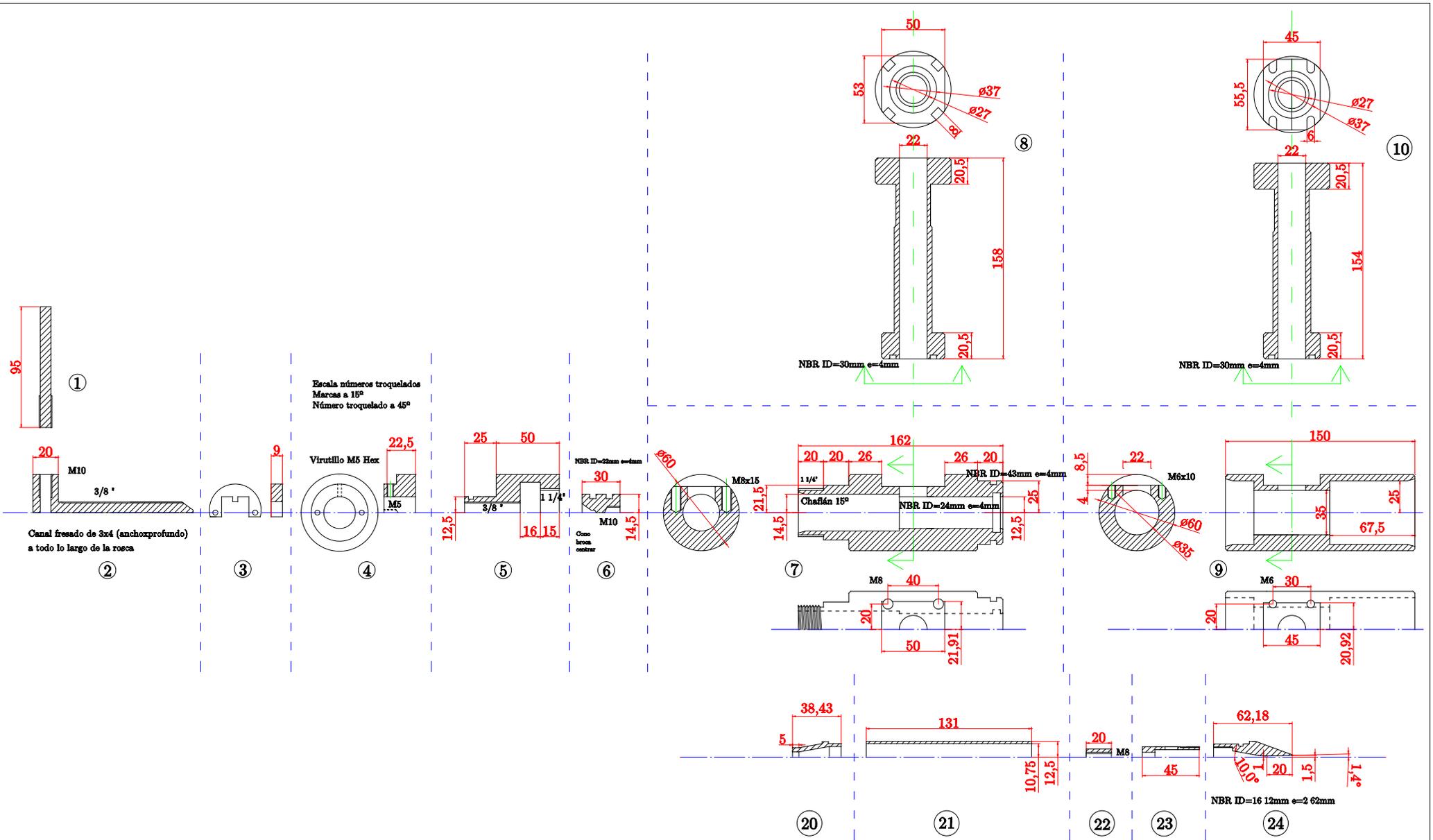
**Figura C36:** Ensayo para determinar el punto crítico para  $\hat{T}_{evaporador} = 20$  °C.



**Figura C37:** Ensayo para determinar el punto crítico para  $T_{evaporador} = 25$  °C.

# Planos

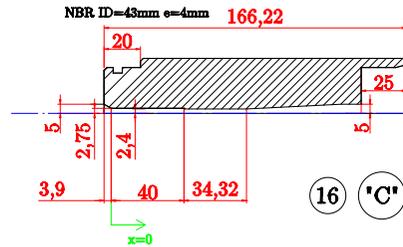
1. Diseño mecánico eyector de refrigerante.
2. Diseño de caldera y evaporador
3. Diseño de recalentadores de caldera y evaporador.
4. Esquema instalación.
5. Diagrama unifilar fuerza bancada eyector.
6. Diagrama unifilar control bancada eyector.
7. Diagrama unifilar fuerza bancada enfriadora.
8. Diagrama unifilar control bancada enfriadora.



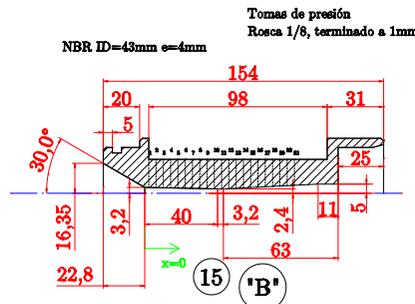
Todas las piezas en acero UNE-F2111, excepto  
6, 22 y 23 UNE-F110  
21 ASTM A53 B  
20 y 24 latón CuZn40Pb2  
13 AISI 316L

Todas las cotas en mm

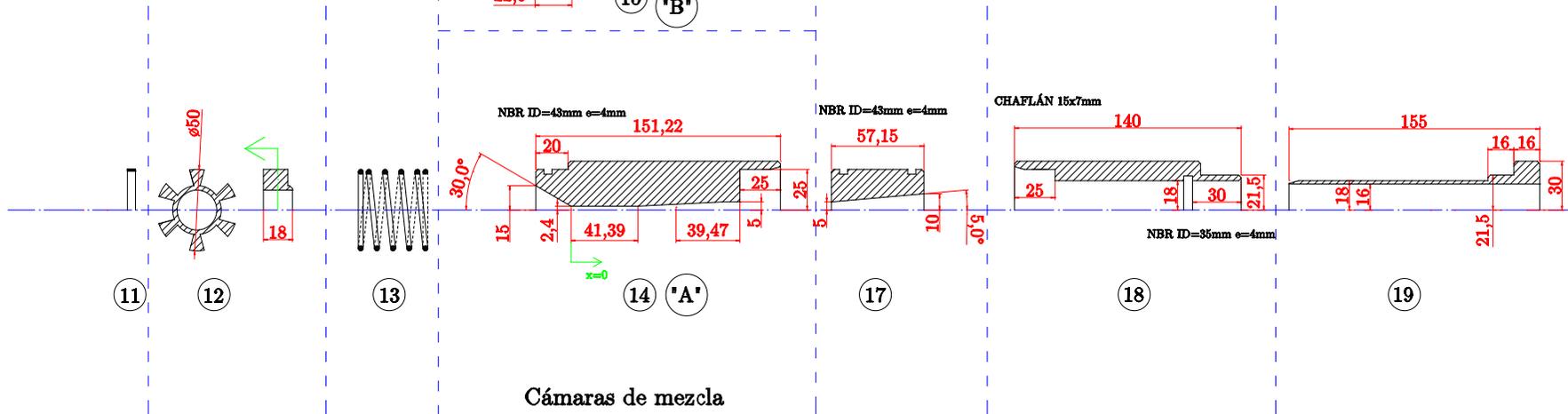
Fecha	Nombre		<b>Universidad de Valladolid</b> Escuela de Ingenierías Industriales
Dibujado	Comprob		
Aprobado			
Escala	Denominación	Plano nº	
1 4	Eyector R-134a	1	
Nº HOJAS			
2	Sustituye a		
	Sustituido por		



La parte de salida de todas las cámaras de mezcla es la misma. Está realizada con un escariador cónico 1 20 (ángulo total cono de 5 72°). El pequeño chaflán que tiene la cámara de mezcla 'C' tiene un ángulo de 30°.



La entrada de la cámara de mezcla 'B' se realizó con un escariador cónico 1 50 (ángulo total cono de 2 29°).

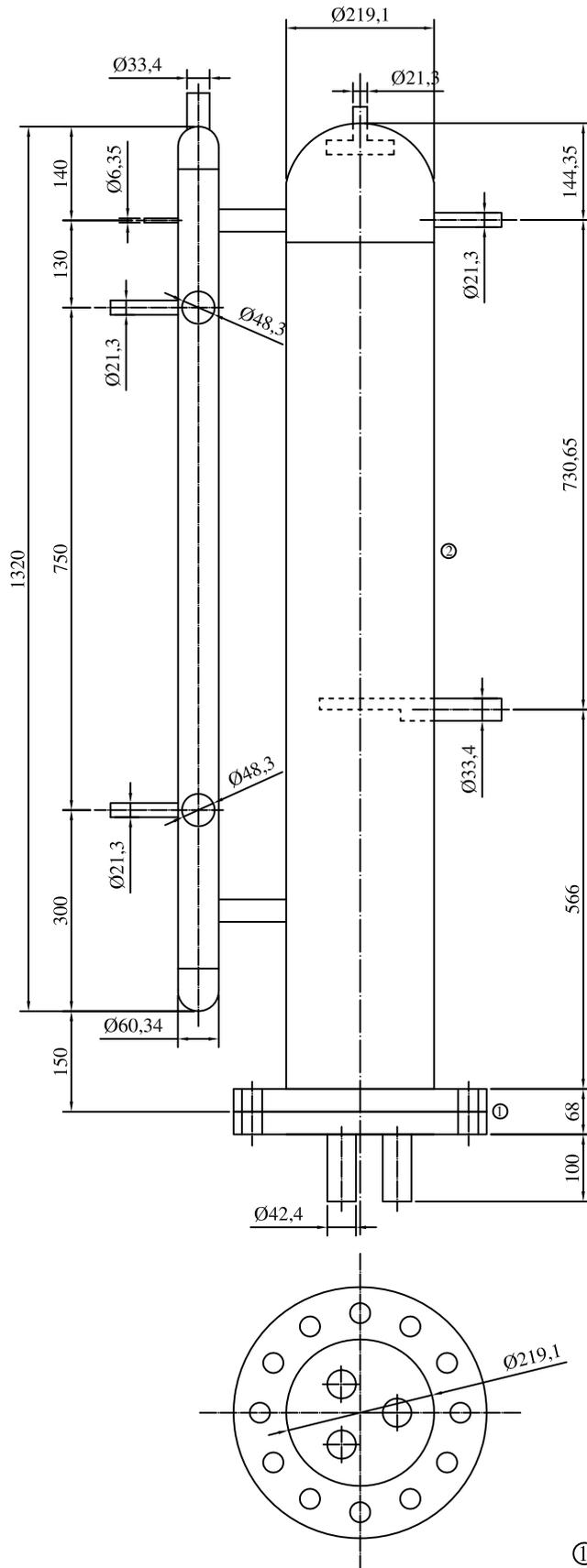


Cámaras de mezcla

Todas las piezas en acero UNE-F2111, excepto  
 6, 22 y 23 UNE-F110  
 21 ASTM A53 B  
 20 y 24 latón CuZn40Pb2  
 13 AISI 316L

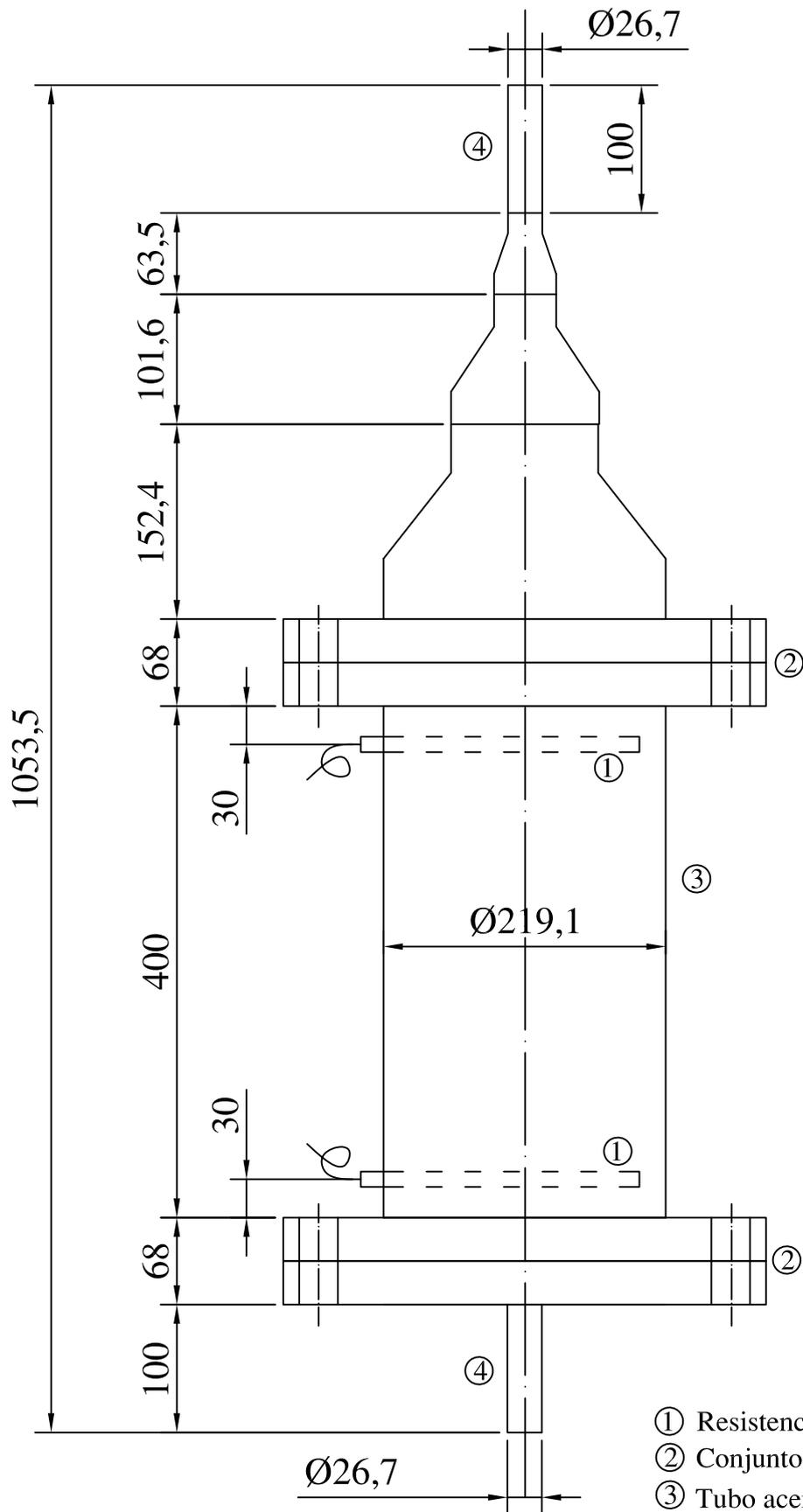
Todas las cotas en mm

	Fecha	Nombre	 Universidad de Valladolid Escuela de Ingenierías Industriales
Dibujado	03/06/12	Javier	
Comprob			
Aprobado			
Escala	Denominación		Plano nº
1 4	Eyector R-134a		2
Nº HOJAS			Sustituye a
2			Sustituido por



- ① Conjunto Bidas DN200 PN16
- ② Tubo acero ASTM Gr.B Sch80 DN200

	Fecha	Nombre		Universidad de Valladolid Escuela de Ingenierías Industriales	
Dibujado	03/05/12	David			
Comprob:	03/06/12	Javier			
Aprobado					
Escala: 1:4	Denominación:			Plano nº:	
Nº HOJAS 1	Caldera y Evaporador			3	
				Sustituye a:	
				Sustituido por:	



- ① Resistencia 1000 W
- ② Conjunto Bridas DN200 PN16
- ③ Tubo acero ASTM Gr.B Sch40 DN200
- ④ Tubo acero ASTM Gr.B Sch40 DN20

	Fecha	Nombre		Universidad de Valladolid Escuela de Ingenierías Industriales	
Dibujado	03/05/12	David			
Comprob:	03/06/12	Javier			
Aprobado					
Escala. 1:4	Denominación:				Plano nº:
Nº HOJAS 1	Recalentador caldera y evaporador				4
					Sustituye a:
					Sustituido por:

**Rangos operativos**

Caldera 55°C (15 bar) a 90°C (32 bar)  
 Evaporador 0°C (2.9 bar) a 15°C (4.9 bar)  
 Condensador 20°C (5.7 bar) a 45°C (11 bar)

**Sondas de nivel**

EA1 - Caldera [0-1000 mm]  
 EA2 - Evaporador [0-1000 mm]

**Sensores de presión**

EA3 - Caldera (0/40 bar)  
 EA4 - Salida recalentador caldera (0/40 bar)  
 EA5 - Tomas eyector (0/10 bar)  
 EA6 - Evaporador (0/30 bar)  
 EA7 - Salida recalentador evaporador (0/30 bar)  
 EA8 - Salida eyector (0/30 bar)

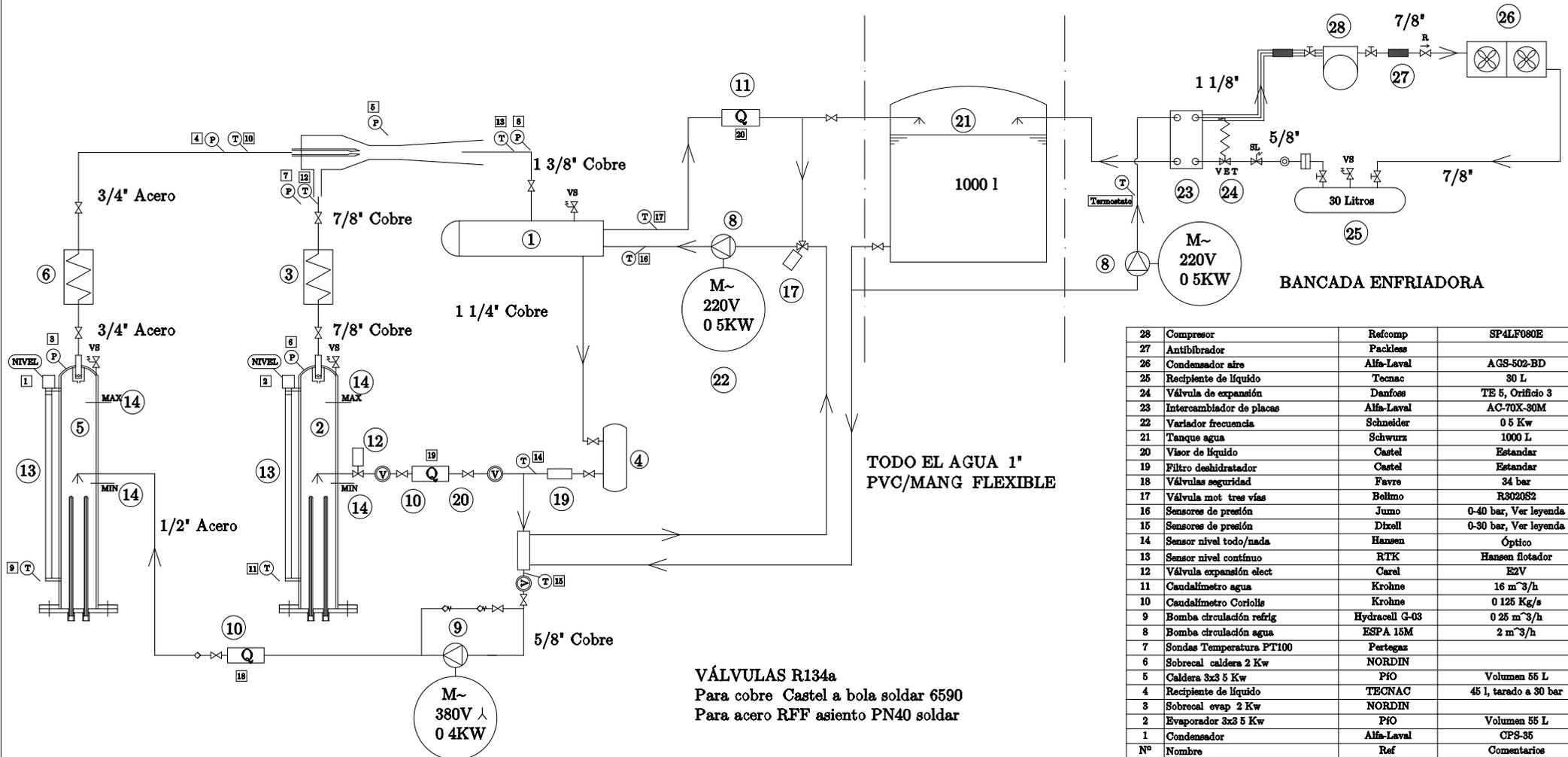
**Sondas de caudal**

EA18 - Caldera [0-0.125 Kg/s]  
 EA19 - Evaporador [0-0.125 Kg/s]  
 EA20 - Agua [0-16 m³/h]

**Sondas de temperatura**

EA9 - Caldera (0/150°C)  
 EA10 - Salida recalentador caldera (0/150°C)  
 EA11 - Evaporador (-50/50°C)  
 EA12 - Salida recalentador evaporador (-50/50°C)  
 EA13 - Salida del eyector (0/100°C)  
 EA14 - Entrada subenfriador líquido (0/100°C)  
 EA15 - Salida subenfriador líquido (0/100°C)  
 EA16 - Entrada agua condensador (0/50°C)  
 EA17 - Salida agua condensador (0/50°C)

**Enfriadora - Tanque de agua (PTC)**



**BANCADA EYECTOR**

**TODO EL AGUA 1" PVC/MANG FLEXIBLE**

**VÁLVULAS R134a**

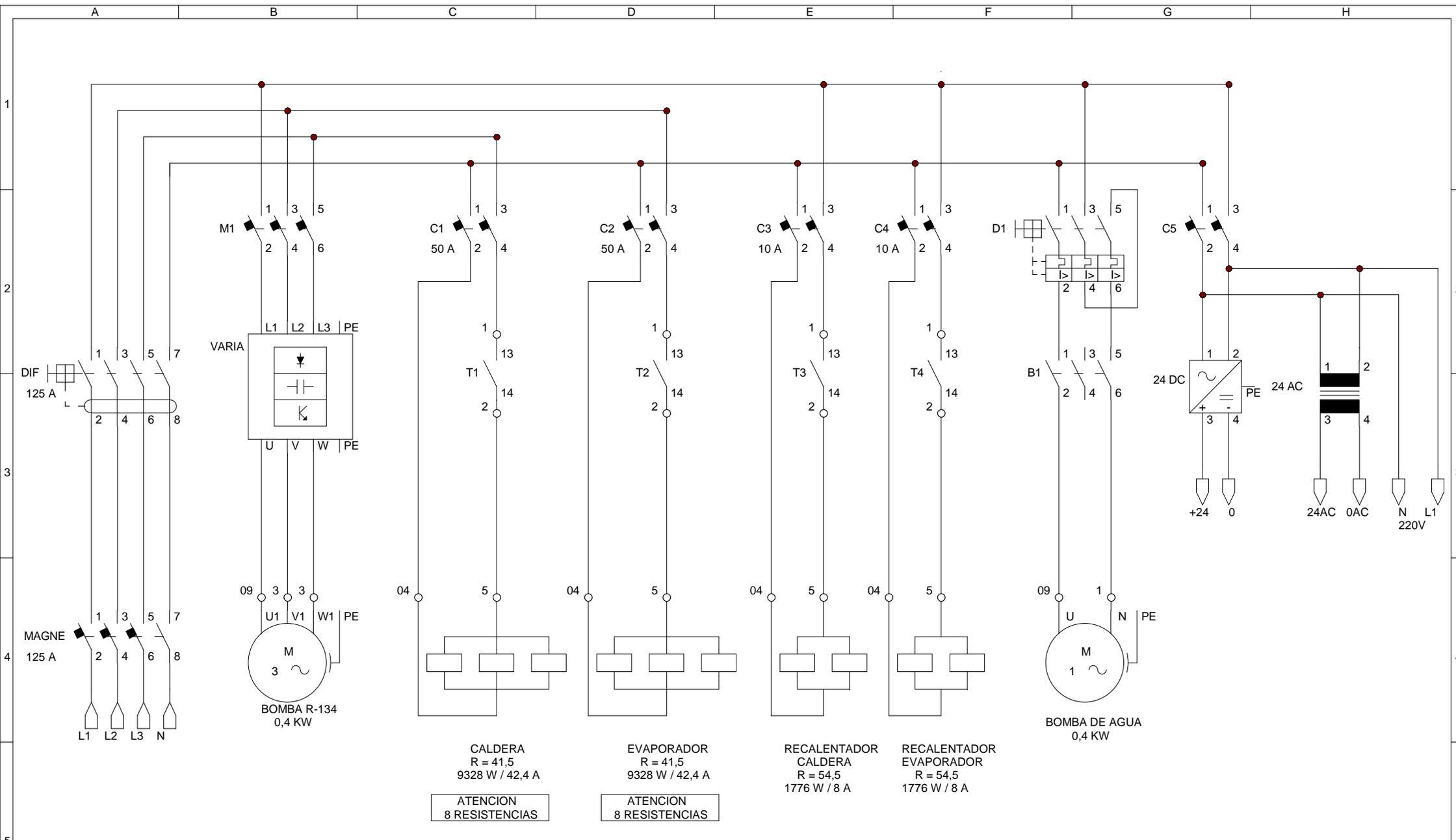
Para cobre Castel a bola soldar 6590  
 Para acero RFF asiento PN40 soldar

**AISLAMIENTO R134a**

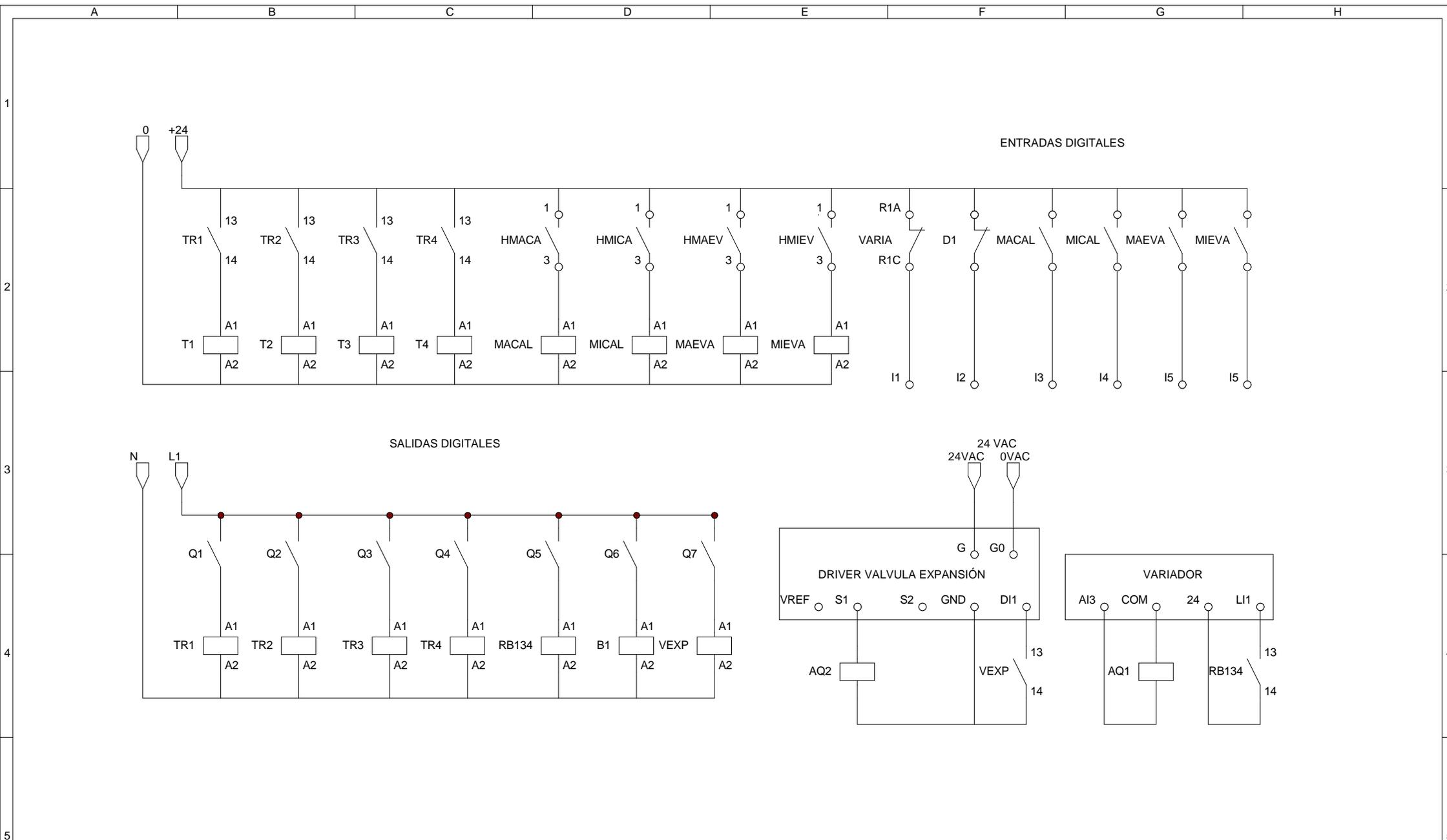
Todas las líneas y elementos de R134A van aislados con Armaflex 19mm Caldera y evaporador van con poliuretano

Nº	Nombre	Refcomp	Comentarios
28	Compresor	Refcomp	SP4LF080E
27	Antibibrador	Packless	
26	Condensador aire	Alfa-Laval	AGS-502-BD
25	Recipiente de líquido	Tecnac	30 L
24	Válvula de expansión	Danfoss	TE 5, Orificio 3
23	Intercambiador de placas	Alfa-Laval	AC-70X-30M
22	Variador frecuencia	Schneider	0.5 Kw
21	Tanque agua	Schwurz	1000 L
20	Visor de líquido	Castel	Estandar
19	Filtro deshidratador	Castel	Estandar
18	Válvulas seguridad	Favre	34 bar
17	Válvula mot tres vías	Bellmo	R302082
16	Sensores de presión	Jumo	0-40 bar, Ver leyenda
15	Sensores de presión	Dixell	0-80 bar, Ver leyenda
14	Sensor nivel todo/nada	Hansen	Óptico
13	Sensor nivel continuo	RTK	Hansen flotador
12	Válvula expansión elect	Carel	E2V
11	Caudalímetro agua	Krohne	16 m³/h
10	Caudalímetro Coriolls	Krohne	0.125 Kg/s
9	Bomba circulación refrig	Hydracell G-03	0.25 m³/h
8	Bomba circulación agua	ESPA 15M	2 m³/h
7	Sondas Temperatura PT100	Partegas	
6	Sobrecal caldera 2 Kw	NORDIN	
5	Caldera 3x3 5 Kw	PIO	Volumen 55 L
4	Recipiente de líquido	TECNAC	45 l, tarado a 30 bar
3	Sobrecal evap 2 Kw	NORDIN	
2	Evaporador 3x3 5 Kw	PIO	Volumen 55 L
1	Condensador	Alfa-Laval	CPS-35
Nº	Nombre	Ref	Comentarios

Dibujado	Fecha	Nombre	Universidad de Valladolid Escuela de Ingenierías Industriales
Comprob	02/06/12	Javier	
Aprobado			
Escuela	Denominación		Plano nº
Nº HOJAS	Esquema instalación		5
1	eyector		Sustituye a
			Sustituido por



	Fecha	Nombre	Firmas	Entidad	Título	Fecha: 12-12-2011	Nún: 1 de 1
Dibujado					<b>FUERZA</b>	Archivo: fuerza.cad	
Comprobado							



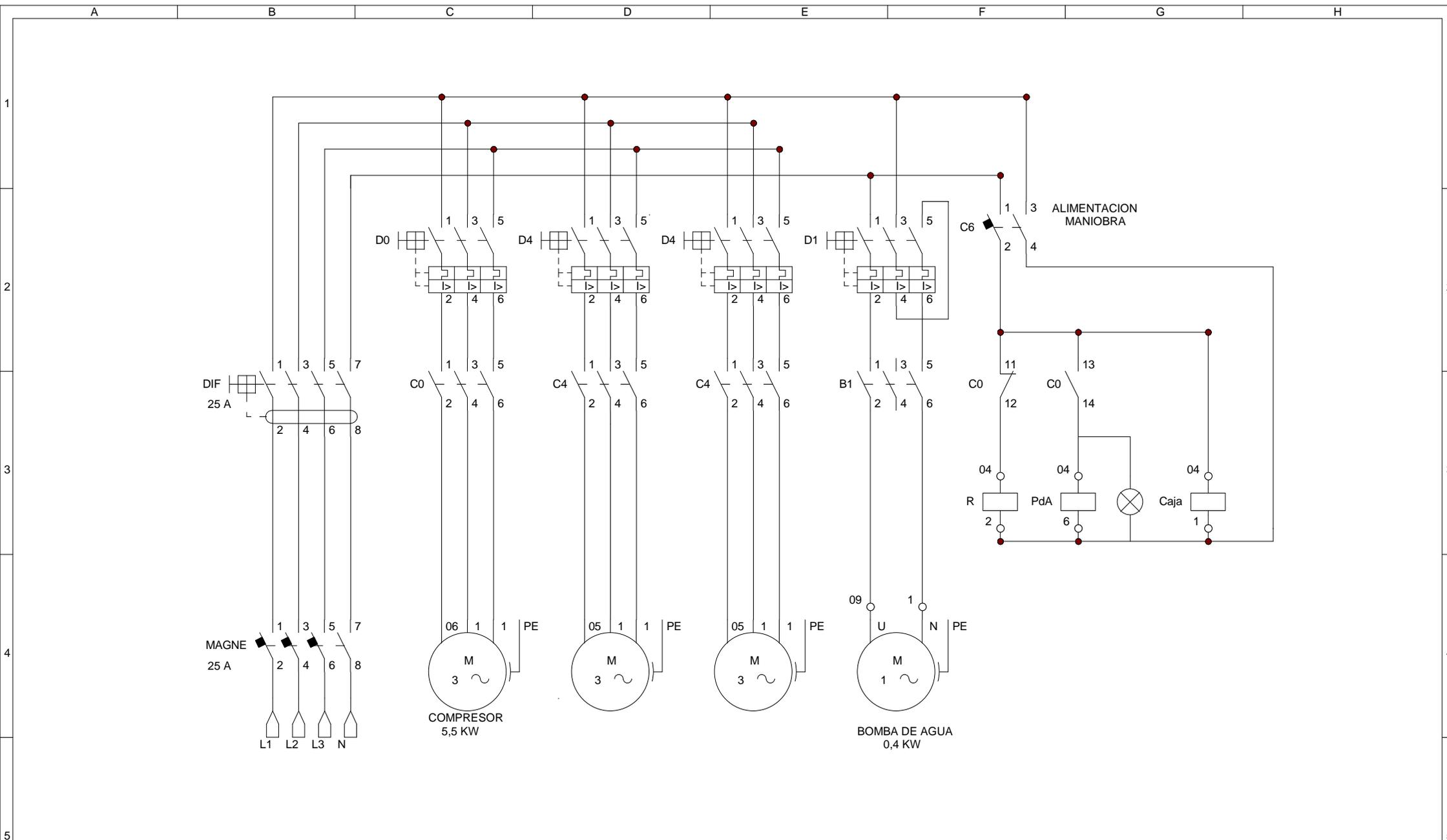
ENTRADAS DIGITALES

SALIDAS DIGITALES

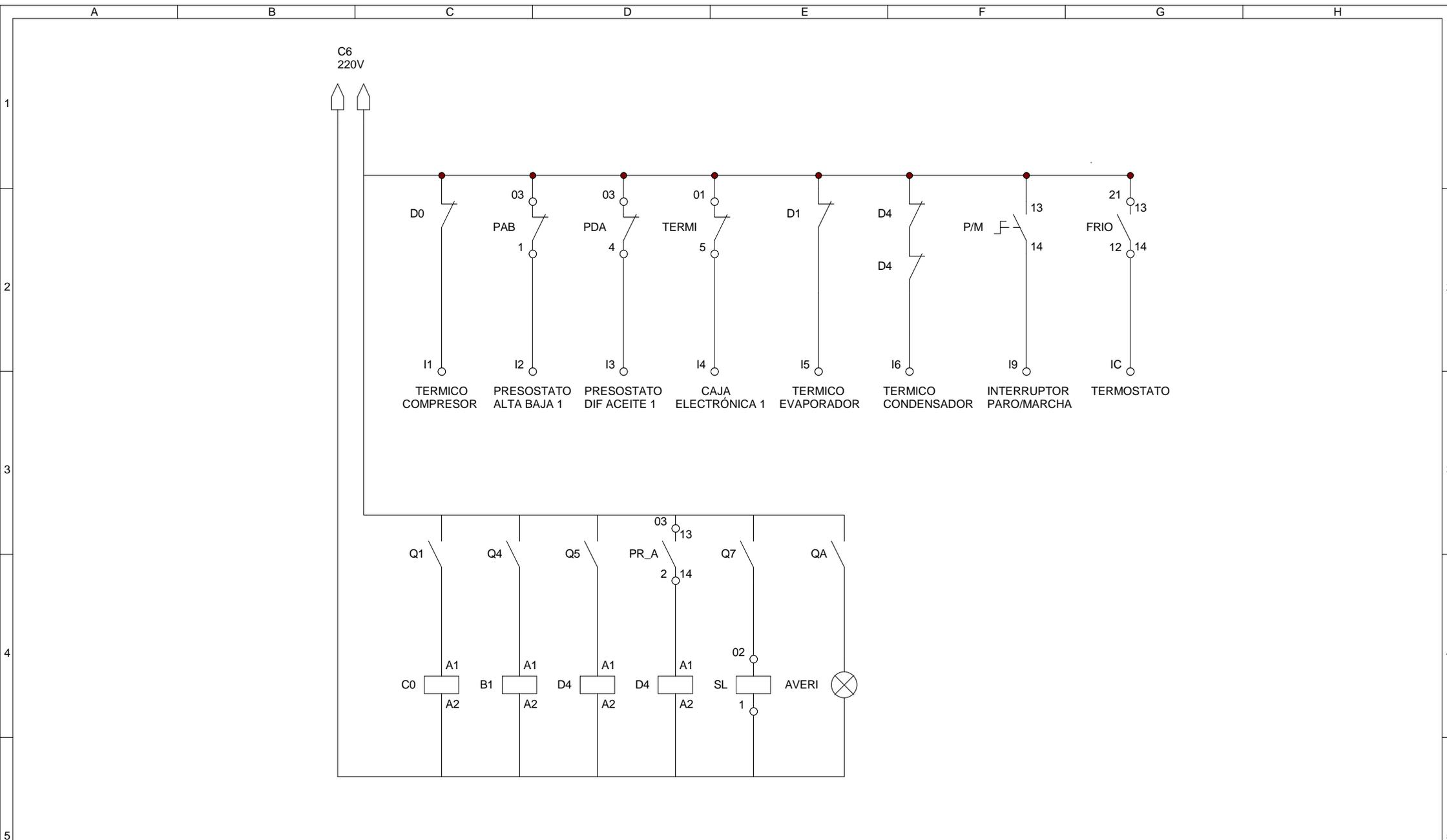
DRIVER VALVULA EXPANSIÓN

VARIADOR

	Fecha	Nombre	Firmas	Entidad	Título	Fecha: 12-12-2011	Nún: 1 de 1
Dibujado					<b>MANIOBRA</b>	Archivo: ENTRADAS.CAD	
Comprobado							



Fecha	Nombre	Firmas	Entidad	Título	Fecha: 12-12-2011	Nún: 1 de 1
Dibujado					<b>FUERZA</b>	
Comprobado						



	Fecha	Nombre	Firmas	Entidad	Título	Fecha: 12-12-2012	Nún: 1 de 1
Dibujado					<b>MANIOBRA</b>	Archivo: ENF_ENTRA.CAD	
Comprobado							

# Fotos

- Figura C38: Cuerpo de entrada de vapor a alta presión (de la caldera), pieza número 7.
- Figura C39: Cuerpo de entrada de vapor a baja presión (del evaporador), pieza número 9.
- Figura C40: Conexiones de alta y baja presión con la instalación, piezas 8 y 10 respectivamente.
- Figura C41: Alineador de flujo, pieza número 12.
- Figura C42: Cámara de mezcla primera, pieza número 14.
- Figura C43: Tobera, pieza número 24.
- Figura C44: Montaje de piezas 2, 3, 4 y 5, correspondiente al mecanismo empujador de la tobera.
- Figura C45: Montaje de piezas 6, 20, 21, 21, 23 y 24, correspondiente a la tobera.
- Figura C46: Cuerpo de salida, pieza número 18.
- Figura C47: Pieza telescópica a la que se conecta la brida de salida para absorber las variaciones de tamaño de las distintas cámaras de mezcla, pieza número 19.
- Figura C48: Bancada del eyector durante su fabricación, vista frontal.
- Figura C49: Bancada del eyector durante su fabricación, vista trasera.
- Figura C50: Detalle del eyector montado justo antes de su instalación.
- Figura C51: Detalle del eyector con la cámara de mezcla segunda, con las tomas de presión instaladas.
- Figura C52: Detalle del intercambiador concéntrico emplado para evitar cavitación en la bomba de membrana.
- Figura C53: Detalle de la bomba de membrana con la culata desmontada.
- Figura C54: Sondas de nivel instaladas en caldera y evaporador.
- Figura C55: Detalle del interior de un recalentador.
- Figura C56: Bancada de la enfriadora a falta del cuadro eléctrico y aislamiento de tubos.
- Figura C57: Vista global de la instalación.
- Figura C58: Captura de pantalla del “HMI (Human Machine Interface)” para el control de la instalación.



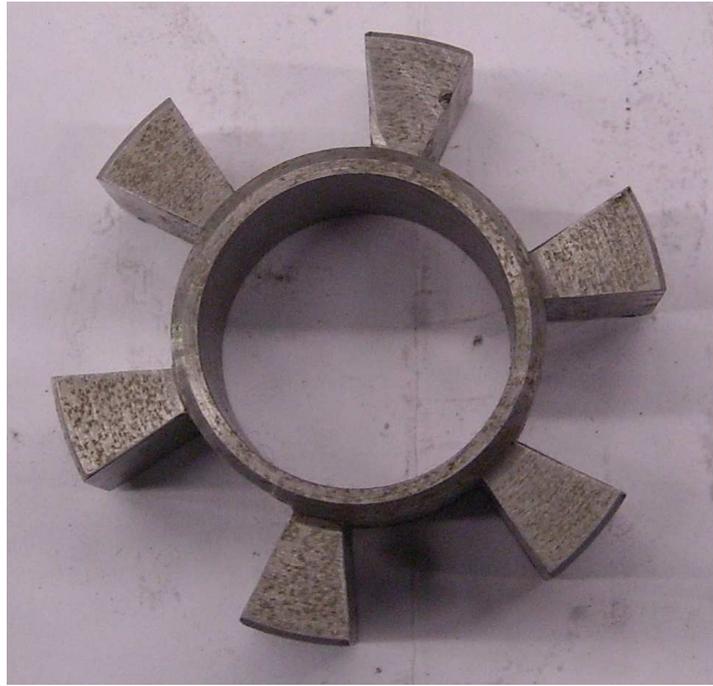
**Figura C38:** Cuerpo de entrada de vapor a alta presión (de la caldera), pieza número 7.



**Figura C39:** Cuerpo de entrada de vapor a baja presión (del evaporador), pieza número 9.



**Figura C40:** Conexiones de alta y baja presión con la instalación, piezas 8 y 10 respectivamente.



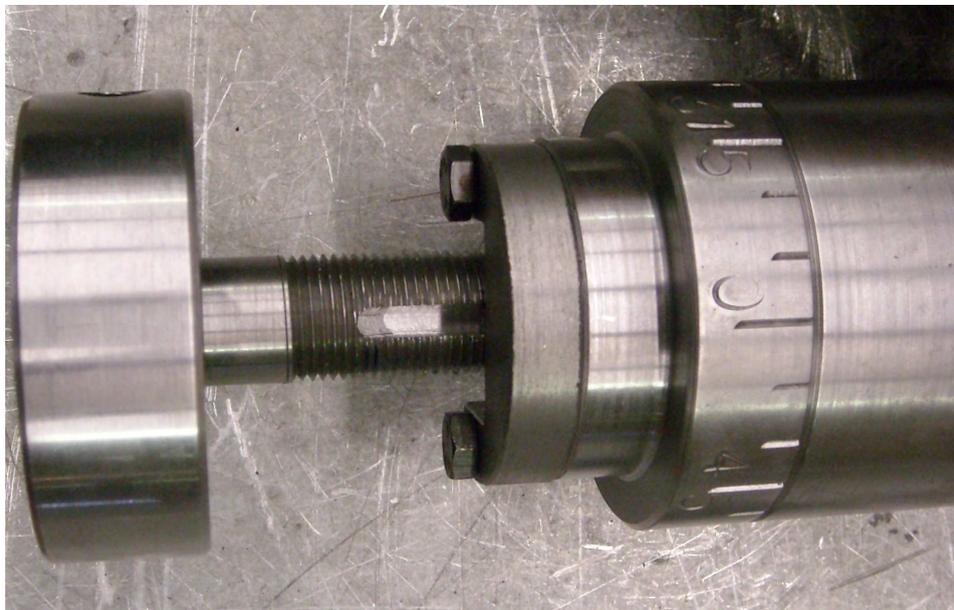
**Figura C41:** Alineador de flujo, pieza número 12.



**Figura C42:** Cámara de mezcla primera, pieza número 14.



**Figura C43:** Tobera, pieza número 24.



**Figura C44:** Montaje de piezas 2, 3, 4 y 5, correspondiente al mecanismo empujador de la tobera.



**Figura C45:** Montaje de piezas 6, 20, 21, 21, 23 y 24, correspondiente a la tobera.



**Figura C46:** Cuerpo de salida, pieza número 18.



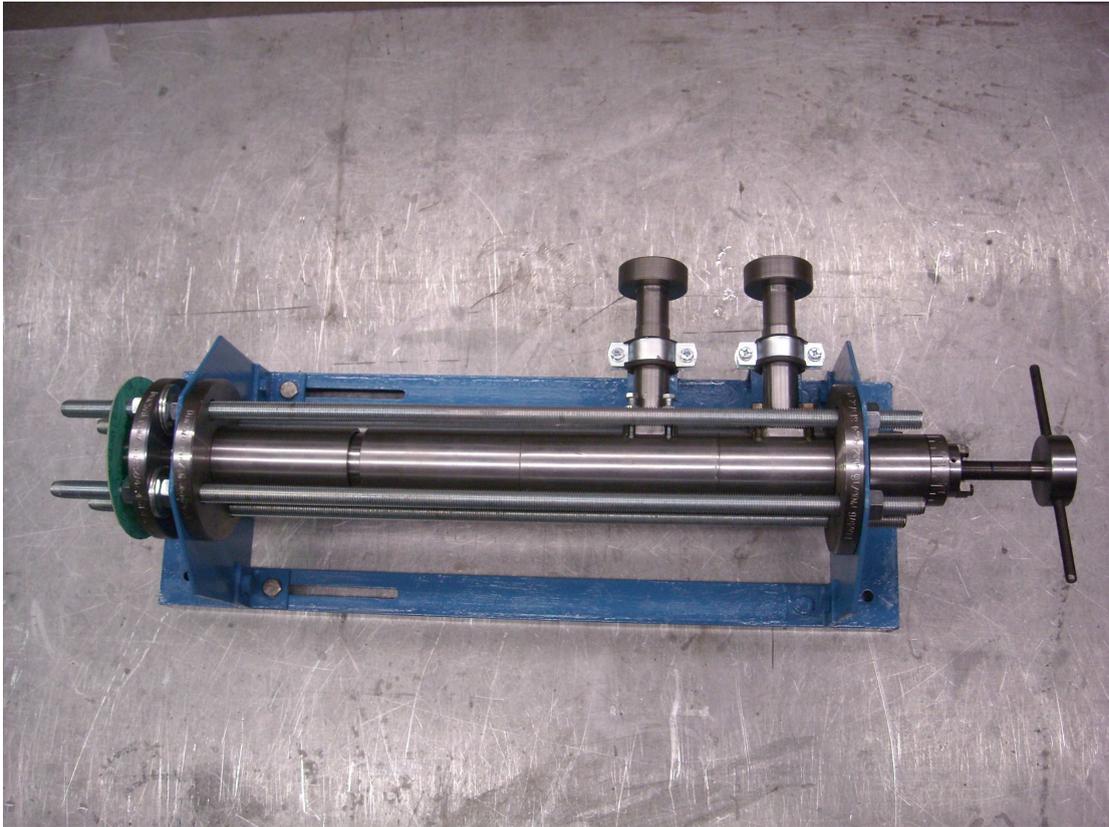
**Figura C47:** Pieza telescópica a la que se conecta la brida de salida para absorber las variaciones de tamaño de las distintas cámaras de mezcla, pieza número 19.



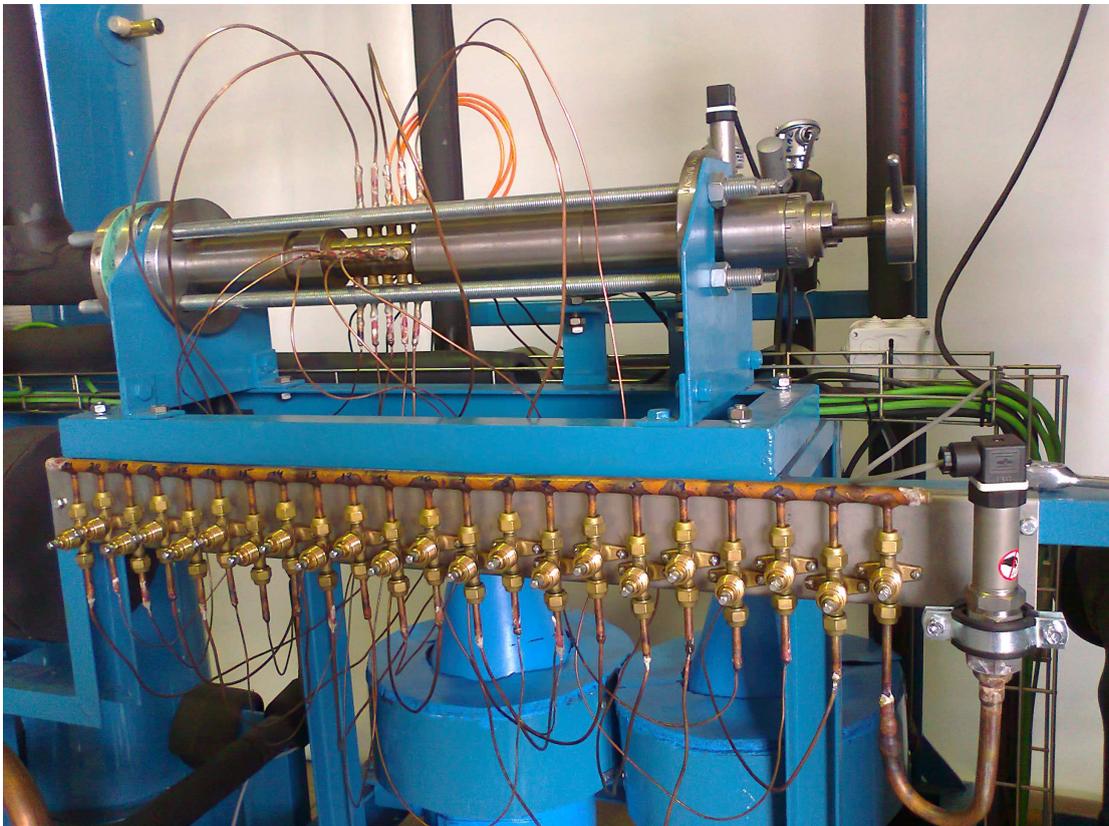
**Figura C48:** Bancada del eyector durante su fabricación, vista frontal.



**Figura C49:** Bancada del eyector durante su fabricación, vista trasera.



**Figura C50:** Detalle del eyector montado justo antes de su instalación.



**Figura C51:** Detalle del eyector con la cámara de mezcla segunda, con las tomas de presión instaladas.



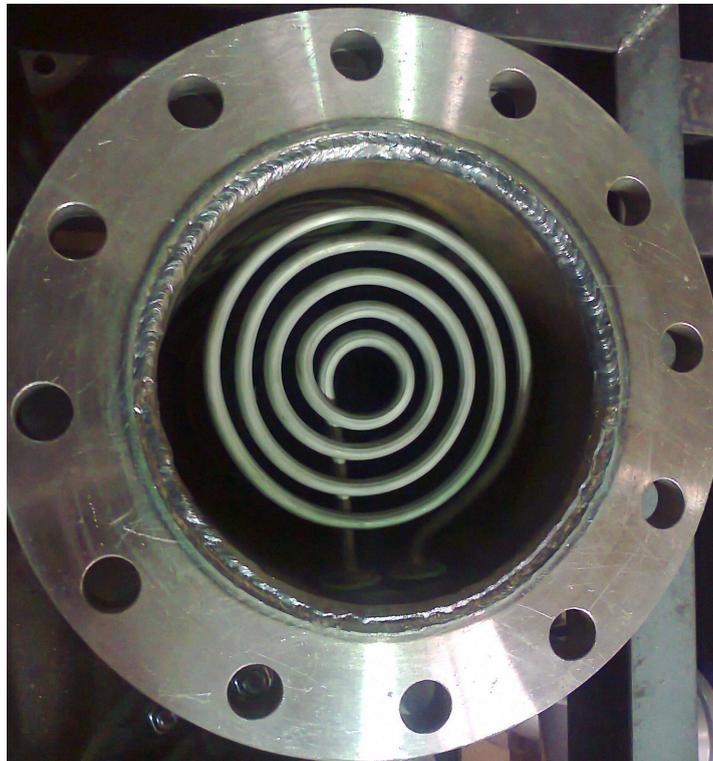
**Figura C52:** Detalle del intercambiador concéntrico empleado para evitar cabitación en la bomba de membrana.



**Figura C53:** Detalle de la bomba de membrana con la culata desmontada.



**Figura C54:** Sondas de nivel instaladas en caldera y evaporador.



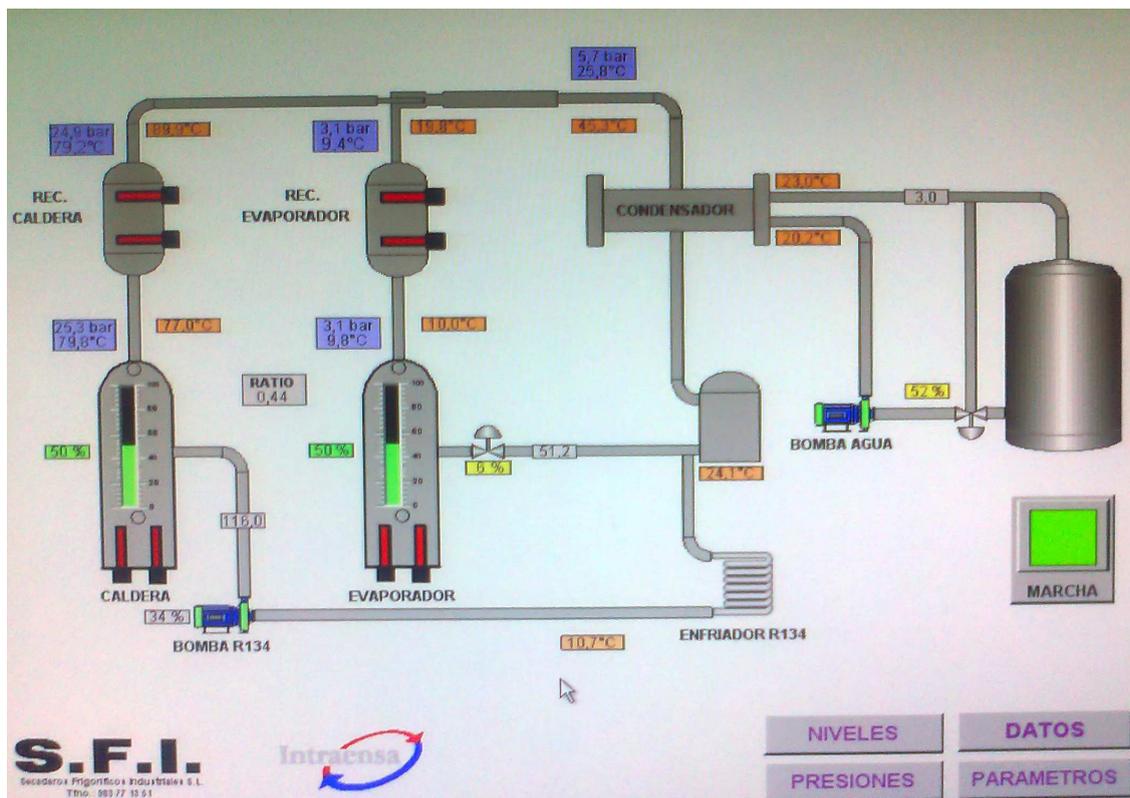
**Figura C55:** Detalle del interior de un recalentador.



**Figura C56:** Bancada de la enfriadora a falta del cuadro eléctrico y aislamiento de tubos.



**Figura C57:** Vista global de la instalación.



**Figura C58:** Captura de pantalla del “HMI (Human Machine Interface)” para el control de la instalación.

# Tablas

Se transcriben en este apartado, de forma tabular, los datos empleados para hacer las representaciones gráficas más representativas del eyector de refrigerante.

Se ha procurado colocar los datos de forma que sea posible una copia fácil y eficiente a un archivo de texto u hoja de cálculo. Ello se ha conseguido representando cada columna como una línea de texto, estando cada valor separado con comas. Si acaso la nomenclatura empleada en el nombre de la serie no es ortodoxa, ello es debido a que al copiar acentos así como distintos caracteres matemáticos a texto, se suelen transformar en incómodos caracteres y saltos de línea. Para salvaguardar los saltos de línea de cada columna y transformarlo en un archivo de texto con una línea por cada columna, reemplazar (un Linux/Unix) “,\n” por “,”, o en vi “%s/, \n/, /g”.

Datos transcritos de la fig. refinfluenrecalentemientocaldera: Cociente de masas función del recalentamiento de la caldera.

Recalentamiento [C], 0.000, 5.127, 9.977, 15.163  
w , 0.439, 0.488, 0.488, 0.495

Datos transcritos de la fig. refinfluenrecalentamientoevaporador: Cociente de masas función del recalentamiento del evaporador.

Recalentamiento [C], 4.573, 10.033  
w , 0.473, 0.488

Datos transcritos de la fig. 112: Cociente de masas función de la posición de la tobera para la cámara de mezcla “A”.

Pos. tobera[mm], -2.911, -4.247, -5.584, -6.921, -8.258, -9.595, -10.932, -12.268, -13.605, -14.942, -16.279, -17.616, -18.953, -20.289, -21.626  
w , 0.311, 0.392, 0.389, 0.391, 0.398, 0.406, 0.406, 0.402, 0.409, 0.414, 0.411, 0.410, 0.369, 0.270, 0.078

Datos transcritos de la fig. 114: Cociente de masas función de la temperatura (de saturación calculada a partir del sensor EA8) en el condensador para la cámara de mezcla “B”.

T condensador 0.973 [C], 28.958, 29.466  
w a 0.973 [mm], 0.159, 0.000  
T condensador -1.701 [C], 26.415, 27.409, 27.821, 28.892, 29.839, 30.650, 31.567, 32.376  
w a -1.701 [mm], 0.490, 0.499, 0.504, 0.499, 0.502, 0.415, 0.240, 0.069  
T condensador -7.048 [C], 26.038, 26.994, 27.958, 29.104, 29.823, 30.905, 31.644, 32.038  
w a -7.048 [mm], 0.466, 0.478, 0.481, 0.475, 0.359, 0.192, 0.024, 0.023  
T condensador -9.722 [C], 26.470, 27.289, 28.251, 29.258, 29.976, 30.840, 31.697  
w a -9.722 [mm], 0.464, 0.459, 0.459, 0.415, 0.292, 0.095, 0.047  
T condensador -12.395 [C], 26.085, 27.408, 28.019, 28.902, 29.996, 30.977  
w a -12.395 [mm], 0.435, 0.424, 0.439, 0.377, 0.233, 0.065  
T condensador -15.069 [C], 26.309, 27.076, 28.145, 29.122, 29.892  
w a -15.069 [mm], 0.411, 0.404, 0.387, 0.309, 0.052  
T condensador -17.743 [C], 26.211, 27.197, 28.151  
w a -17.743 [mm], 0.339, 0.307, 0.212

Datos transcritos de la fig. 116: Cociente de masas función de la temperatura (de saturación calculada a partir del sensor EA8) en el condensador para la cámara de mezcla “C”.

T condensador 0.723 [C], 25.971, 27.002, 28.204, 29.069, 29.952  
w a 0.723 [mm], 0.279, 0.257, 0.210, 0.147, 0.056  
T condensador -1.951 [C], 26.383, 27.174, 28.116, 28.573, 29.899  
w a -1.951 [mm], 0.384, 0.370, 0.304, 0.266, 0.081  
T condensador -4.624 [C], 26.428, 27.421, 28.183, 29.231, 29.918  
w a -4.624 [mm], 0.360, 0.339, 0.267, 0.173, 0.089  
T condensador -7.298 [C], 26.423, 27.428, 28.052, 28.865, 30.007, 30.748  
w a -7.298 [mm], 0.354, 0.320, 0.266, 0.201, 0.108, 0.031

Datos transcritos de la fig. C25: Ensayo para determinar el punto crítico para  $T_{caldera}=75$  °C,  $T_{evaporador}=10$  °C.

T condensador para tobera A [C], 27.357, 28.004, 29.144, 29.760, 30.607  
w para tobera A [mm], 0.510, 0.406, 0.217, 0.096, 0.065  
T condensador para tobera B [C], 22.508, 23.945, 25.384, 26.425, 27.076  
w para tobera B [mm], 0.606, 0.627, 0.464, 0.208, 0.080  
T condensador para tobera C [C], 24.019, 25.034, 26.219  
w para tobera C [mm], 0.289, 0.149, 0.053

Datos transcritos de la fig. C26: Ensayo para determinar el punto crítico para  $T_{caldera}=80$  °C,  $T_{evaporador}=7$  °C.

T condensador para tobera A [C], 24.409, 25.421, 26.058, 27.160, 28.014, 28.955, 29.905, 30.842, 31.710  
w para tobera A [mm], 0.426, 0.422, 0.422, 0.422, 0.423, 0.423, 0.323, 0.174, 0.068  
T condensador para tobera B [C], 26.074, 27.034, 28.142, 28.846  
w para tobera B [mm], 0.395, 0.392, 0.396, 0.393  
T condensador para tobera C [C], 24.338, 24.885, 26.042  
w para tobera C [mm], 0.318, 0.283, 0.111

Datos transcritos de la fig. C27: Ensayo para determinar el punto crítico para  $T_{caldera}=80$  °C,  $T_{evaporador}=10$  °C.

T condensador para tobera A [C], 26.352, 26.611, 27.106, 27.753, 28.220, 28.694, 28.989, 29.414, 30.069, 30.296, 30.854, 31.232, 31.820, 32.180, 32.522, 32.926  
w para tobera A [mm], 0.491, 0.484, 0.488, 0.484, 0.492, 0.487, 0.489, 0.494, 0.415, 0.390, 0.309, 0.256, 0.161, 0.106, 0.052, 0.041  
T condensador para tobera B [C], 23.344, 24.404, 25.274, 26.309, 27.013, 27.985, 28.018, 29.006  
w para tobera B [mm], 0.561, 0.559, 0.549, 0.572, 0.571, 0.367, 0.354, 0.165  
T condensador para tobera C [C], 24.035, 25.130, 26.276, 27.257, 28.034  
w para tobera C [mm], 0.427, 0.403, 0.311, 0.137, 0.065

Datos transcritos de la fig. C28: Ensayo para determinar el punto crítico para  $T_{caldera}=85$  °C,  $T_{evaporador}=7$  °C.

T condensador para tobera A [C], 26.060, 27.230, 28.032, 29.242, 29.945, 30.802, 31.684, 32.487, 33.371, 34.119  
w para tobera A [mm], 0.347, 0.350, 0.347, 0.348, 0.350, 0.350, 0.343, 0.263, 0.138, 0.045  
T condensador para tobera B [C], 26.444, 27.079, 28.027, 29.254, 30.035, 30.669  
w para tobera B [mm], 0.444, 0.440, 0.438, 0.401, 0.153, 0.041

Datos transcritos de la fig. C29: Ensayo para determinar el punto crítico para  $T_{caldera}=85$  °C,  $T_{evaporador}=10$  °C.

T condensador para tobera A [C], 26.329, 27.183, 28.008, 28.948, 29.879, 30.863, 31.642, 32.476, 33.285, 34.058, 34.949, 35.688

w para tobera A [mm], 0.401, 0.393, 0.399, 0.401, 0.402, 0.401, 0.397, 0.398, 0.326, 0.218, 0.110, 0.036

T condensador para tobera B [C], 26.159, 27.334, 28.001, 28.866, 30.825, 31.863

w para tobera B [mm], 0.484, 0.488, 0.486, 0.485, 0.179, 0.023

T condensador para tobera C [C], 26.383, 27.174, 28.116, 28.573, 29.899

w para tobera C [mm], 0.384, 0.370, 0.304, 0.266, 0.081

Datos transcritos de la fig. C30: Ensayo para determinar el punto crítico para  $T_{caldera}=90$  °C,  $T_{evaporador}=5$  °C.

T condensador para tobera A [C], 27.079, 28.046, 29.072, 30.061, 30.897, 31.638, 32.467, 33.425, 34.024, 34.024, 35.643

w para tobera A [mm], 0.272, 0.273, 0.276, 0.277, 0.273, 0.274, 0.273, 0.274, 0.273, 0.273, 0.104

T condensador para tobera B [C], 26.339, 27.099, 28.050, 28.943, 29.814, 30.644, 31.685, 32.397

w para tobera B [mm], 0.362, 0.363, 0.367, 0.366, 0.366, 0.334, 0.150, 0.055

T condensador para tobera C [C], 26.086, 27.177, 27.997, 29.136, 30.091

w para tobera C [mm], 0.269, 0.276, 0.259, 0.178, 0.066

Datos transcritos de la fig. C31: Ensayo para determinar el punto crítico para  $T_{caldera}=90$  °C,  $T_{evaporador}=7$  °C.

T condensador para tobera A [C], 27.122, 28.993, 30.851, 32.530, 34.115, 34.906, 35.666, 36.450

w para tobera A [mm], 0.299, 0.300, 0.300, 0.297, 0.297, 0.237, 0.160, 0.083

T condensador para tobera B [C], 26.500, 27.039, 28.211, 29.224, 29.950, 30.691, 31.704, 32.530

w para tobera B [mm], 0.393, 0.388, 0.392, 0.392, 0.391, 0.391, 0.330, 0.078

T condensador para tobera C [C], 26.361, 27.010, 28.221, 28.937, 30.089, 30.996

w para tobera C [mm], 0.294, 0.297, 0.284, 0.239, 0.130, 0.034

Datos transcritos de la fig. C32: Ensayo para determinar el punto crítico para  $T_{caldera}=90$  °C,  $T_{evaporador}=10$  °C.

T condensador para tobera A [C], 27.225, 28.910, 30.852, 32.503, 34.175, 35.751, 36.417, 37.219

w para tobera A [mm], 0.340, 0.343, 0.341, 0.341, 0.339, 0.306, 0.206, 0.103

T condensador para tobera B [C], 26.114, 27.201, 28.371, 29.136, 29.972, 30.945, 31.633, 32.396, 33.220, 34.093

w para tobera B [mm], 0.437, 0.435, 0.436, 0.438, 0.437, 0.439, 0.435, 0.361, 0.163, 0.054

T condensador para tobera C [C], 26.374, 27.050, 28.316, 29.168, 29.891, 32.413

w para tobera C [mm], 0.331, 0.330, 0.332, 0.323, 0.284, 0.038

Datos transcritos de la fig. C33: Ensayo para determinar el punto crítico para  $T_{evaporador}=-2.5$  °C.

T condensador para tobera B [C], 15.644, 17.395, 18.280, 19.669, 21.064, 21.921, 22.986, 24.106, 24.710

w para tobera B [mm], 0.331, 0.355, 0.356, 0.357, 0.360, 0.358, 0.346, 0.149, 0.093

Datos transcritos de la fig. C34: Ensayo para determinar el punto crítico para  $T_{evaporador}=0^{\circ}\text{C}$ .

T condensador para tobera B [C], 26.163, 27.428, 28.049, 29.136, 30.096, 30.961  
w para tobera B [mm], 0.287, 0.286, 0.286, 0.272, 0.117, 0.030  
T condensador para tobera C [C], 26.362, 27.114, 28.185  
w para tobera C [mm], 0.226, 0.168, 0.039

Datos transcritos de la fig. C35: Ensayo para determinar el punto crítico para  $T_{evaporador}=15^{\circ}\text{C}$ .

T condensador para tobera B [C], 26.776, 27.971, 29.117, 30.045, 30.792, 31.587  
w para tobera B [mm], 0.548, 0.613, 0.549, 0.341, 0.210, 0.055  
T condensador para tobera B [C], 27.317, 28.946, 30.918, 32.608, 34.021, 34.855,  
35.737  
w para tobera B [mm], 0.512, 0.511, 0.505, 0.488, 0.452, 0.152, 0.032

Datos transcritos de la fig. C36: Ensayo para determinar el punto crítico para  $T_{evaporador}=20^{\circ}\text{C}$ .

T condensador para tobera B [C], 30.695, 31.710, 32.574, 33.445, 34.055, 34.820,  
35.768  
w para tobera B [mm], 0.634, 0.634, 0.622, 0.586, 0.497, 0.224, 0.070  
T condensador para tobera C [C], 30.676, 31.754, 32.481, 33.159, 34.163, 34.838,  
35.685, 36.398  
w para tobera C [mm], 0.513, 0.512, 0.507, 0.447, 0.404, 0.289, 0.195, 0.072

Datos transcritos de la fig. C37: Ensayo para determinar el punto crítico para  $T_{evaporador}=25^{\circ}\text{C}$ .

T condensador para tobera B [C], 31.011, 31.443, 31.759, 32.001, 32.458, 32.458,  
32.458, 32.458, 32.458, 32.458  
w para tobera B [mm], 0.761, 0.736, 0.762, 0.775, 0.761, 0.761, 0.761, 0.761, 0.761,  
0.761, 0.761

Datos transcritos de la fig. 126: Perfil de presiones en la cámara de mezcla "B" para  $T_{caldera}=75^{\circ}\text{C}$  y  $T_{evaporador}=10^{\circ}\text{C}$ .

Toma presion Num., 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20,  
21  
Presion [bar], 4.022, 3.881, 3.943, 4.136, 4.390, 4.899, 5.247, 5.319, 5.522, 5.208, 3.824,  
3.885, 5.175, 5.560, 5.817, 6.032, 5.980, 6.047, 6.207, 6.250, 6.195

Datos transcritos de la fig. 128: Perfil de presiones en la cámara de mezcla "B" para  $T_{caldera}=80^{\circ}\text{C}$  y  $T_{evaporador}=15^{\circ}\text{C}$ .

Toma presion Num., 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20,  
21  
Presion [bar], 4.944, 4.983, 5.547, 5.884, 6.319, 6.844, 7.318, 7.403, 7.449, 7.460, 7.266,  
7.418, 7.598, 7.727, 7.612, 7.808, 7.817, 7.960, 7.797, 7.846, 7.914

Datos transcritos de la fig. 130: Perfil de presiones en la cámara de mezcla "B" para  $T_{caldera}=90^{\circ}\text{C}$  y  $T_{evaporador}=5^{\circ}\text{C}$ .

Toma presion Num., 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20,  
21  
Presion [bar], 3.335, 3.362, 3.445, 3.709, 4.059, 4.545, 4.812, 5.154, 5.406, 5.557, 4.620,  
3.383, 3.684, 5.022, 5.671, 5.957, 6.315, 6.365, 6.328, 6.499, 6.645

Datos transcritos de la fig. 132: Perfil de presiones en la cámara de mezcla "B" para  $T_{caldera}=90^{\circ}\text{C}$  y  $T_{evaporador}=10^{\circ}\text{C}$ .

Toma presion Num., 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20,  
21  
Presion [bar], 3.929, 3.926, 4.002, 4.155, 4.490, 4.973, 5.291, 5.633, 5.877, 6.021, 4.917,  
3.599, 2.833, 4.790, 5.290, 5.823, 6.135, 6.125, 6.422, 6.541, 6.467