

SEPARACIÓN DE GASES MEDIANTE DIFUSIÓN POR PRESIÓN EN UNA TOBERA CURVA

T. Guozden^a, A. Clause^{a,b,c}, E. Cortizo^a, P. Fainstein^{a,b}, J. Fiol^{a,b}, D. Fregenal^{a,b}, J. D. Fuhr^{a,b}, E. Kaúl^{a,b}, P. Knoblauch^d, A. Lamagna^a, P. Maceira^a, G. Rozas^{a,b} y M. Zarco^a

^a*Comisión Nacional de Energía Atómica, Sede Central: Av. Libertador 8250, Buenos Aires Argentina*

^b*Comisión Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Av. Rivadavia 1917, Buenos Aires, Argentina*

^c*Universidad Nacional del Centro, General Pinto 399, Tandil, Buenos Aires, Argentina*

^d*INVAP S.E., Av. Cmte. Luis Piedrabuena 4950, S.C. de Bariloche Río Negro, Argentina*

Palabras Clave: volúmenes finitos, tobera, flujo compresible, separación molecular, difusión por presión

Resumen. La evolución de la concentración de cada especie en una mezcla de gases se puede obtener a través de la ecuación de transporte por difusión, derivada de la teoría cinética de gases. Éste es el problema a resolver en procesos de separación de gases, como son por ejemplo los procesos centrífugos, las toberas curvas y la expansión libre o *free-jet*. En este trabajo nos enfocamos en la separación de gases que se genera a partir del gradiente de presión obtenido en una tobera curva.

Se resolvieron las ecuaciones de Navier-Stokes de flujo compresible utilizando el código FLUENT de volúmenes finitos. Con las soluciones obtenidas se modeló el proceso de difusión de especies a partir de una ecuación constitutiva para los flujos de entrada y salida de los volúmenes finitos, donde se tiene en cuenta el efecto del gradiente de presión. Los resultados se compararon con datos experimentales de concentración de oxígeno en un flujo de aire.

1. INTRODUCCIÓN

El llamado proceso de Becker ([W. Bier, 1973](#)) consiste en la separación de especies de distinto peso molecular de un gas mixto al fluir en toberas curvas. La Fig. 1 muestra un esquema del proceso. La separación de moléculas en este tipo de procesos se obtiene debido a la difusión por gradientes de presión lateral producido por la fuerza centrífuga. A menudo se utilizan gases de arrastre de bajo peso molecular los cuales aceleran la velocidad del proceso y optimizan el efecto separativo.

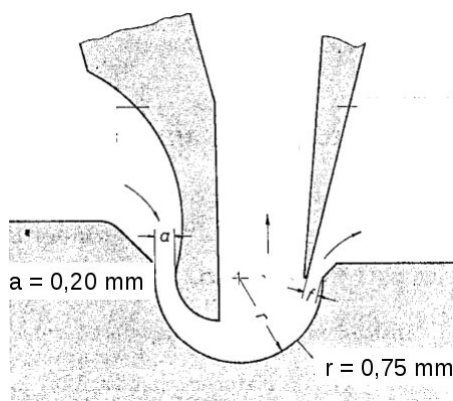


Figura 1: Proceso de Becker para separación isotópica. Imagen tomada de [W. Bier \(1973\)](#)

Desde el punto de vista numérico este proceso presenta dos desafíos: el primero es la resolución de las ecuaciones de flujo compresible en desarrollo en una geometría curva y el segundo la resolución de las ecuaciones de transporte por difusión. [Vercelli \(1983\)](#) propuso una primera aproximación a este problema, resolviendo el flujo a partir de la solución unidimensional y considerando los efectos de la fuerza centrífuga sobre la presión, para luego resolver el transporte por difusión utilizando diferencias finitas. Con esta aproximación se obtienen resultados en cierto acuerdo con mediciones experimentales, atribuyendo las diferencias a efectos de capa límite.

En el presente trabajo se resuelven los campos de velocidad, presión y temperatura del fluido en 2D mediante volúmenes finitos usando el programa Fluent ([Ansys®, 2013a](#)). El transporte por difusión se resuelve en un paso siguiente, definiendo una variable escalar dentro del programa y agregando al flujo los términos correspondientes a la difusión por presión.

2. SIMULACIÓN NUMÉRICA DE UNA TOBERA CURVA

En la Fig. 2 mostramos el dispositivo experimental del proceso a estudiar. Consiste en un perfil de una tobera curva mecanizada mediante corte por hilo en una plancha de acero inoxidable de 10 mm de espesor. Los gases ingresan desde la izquierda, atraviesan el semicírculo y luego el flujo se divide en dos. Una porción del caudal entrante egresa por la parte superior, la cual llamaremos caudal L (Q_L). La fracción restante egresa por la derecha y la llamaremos caudal P (Q_P). La proporción en la que se dividen los flujos a la salida del proceso se expresa a través del parámetro de corte θ , definido como el cociente entre el caudal de salida de interés y el caudal de entrada. En este proceso el caudal de interés es Q_L , el cual experimenta la mayor variación en la concentración.

La variable que podemos controlar en el proceso es la presión P_0 a la entrada de la tobera. La presión de salida P_b depende de la presión de entrada y de la velocidad de bombeo, que en nuestro caso es de $210 \text{ m}^3/\text{hr}$. La temperatura de entrada es $T_0 = 300 \text{ K}$.

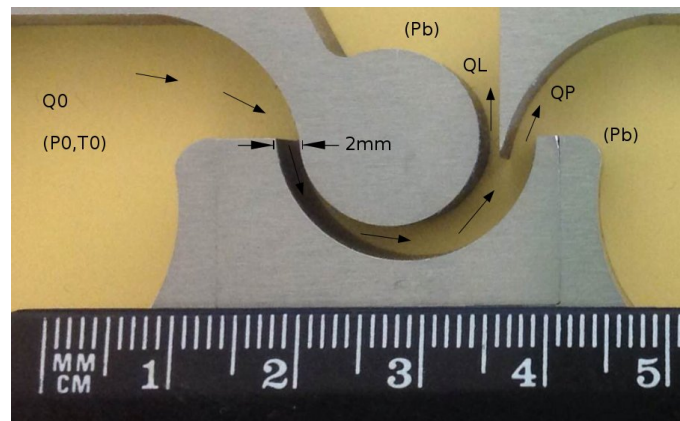


Figura 2: Perfil de la tobera. El perfil es de acero inoxidable de 10 mm de espesor. Q_0 es el caudal de entrada, y Q_L y Q_P los caudales de salida. P_0 y T_0 son la presión y la temperatura del gas a la entrada, mientras que en ambas salidas el flujo encuentra una presión P_b . El estrangulamiento es de 2 mm.

2.1. Método numérico

Aprovechando la simetría plana del proceso resolvemos el problema en una aproximación 2D. Esta aproximación no toma en cuenta los efectos de la capa límite en los bordes superior e inferior sobre el flujo, pero sí en los bordes laterales.

Se construyó una malla inicial de 3858 cuadriláteros la que luego se refina sucesivamente dividiendo cada uno de los elementos de la malla original. En la Fig. 3 se muestra un detalle de la malla inicial y su primer refinamiento. Fluent permite un análisis de la calidad de la malla,

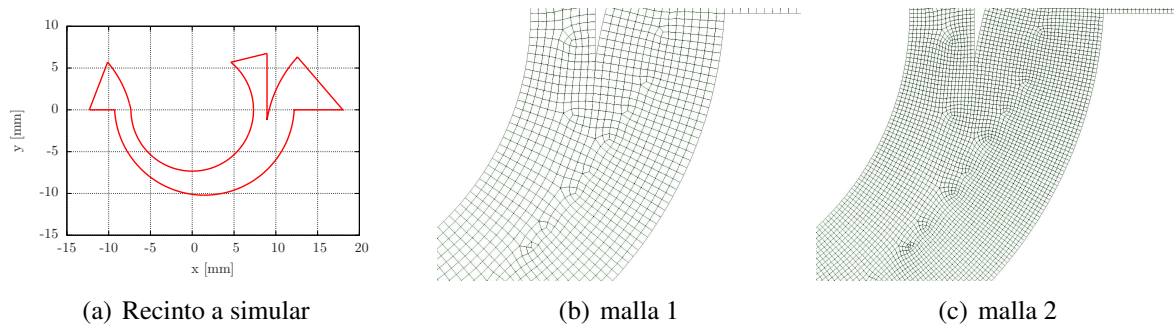


Figura 3: Detalles del borde del recinto a mallar, de la malla original (malla 1) y de la primera malla refinada (malla 2)

reportando la mínima calidad ortogonal y la máxima relación de aspecto de las celdas de la malla (Ansys®, 2013d, Secc. 6.2.2). En la Tabla 1 mostramos las características de la malla generada inicialmente y de las posteriores mallas refinadas.

	malla 1	malla 2	malla 3	malla 4
Cantidad de elementos	3858	15432	61728	246912
Máxima Relación de Aspecto	3,0	3,0	3,1	3,4
Mínima Calidad Ortogonal	0,9	0,9	0,9	0,9

Tabla 1: Mallas utilizadas en las simulaciones. El valor de la Mínima Calidad Ortogonal varía entre 0 y 1, siendo mayor la calidad de la malla a medida que se acerca a 1 (Ansys®, 2013d, Secc. 6.2.2).

Las ecuaciones de flujo compresible se resuelven en estado estacionario, mediante volúmenes finitos, utilizando la densidad del gas como variable y el esquema FDS (*flux-difference splitting*) (Roe, 1986; Ansys®, 2013b). No consideramos turbulencia ya que el proceso de compresión y expansión acelera súbitamente el fluido, siendo luego despreciables las dispersiones en la velocidad del gas a la entrada. Además, el tiempo de tránsito del gas es demasiado corto como para que pueda desarrollarse turbulencia durante el proceso.

A continuación debemos especificar las propiedades de masa molar media m , conductividad térmica k , calor específico c_p y viscosidad μ del. Para la masa molar se utiliza la media de los compuestos en el aire $m_{aire} = 28,97$ g/mol. Las restantes tres propiedades dependen de la temperatura, la cual cambia a medida que el gas fluye a través del proceso, por lo que necesitamos una función para determinarlas. Para la viscosidad μ utilizamos la expresión de la ley de Sutherland con coeficientes incorporados en Fluent (Ansys®, 2013d, Secc. 36.4.11). En el caso del calor específico c_p utilizamos un polinomio de quinto orden cuyos coeficientes también están incluidos en Fluent (Ansys®, 2013d, Secc. 36.4.13). Estas expresiones están en acuerdo con datos reportados en (Bergman *et al.*, 2007, Tabla A.4), como vemos en la Fig. 4 a y b. Por otro lado, para la conductividad térmica ajustamos un polinomio de primer orden a partir de los datos reportados en (Bergman *et al.*, 2007, Tabla A.4), como vemos en la Fig. 4 c.

A partir de estas expresiones se conocen las propiedades del aire con un error menor al 1 % con respecto a valores tabulados, en el rango de temperaturas explorado en el proceso.

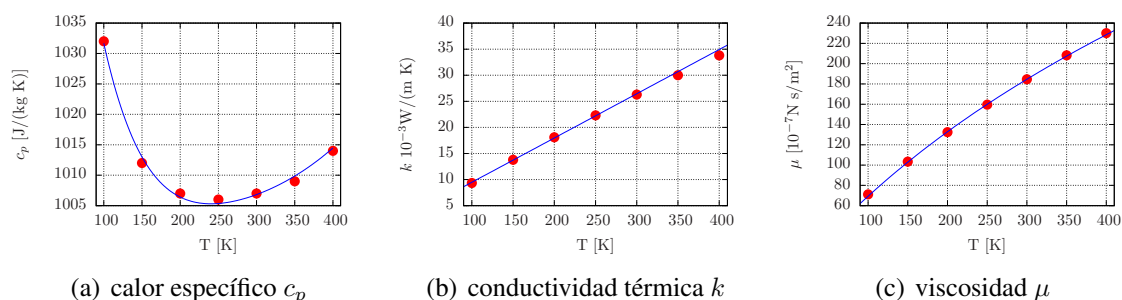


Figura 4: Propiedades del aire: en puntos graficamos los valores reportados en (Bergman *et al.*, 2007, Tabla A.4) (círculos llenos) con las expresiones utilizados en el método numérico (líneas).

Como condición de contorno fijamos la presión de entrada (52 mbar) y de salida (2 mbar), correspondientes a los valores experimentales reportados en la Sección 4. Las condiciones de salida se imponen aguas abajo del punto de separación. La condición de presión sobre la salida es utilizada por Fluent sólo cuando el flujo es subsónico (Ansys®, 2013d, Secc. 7.3.8). En las paredes se imponen condiciones de borde sin deslizamiento y adiabaticidad.

2.2. Resultados

Se realizaron aproximadamente 2000 iteraciones por minuto para la malla 1, disminuyendo a 700 iteraciones por minuto para la malla 2, 240 iteraciones por minuto para la malla 3 y 60 iteraciones por minuto para la malla 4. Las simulaciones se hicieron en doble precisión, en una plataforma de 64 bits y paralelizado en 4 *threads* sobre un procesador I5 2310 Quad Core de 2.9 GHz.

La Fig. 5 muestra la evolución de los residuos relativos a los de la solución inicial. Se puede ver que el número de iteraciones necesarias para alcanzar una dada precisión es aproximadamente proporcional a la raíz del número de volúmenes finitos presentes en la malla.

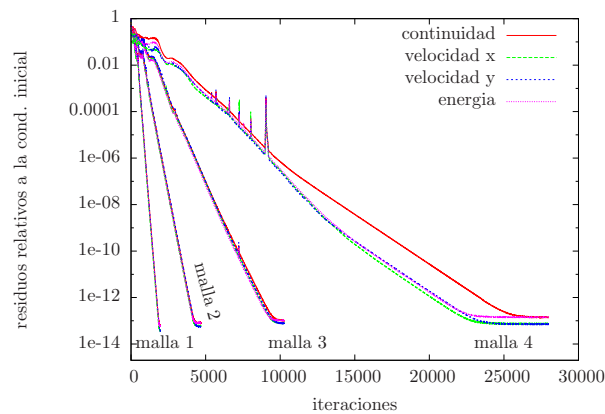


Figura 5: Evolución de los residuos para cada una de las mallas.

En la Fig. 6 mostramos los campos de presión, temperatura y velocidad del fluido. El fluido alcanza velocidades del orden de 500 m/s antes de la división de caudales, en donde observamos un fuerte gradiente de presión transversal al flujo. Las temperaturas mínimas en esa región son del orden de 150 K. La capa límite es del orden del milímetro de espesor, como puede verse en el campo de velocidades en la Fig. 6(a). En la tabla 2 mostramos los caudales a la entrada y en ambas salidas para cada una de las mallas. El error en el balance de masas calculado es de 10^{-6} g/(s·m), siendo su error relativo del orden de los residuos obtenidos.

	malla 1	malla 2	malla 3	malla 4
elementos	3858	15432	61728	246912
caudal entrada [g/(s·m)]	18,15	17,93	17,91	17,96
caudal salida L [g/(s·m)]	1,05	0,93	0,93	0,95
caudal salida P [g/(s·m)]	17,10	17,00	16,98	17,01
Corte θ	5,8 %	5,2 %	5,2 %	5,3 %

Tabla 2: Flujo másico calculado para las mallas utilizadas. Para conocer el caudal real hace falta multiplicar por la longitud en la dirección saliente al plano (10 mm). El corte θ es la fracción que representa el caudal de interés (que en este caso es el L) con respecto al caudal de entrada. En todos los casos la diferencia entre los caudales de entrada y salida fue del orden de 10^{-6} g/(s·m).

En una tobera, cuando el fluido alcanza o supera la velocidad del sonido (flujo ‘choqueado’), el caudal circulante depende principalmente de las condiciones del gas a la entrada y el área de la garganta A^* . El caudal máximo para un flujo de aire choqueado se puede estimar, para un modelo unidimensional, como (White, 2010):

$$\dot{m}_{max} = 0,6847 \frac{P_0 A^*}{\sqrt{\tilde{R} T_0}}, \quad (1)$$

donde \tilde{R} es la constante del aire y $A^* = 20 \text{ mm}^2$. Aplicando la fórmula a nuestro proceso obtenemos un caudal de 0,24 g/s. Los caudales obtenidos numéricamente que mostramos en la tabla 2 son aproximadamente un 75 % de este valor. La diferencia es debida principalmente a que la expresión en (1) no considera los efectos de la capa límite (Giovanni y Tomassetti, 2005) y a que la geometría de la tobera no es unidimensional.

En la Fig. 7 mostramos la región de la cuchilla, en donde se produce una onda de choque, para cada una de las mallas utilizadas. Vemos allí como se acentúa la discontinuidad de la onda de choque a medida que disminuye el tamaño de los elementos de la malla.

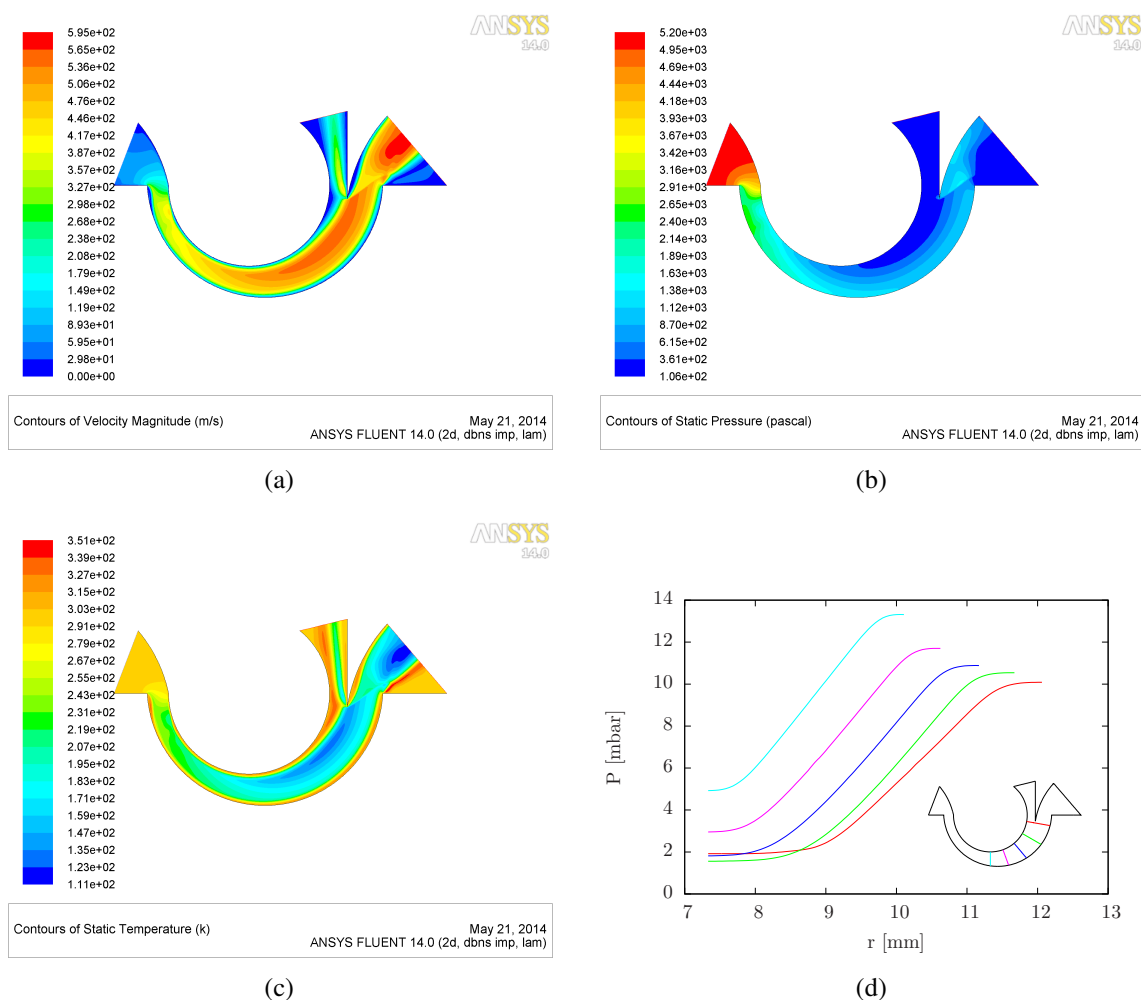


Figura 6: Campos de velocidad (a), presión (b) y temperatura (c) del fluido, obtenidos en la malla 3. Las condiciones de contorno son $P_0 = 52$ mbar, $T_0 = 300$ K y $P_b = 2$ mbar. Las paredes son consideradas térmicamente adiabáticas. En (d) graficamos cortes de la presión en secciones transversales al flujo como se indica.

3. TRANSPORTE POR DIFUSIÓN

Consideremos un gas con densidad numérica n , constituido por una mezcla de 2 especies de masas m_1 y m_2 y densidades numéricas n_1 y n_2 . Ambas especies difunden entre sí con diferentes velocidades, cuya diferencia está determinada por la ecuación general para la difusión de una mezcla binaria, (Chapman y Cowling, 1970, Cap. 14):

$$\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2 = -\frac{n^2}{n_1 n_2} D_{12} \left[\nabla c_1 + \frac{n_1 n_2 (m_2 - m_1)}{n \rho} \frac{\nabla P}{P} + k_T \frac{\nabla T}{T} + \frac{\rho_1 \rho_2}{P \rho} (\mathbf{a}_1 - \mathbf{a}_2) \right], \quad (2)$$

donde \mathbf{u}_i es la velocidad promedio de la especie i relativa a la velocidad media de mezcla, D_{12} es el coeficiente de difusión entre especies y $\rho_i = m_i n_i$ es la densidad de la i -ésima especie. La velocidad de difusión depende de los gradientes de composición $c_i = \frac{n_i}{n_1 + n_2}$, de los gradientes en el campo de presión P y temperatura T del gas y de otro término debido a fuerzas externas que actúan con aceleración \mathbf{a}_i distinta en cada especie. En el presente no hay fuerzas de este tipo y la difusión por gradientes térmicos es despreciable quedando los primeros dos términos solamente, denominados difusión ordinaria y difusión por presión.

En un sistema de referencia que se mueve con la velocidad media de todas las moléculas, las

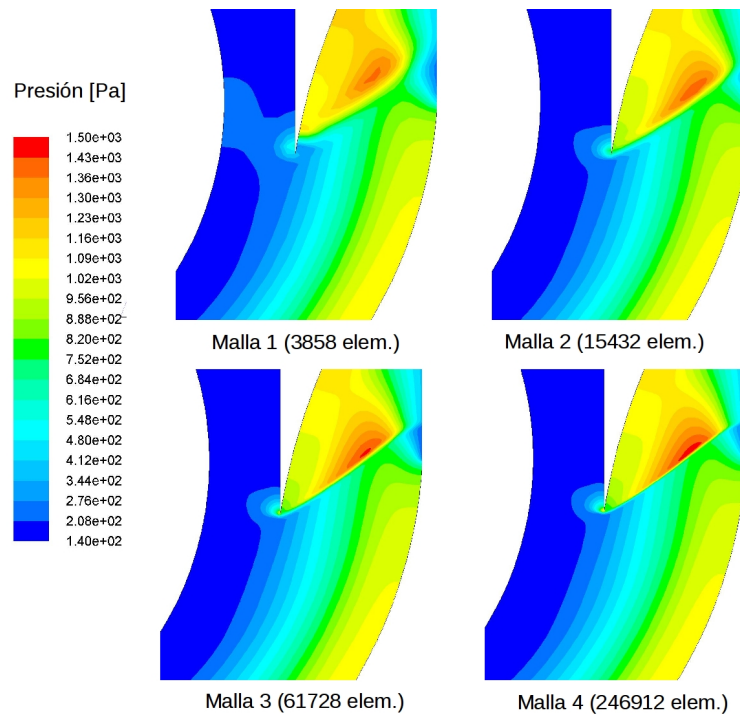


Figura 7: Detalle del perfil de presiones en la zona de la cuchilla, donde se produce la onda de choque, para cada una de las mallas. A medida que se refina el mallado aumenta la definición de la onda de choque.

velocidad media de cada especie satisface la ecuación de continuidad

$$n_1 \mathbf{u}_1 + n_2 \mathbf{u}_2 = 0. \quad (3)$$

Combinando esta expresión con la ecuación 2 se obtiene el flujo de las moléculas de cada especie debido a procesos difusivos. Para la especie 1, el flujo por difusión $\mathbf{J}_{1,D}$ será

$$\mathbf{J}_{1,D} = -nD_{12} \left[\nabla c_1 + \frac{n_1 n_2 (m_2 - m_1)}{n\rho} \frac{\nabla P}{P} \right], \quad (4)$$

Para calcular el flujo total de moléculas de una especie, en un sistema de referencia en el que las moléculas se mueven en promedio con velocidad \mathbf{v} , debemos agregar la componente advectiva. De este modo el flujo de gas de la especie 1 es

$$\mathbf{J}_1 = \mathbf{J}_{1,D} + n_1 \mathbf{v}. \quad (5)$$

El coeficiente de difusión D_{12} es inversamente proporcional a la presión. Para N_2 y O_2 se reporta $PD_{12} = 0,181 \text{ cm}^2/\text{s}$ a $T = 273 \text{ K}$ (R Byron Bird, 2002, Cap. 17). La dependencia con la temperatura es $PD_{12} \propto T^b$, siendo $b = 1,823$ para pares de moléculas no polares, como es el presente caso.

Consideraremos al aire como una mezcla binaria, compuesta por 79 % de N_2 y 21 % de O_2 . Llamaremos c a la concentración de O_2 y $(1 - c)$ la concentración de N_2 . El problema se reduce entonces a calcular el campo escalar c en todo el dominio, a partir de la ecuación 5, que finalmente queda

$$\mathbf{J} = nD_{12} \left[-\nabla c + \frac{c(1-c)\Delta m}{c\Delta m + m_2} \frac{\nabla P}{P} \right] + n c \mathbf{v}. \quad (6)$$

Conocidos los campos de velocidad, presión y temperatura, el coeficiente de difusividad y el valor de c en la entrada, podemos obtener el campo de concentraciones en toda la región. En principio, los campos de velocidad, presión y temperatura dependen de c a través de las propiedades de la mezcla. Sin embargo, como veremos luego, las variaciones experimentadas por la concentración son del orden de 0.2 %, por lo que, para el cálculo del flujo, despreciamos la variación en las propiedades del gas.

Para resolver el campo de concentraciones c utilizamos un campo escalar definido por el usuario (UDS por sus siglas en inglés), que difunde y se mueve con el fluido (Ansys®, 2013d, Secc. 9.1.3), cumpliendo con el primer y el tercer término del lado derecho de la Ec. 6. De esta manera sólo resta agregar el término que corresponde a la difusión por presión. Para incorporarlo, aprovechamos la posibilidad que da Fluent de reprogramar el término advectivo del campo escalar en una función definida por el usuario (UDF por sus siglas en inglés) (Ansys®, 2013c, Secc. 2.7.3). En la edición de esta función, que se codifica en lenguaje C, se tiene acceso a las variables del flujo necesarias para calcular la difusión por presión y, además, se cuenta con una función que devuelve el valor del flujo advectivo. Sumando el término de difusión por presión al término advectivo tenemos finalmente una ecuación constitutiva como en la Ec. 6 para el nuevo campo escalar definido.

Por último se incorpora el coeficiente de difusividad nuevamente en una función definida por el usuario.

La concentración del flujo entrante se fijó en $c_0 = 0,21$ (concentración de oxígeno en aire). A la salida se utilizó la misma condición de contorno, la cual es relevante solamente en caso de reflujo. En el caso analizado existe una zona de reflujo que es afectada por el valor de esta condición de contorno. Sin embargo esta región está acotada a una zona cercana a la salida, lejos de la división del flujo por la cuchilla. Verificamos que el efecto separativo global del proceso es el mismo independientemente de la condición de contorno a la salida.

Se fijan también difusión ordinaria nula tanto en la entrada como en las salidas. De esta manera el transporte a través de las salidas y la entrada sólo puede darse por advección.

3.1. Resultados

Definiendo como condición inicial $c_0 = 0,21$ en todo el dominio, la concentración converge en pocas iteraciones como mostramos en la Fig. 8. Mostramos el campo de concentración re-

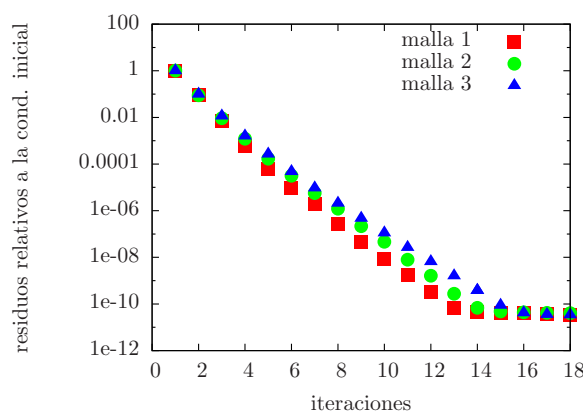


Figura 8: Evolución de los residuos de concentración para las mallas 1, 2 y 3 durante la solución del problema de difusión

sultante en la Fig. 9. Se puede ver que la separación es mayor en el caudal L que en el caudal P.

En la salida L se observa una región en la que la concentración aumenta levemente, debido a un reflujo entrante, que tiene la concentración dada por la condición de contorno. En la Fig. 9b se muestran los perfiles transversales de la concentración de O₂. La zona de concentración constante indica que el flujo inter-especie no llega a desarrollarse completamente.

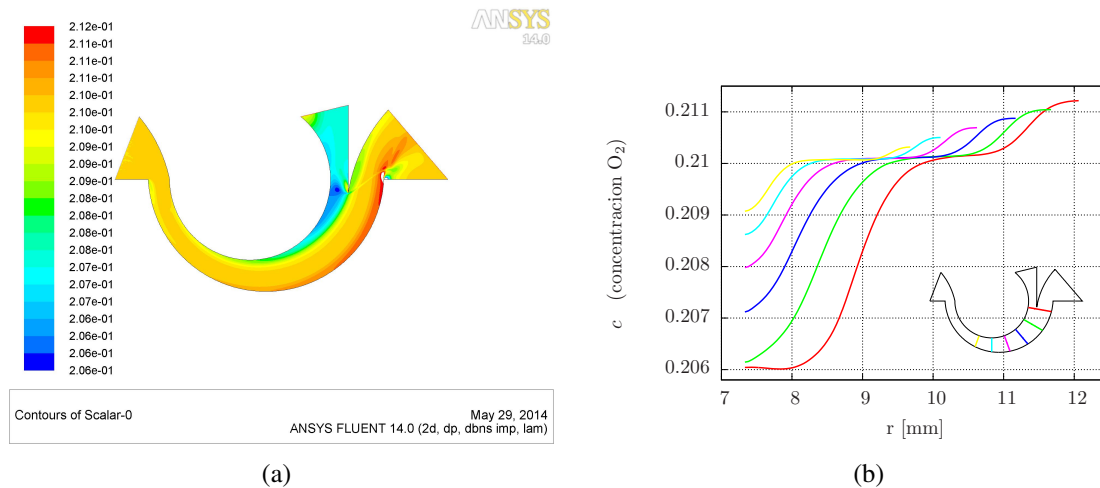


Figura 9: Concentración de O₂ obtenida en la malla 3: a) mapa de concentraciones en todo el dominio; b) cortes radiales como se indica en el inset.

Analizamos luego la composición neta en ambas salidas L y P, que denotaremos c_L y c_P . Para obtener este valor calculamos el flujo de la variable escalar c en cada salida y lo dividimos por el flujo másico correspondiente. Mostramos los resultados en la tabla 3.

	mallá 1	mallá 2	mallá 3	mallá 4
elementos	3858	15432	61728	246912
concentración salida L c_L	20,814	20,773	20,740	20,768
concentración salida P c_P	21,011	21,012	21,019	21,016

Tabla 3: Concentración porcentual promedio del gas en las salidas L y P, calculado en las 4 mallas.

3.2. Sensibilidad a la presión de salida

La presión P_b utilizada como condición de contorno en las salidas es un parámetro que debido a la alta velocidad del gas en esa región puede diferir del valor medido experimentalmente. Estudiamos entonces la sensibilidad de los resultados con respecto a esta variable, recalculando el flujo y la difusión para distintos valores de P_b .

El caudal total, como mencionamos anteriormente, depende sólo de las condiciones en la entrada del proceso y permanece constante. Sin embargo se observa una disminución en el caudal Q_L , disminuyendo por lo tanto el corte $\theta = Q_L/Q_0$ (como vemos en la Fig. 10) a la vez que aumenta el efecto separativo en el caudal de salida L. Esto se debe a que la presión del lado interior de la tobera se aproxima a P_b afectando el flujo localmente, dado que la presión es menor en esa región. En la Fig. 11 mostramos la presión a lo largo de un segmento de arco adyacente al borde interno de la tobera, para distintos valores de la condición de contorno P_b . De la Fig. 10 se observa que para presiones de salida P_b mayores que 2 mbar la presión alcanza la presión de salida antes del punto de división de flujo ($\beta < 0$). El aumento en la presión trae

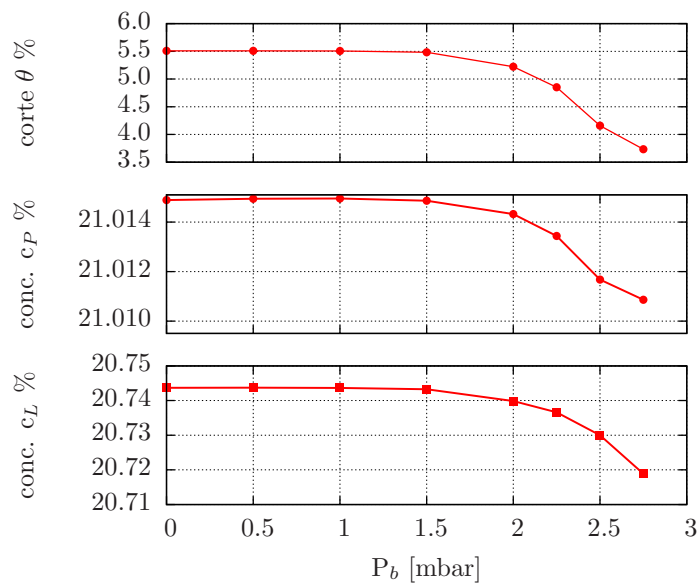


Figura 10: Parámetro de corte θ y concentración media de O_2 en ambas salidas, calculados para distintos valores de la presión de salida P_b . El efecto separativo disminuye en la salida P, sin embargo se incrementa en la salida L.

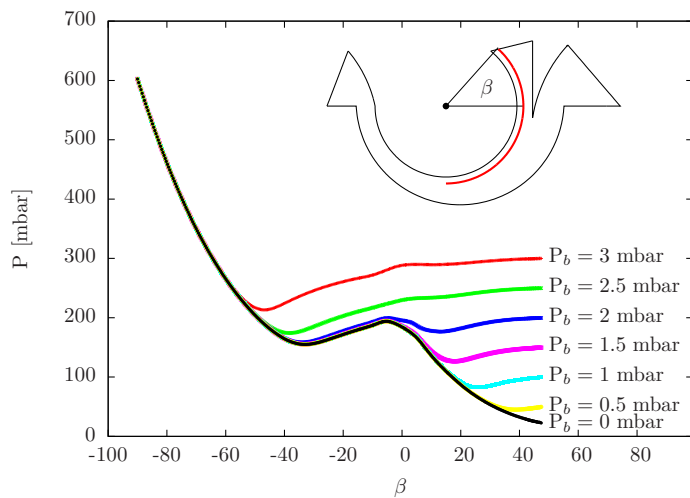


Figura 11: Gráfico de la presión en función del ángulo β en el segmento de arco señalado, para distintos valores de P_b . Si la condición de contorno a la salida es mayor de $P_b \simeq 2$ mbar el flujo comienza a cambiar antes del punto de división ($\beta < 0$).

como consecuencia una disminución en la velocidad en esa región y por esa razón disminuye el caudal en la salida L. Además, al tener el fluido más tiempo de tránsito en el proceso, hay mayor separación de especies, y por ello aumenta el efecto separativo dentro de los valores de presión P_b utilizados. Para valores de P_b mayores a 3 mbar no se pudo obtener convergencia. El aumento de presión que se observa entre $\beta = -40$ y $\beta = 0$ se debe a que la salida L es demasiado angosta lo cual desacelera el flujo aguas arriba.

4. EXPERIMENTO

En esta sección se presenta una comparación con mediciones experimentales realizadas en una tobera de acero inoxidable (ver Fig. 2) a través de la cual se forzó un flujo de aire en condiciones análogas a las simuladas numéricamente. En la Fig. 12 mostramos una imagen general del dispositivo experimental y un esquema del mismo. Los caudales de salida Q_L y Q_P son impulsados por una bomba ROOT asistida por una bomba mecánica con una velocidad final de bombeo de $210 \text{ m}^3/\text{hr}$. Los manómetros P_0 y P_b miden la presión antes y después del proceso y el ingreso de aire del ambiente al sistema puede controlarse mediante las válvulas A y B. Para tomar una muestra utilizamos una segunda bomba mecánica de $35 \text{ m}^3/\text{hr}$, la cual bombea una parte del caudal de la salida L en un recipiente inflable.

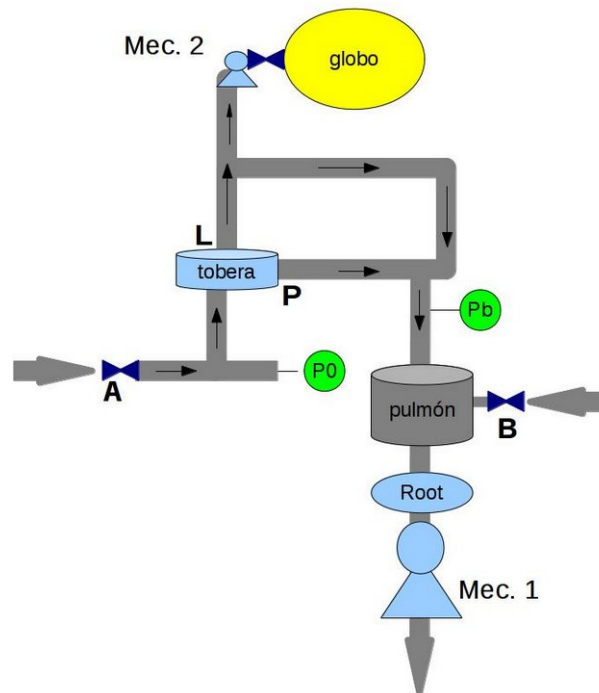


Figura 12: Esquema general del experimento, donde vemos los manómetros de P_0 y P_b , las bombas mecánicas y el globo que transportará la muestra de referencia. Durante el funcionamiento normal la válvula B se encuentra cerrada y la válvula A se abre lo suficiente para permitir la entrada de aire del ambiente, hasta que el manómetro P_0 indique la presión deseada.

El experimento consiste en el llenado de la muestra de referencia y de la muestra de la fracción L y luego la medición de la composición de ambas muestras, contrastando el cambio en la concentración de oxígeno. Con las bombas en funcionamiento y ambas válvulas inicialmente cerradas, comenzamos a abrir la válvula A hasta verificar la presión P_0 deseada a la entrada de la tobera y medimos el valor de P_b a la salida, dejando funcionar el sistema durante 10 minutos, para purgar el circuito de extracción de la fracción liviana y la bomba mecánica de extracción de muestras. Luego conectamos el globo a la bomba mecánica 2 y comenzamos el llenado. Se registró el tiempo de llenado y se verificaron nuevamente los valores de P_0 y P_b . Registrando $P_0 = 52 \pm 1 \text{ mbar}$ de presión en la entrada del proceso, se mide una presión $P_b = 2 \pm 0,1 \text{ mbar}$ a la salida. En estas condiciones el llenado de la muestra demora alrededor de 10 minutos.

Por cada medición de la muestra liviana tomamos una muestra del aire como referencia. Para tener en cuenta los posibles efectos del bombeo de la muestra, tomamos la muestra del aire a la

misma presión que se tomó la muestra de la fracción L del proceso. Para ello, partiendo con las válvulas A y B cerradas y las bombas mecánicas 1 y 2 en funcionamiento, abrimos la válvula B hasta que el manómetro P_b registró el mismo valor que se tenía durante la toma de la fracción liviana. De esta manera la bomba mecánica 2 trabaja en las mismas condiciones, por lo que las diferencias en cuanto a la composición de las muestras se deberá únicamente al paso del gas por la tobera curva. La extracción de la muestra de referencia demora el mismo tiempo que la muestra de la fracción liviana, como es esperable ya que la presión P_b es la misma.

Las muestras colectadas en el globo se procesaron en un analizador electroquímico de gases Siemens ULTRAMAT 23. El volumen de gas almacenado permite realizar el pasaje de gas hacia el instrumento durante un tiempo del orden de un minuto, suficiente para que el indicador de composición estabilice su valor. Mostramos los resultados de las mediciones en la tabla 4. La muestra recogida de la fracción liviana en todos los casos tiene una concentración de O_2 menor a la de la referencia en $0,10 \pm 0,01 \%$, donde fijamos la banda de error en la precisión del instrumento.

	Ref.	L	Δ (L-Ref.)
Exp. 1	20,98	20,89	-0,09
Exp. 2	20,92	20,83	-0,11
Exp. 3	21,02	20,92	-0,10

Tabla 4: Valores de concentración porcentual de O_2 medidos. La precisión de la medición es en el segundo dígito porcentual. Numéricamente se calculó un cambio en la concentración de O_2 de $-0,2 \pm 0,1 \%$ (Tabla 3).

El resultado numérico del salto de concentración entre la entrada y la salida L da una disminución de entre $-0,18 \%$ a $-0,26 \%$, como puede verse en la Tabla 3. La diferencia puede atribuirse a la aproximación 2D. Al hacer esta aproximación en las simulaciones se está despreciando el efecto de las capas límites superior e inferior. Dado que la capa límite en estas condiciones es del orden del milímetro, y que el ancho del sistema es de 10 mm, se está ignorando lo que ocurre en casi un 20 % de la sección del proceso. La capa límite actúa disminuyendo la velocidad del flujo, y por lo tanto serán menores los gradientes de presión presentes en el proceso. De modo que la separación será menor en el caso 3D que en la aproximación 2D utilizada.

5. CONCLUSIONES

Se presentó un modelo de volúmenes finitos del enriquecimiento de oxígeno en un flujo de aire por medio de difusión por gradiente de presión en una tobera curva. El campo de velocidades, presiones y temperaturas en estado estacionario se calculó con un modelo de flujo viscoso compresible en geometría 2D. Sobre ese campo de presiones se modeló la difusión de oxígeno en una mezcla de aire. El enriquecimiento calculado se comparó con datos experimentales, obteniéndose una concordancia aceptable, pero con diferencias que pueden atribuirse a efectos tridimensionales que deberán ser tenidos en cuenta en modelos numéricos futuros.

El estudio de sensibilidad de la presión de salida mostró que el perfil de presión en el borde interno de la tobera está limitado por la presión de salida del flujo enriquecido, lo cual acota el rango de operación de esta variable. Los cálculos presentados deben ser tomados como resultados preliminares que permitirán el diseño evolutivo de este tipo de equipos separativos.

6. AGRADECIMIENTOS

El dispositivo utilizado es propiedad de INVAP S.E. y fue diseñado por el Dr. Alexander Belokurov, a quien agradecemos el gentil aporte.

REFERENCIAS

- Ansys®. Academic Research, Release 13.0, ANSYS Inc. 2013a.
- Ansys®. Fluent Theory Guide. ANSYS Inc. 2013b.
- Ansys®. Fluent UDF Manual. ANSYS Inc. 2013c.
- Ansys®. Fluent User's Guide. ANSYS Inc. 2013d.
- Bergman T., Lavine A., Incropera F., y DeWitt D. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer, 6th ed.* New York, NY., 2007.
- Chapman S. y Cowling T.G. *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases.* Cambridge University Press, 1970.
- Giovanni S. y Tomassetti G. *Introduction to Molecular Beam Gas Dynamics.* 2005.
- R Byron Bird Warren E. Stewart E.N.L. *Transport Phenomena.* John Willey & Sons, Inc., 2002.
- Roe P.L. Characteristic based schemes for the euler equations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 18:337–365, 1986.
- Vercelli P. *Modelagem numérica do processo de enriquecimento bocal de separacao.* Tesis de Maestría, São Paulo - Brasil, 1983.
- W. Bier G. Eisenbeib G. The physics of U235 enrichment in the separation nozzle process. A comparison of the added light gases H₂, He and D₂. 1973.
- White F.M. *Fluid Mechanics.* McGraw-Hill, 2010.