

## CONVECCION NATURAL CONJUGADA EN RECINTOS TRAPEZOIDALES APILADOS

Aramayo A., Esteban S., Cardón L.

Departamento de Matemática. Facultad de Ciencias Exactas. UNSa.  
INENCO – Instituto de Energía No Convencional  
Av. Bolivia 5150 - 4400 Salta  
Tel: 0387-1255424 - fax 0387 - 4255888  
**e-mail:** estebans@unsa.edu.ar

**Palabras Claves:** recintos apilados, convección natural conjugada, Convección de Rayleigh-Benard.

**Resumen:** *En un trabajo reciente (Esteban, Aramayo y Cardón<sup>1</sup>) hemos estudiado la convección natural en recintos triangulares enfriados por la cara superior, configuración típica de desalinizadores de tipo batea. En estos recintos la condición de borde que controla el flujo se impone sobre las paredes inferior y superior del recinto.*

*En desalinizadores de tipo regenerativo de múltiple efecto se usa un apilamiento de bateas (que modelamos bidimensionalmente como recintos trapezoidales), separadas entre ellos por un vidrio. En la parte inferior de cada etapa se evapora agua que luego se condensa en la parte superior. El calor de condensación eliminado en la parte superior de una etapa se reutiliza para evaporar más líquido en la parte inferior de la etapa siguiente. En la superficie de separación (usualmente de vidrio) la temperatura está controlada por los flujos convectivos de las etapas adyacentes. En este trabajo se estudia el flujo convectivo en ambos recintos acoplados por la conducción en el vidrio. Los recintos se discretizan con el método de volúmenes de control y se resuelve sobre ellos las ecuaciones de Navier Stokes bajo la aproximación de Bousinesq, la conservación de la masa y la conservación de la energía. Las ecuaciones se resolvieron sobre redes ortogonales cartesianas.*

*En la zona del vidrio se impone una viscosidad elevada de manera de bloquear el movimiento. Se ha discretizado el vidrio con un número pequeño de volúmenes de control y se ha impuesto una conductividad térmica tal que la resistencia térmica del volumen de control sea igual a la que corresponde al vidrio, cualquiera sea el espesor de este.*

## 1. INTRODUCCIÓN

Este trabajo es parte de un estudio a más largo plazo tendiente estudiar la física de los desalinizadores de varios tipos. En ellos el flujo está acoplado con la transferencia de masa y además es turbulento. En el caso de desalinizadores regenerativos de múltiple efecto, el flujo de calor ocurre de una cavidad a otra a través de una superficie de separación, por lo general de vidrio, dando lugar a un problema de convección natural conjugada, problema que se encara en este trabajo. Otros aspectos, tales como el régimen turbulento, y la tridimensionalidad del problema están siendo estudiados separadamente. En otro trabajo presentado en esta Reunión, se estudia la transferencia de masa (vapor) en un recinto de área transversal trapezoidal.

Se presenta la descripción del problema y la metodología numérica utilizada, en particular el tratamiento del vidrio separador. Se analiza la transferencia de calor local y global y los aspectos cualitativos del flujo.

Los resultados de la simulación numérica se obtuvieron para  $Ra_T$  desde  $10^3$  a  $10^6$ ,  $Pr = 0,9$  y para la razón de aspecto  $A = 1$ . Se analizan los resultados concernientes al flujo de calor local y global en las superficies externas e internas, a través del análisis del número de Nusselt. El número de Nusselt se ha correlacionado con  $C_J Ra^{C_2}$ .

## 2. ECUACIONES GOBERNANTES Y MÉTODO NUMÉRICO

Se ha resuelto las ecuaciones adimensionales de continuidad, de Navier Stokes y de energía bidimensionales, transitorias, para un recinto como el que se muestra en la figura 1, con las siguientes adimensionalizaciones:

- Las longitudes en ambas direcciones, con la altura del recinto  $H$ ;
- Las velocidades  $u$  y  $v$ , con la velocidad característica en la dirección  $y$ :

$$v_0 = Ra_T^{0.5} \frac{\alpha_f}{H}$$

- El campo de temperatura  $T$ , del siguiente modo:  $\hat{T} = \frac{T - T_m}{T_c - T_f}$  donde  $T_c$ ,  $T_f$ ,  $T_m$  son la temperatura de la pared fría, de la pared caliente y el promedio de estas dos últimas, respectivamente;

- El tiempo, del siguiente modo:  $\hat{t} = \frac{v_0 t}{H}$

Las ecuaciones a resolver numéricamente son:

$$\text{div}(\hat{\mathbf{u}}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{t}} + \hat{u} \frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{x}} + \hat{v} \frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{y}} = - \frac{\partial \hat{P}}{\partial \hat{x}} + \frac{\text{Pr}}{Ra_T^{0.5}} \left( \frac{\partial^2 \hat{u}}{\partial \hat{x}^2} + \frac{\partial^2 \hat{u}}{\partial \hat{y}^2} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{t}} + \hat{u} \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{x}} + \hat{v} \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{y}} = - \frac{\partial \hat{P}}{\partial \hat{y}} + \frac{\text{Pr}}{Ra_T^{0.5}} \left( \frac{\partial^2 \hat{v}}{\partial \hat{x}^2} + \frac{\partial^2 \hat{v}}{\partial \hat{y}^2} \right) + \text{Pr} \hat{T} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \hat{T}}{\partial t} + \hat{u} \frac{\partial \hat{T}}{\partial x} + \hat{v} \frac{\partial \hat{T}}{\partial y} = \frac{1}{Ra_T^{0.5}} \left( \frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial y^2} \right) \quad (4)$$

donde  $Ra_T$  son el número de Rayleigh térmico y  $Pr$  es el número de Prandtl.

El número de Rayleigh,  $Ra_T$ , está definido por:

$$Ra_T = \frac{g \beta \Delta T H^3}{\alpha \nu}$$

Los valores típicos para el destilador son:  $H = 0,35$  que corresponde a la altura media de un solo recinto,  $\Delta T = 5 \text{ C}$ , que es aproximadamente la diferencia de temperatura entre etapas. Los valores de los parámetros son los correspondientes al aire a  $T = 80 \text{ C}$ . Esto resulta en  $Ra_T = 3,38 \times 10^3$ .

La figura 1 muestra un esquema de la configuración estudiada y las condiciones de borde utilizadas, en la simulación.

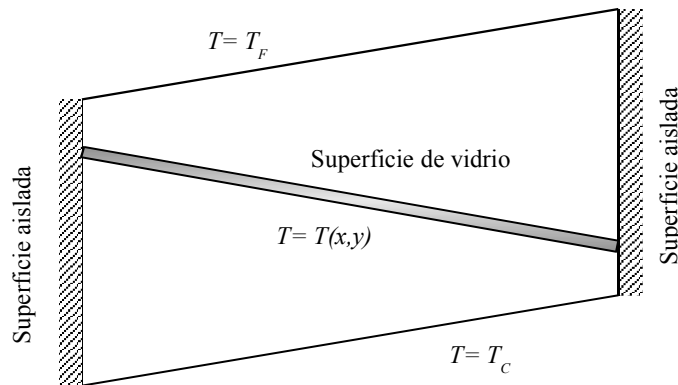


Figura 1: Dominio físico y condiciones de borde

Se utiliza una red uniforme de  $100 \times 315$  nodos, cuyos volúmenes de control son rectangulares. A los efectos de reducir el dominio de cálculo a la cavidad de estudio, se bloquea la región triangular superior e inferior, de la misma manera que se hizo en Aramayo<sup>2</sup> et. al. y Esteban<sup>3</sup> et. al. .

La resolución del problema se realiza con un programa desarrollado por Patankar<sup>4</sup> para régimen transitorio, basado en la técnica de volúmenes de control y el algoritmo SIMPLER. Se usa un parámetro de relajación de 0,8 y se avanza temporalmente (iteración externa) hasta alcanzar el estado estacionario. Dentro de cada paso temporal se realizan hasta 5 iteraciones para resolver el sistema lineal de ecuaciones (iteración interna), lo cual es suficiente para garantizar la convergencia en cada paso temporal.

Para la superficie inferior y superior se imponen condición de tipo Dirichlet para la temperatura, mientras que las paredes verticales permanecen aisladas. Los distintos parámetros del aire y del vidrio ( $\rho$ ,  $\alpha_f$ ,  $\alpha_{v,v}$ ,  $k$ ,  $c_p$ ) fueron evaluados a la temperatura media ( $80^\circ\text{C}$ ).

A fin de uniformizar el cálculo y realizar comparaciones, en todos los casos simulados, se avanzó temporalmente hasta  $\hat{t} = 500$ , de modo que se alcance el estado estacionario a valores de  $Ra_T$  tan altos como  $10^6$ .

Se ha verificado el código con otros problemas, entre ellos los de convección natural estacionaria y transitoria en recintos rectangulares y triangulares, obteniendo un acuerdo con los estudios teóricos y numéricos realizados por otros autores, algunos de los resultados fueron presentados en Esteban <sup>1,3,6</sup> et. al., Aramayo <sup>2,5</sup> et. al..

### 3. SUPERFICIE DE VIDRIO

El espesor del vidrio se ha simulado imponiendo viscosidad infinita de manera que la solución de la ecuación de momento resulte en velocidad nula sobre el mismo. La presión no requiere ningún tratamiento especial y en la zona del vidrio tomará valores constantes. La ecuación de la energía, ecuación (4), con el coeficiente  $\alpha_v$  correspondiente, queda reducida automáticamente, al anularse numéricamente el término convectivo a :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_v \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (5)$$

donde  $\alpha_v$  es la difusividad térmica del vidrio. Adimensionalizando la ecuación (5) del modo propuesto anteriormente y considerando que velocidad característica  $v_0$  está dada por:

$v_0 = Ra_T^{0.5} \frac{\alpha_f}{H}$ , tendremos que:

$$\frac{\alpha_v}{Hv_0} = \frac{1}{Ra_T^{0.5}} \frac{\alpha_v}{\alpha_f} \quad (6)$$

La ecuación adimensional en el vidrio resulta

$$\frac{\partial \hat{T}}{\partial \hat{t}} = \frac{1}{Ra_T^{0.5}} \frac{\alpha_v}{\alpha_f} \left( \frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial \hat{x}^2} + \frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial \hat{y}^2} \right)$$

El espesor del vidrio en el sistema real es de 3 mm, mientras que la altura máxima de dos etapas es de 180 mm. Siendo las escalas de ambos tan diferentes resulta engorroso hacer una representación discreta precisa del espesor vidrio. Se ha optado por discretizar el vidrio con un número fijo de nodos, lo que resulta en un espesor, que llamamos espesor discreto ( $e_D$ ), diferente del espesor real y dependiente de la discretización. Las propiedades de este vidrio discreto se modifican también de manera que la resistencia térmica y la capacidad térmica del modelo discreto y el real sean las mismas, volviendo así a retomar el modelo físico. Las resistencias térmicas del vidrio discreto y el real son

$$\frac{e_v}{k_v} = \frac{e_D}{k_D} \quad (7)$$

Donde  $e_v$  es el espesor del vidrio,  $e_D = n \text{ y dif } \text{sen}(\text{arc tang } \frac{\text{xdif}}{\text{ydif}})$  es el espesor discreto y  $n$  es la cantidad de nodos asignados al espesor del vidrio.

Trabajando con la ecuación (7) podemos obtener una expresión de las conductividades en función del espesor del vidrio:

$$k_v = k_D \frac{e_v}{e_D} \quad (8)$$

de modo similar, podemos plantear la siguiente equivalencia con respecto a la capacidad calorífica del vidrio, para que ésta sea independiente de la cantidad de nodos :

$$(c_p \rho)_v e_v = (c_p \rho)_D e_D \quad (9)$$

Como la difusividad del vidrio se calcula del siguiente modo:

$$\alpha_v = \frac{k_v}{(c_p \rho)_v}$$

reemplazando (8) y (9) en esta última ecuación se tiene que:

$$\alpha_D = \frac{k_D}{(c_p \rho)_D} = \frac{k_v}{(c_p \rho)_v} \left(\frac{e_D}{e_v}\right)^2 = \alpha_v \left(\frac{e_D}{e_v}\right)^2$$

Por lo tanto, el coeficiente del segundo miembro de la ecuación resulta ser igual a

$$\frac{\partial \hat{T}}{\partial \hat{t}} = \frac{1}{Ra_T^{0.5}} \frac{\alpha_v}{\alpha_f} \left(\frac{e_D}{e_v}\right)^2 \left(\frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial y^2}\right) \quad (10)$$

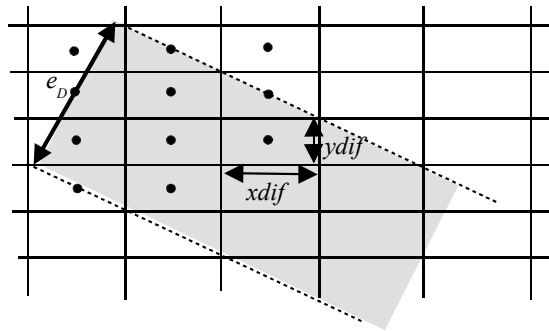


Figura 2: Esquema de la superficie de vidrio.

Los resultados obtenidos se calcularon con un vidrio exageradamente grueso,  $e=18mm$ . Tomamos este valor para salvar un error cometido en la programación de la fórmula del espesor discreto y poder utilizar los cálculos realizados. Presentaremos en la Reunión los resultados para  $e=3mm$ .

#### 4. TRANSFERENCIA DE CALOR: NUSSELT GLOBAL Y LOCAL

El número de Nusselt se define como el gradiente de temperatura adimensional, de la siguiente manera:

$$Nu(s) = \frac{\partial \hat{T}}{\partial \vec{n}} \quad (11)$$

con  $\vec{n}$  dirección normal a cada superficie.

El Nusselt global, para cada una de las superficies, se ha calculado de la siguiente manera:

$$\bar{Nu} = \frac{1}{P} \int_0^P Nu(s) ds \quad (12)$$

donde  $P$  es la longitud de la superficie. Dada la geometría del recinto considerado tendremos

cuatro valores de  $Nu$ , correspondientes a las superficies externas inferior, superior y las adyacentes al vidrio.

### 5. RESULTADOS OBTENIDOS

Los dos tipos de regímenes obtenidos en todos los casos analizados son: conductivo y convectivo. En el primer caso se tiene que el Nusselt global es cercano a 1 mientras que en el segundo, tendrá un valor positivo mayor. Para el régimen convectivo se encuentra dos patrones de flujo: unicelular y multicelular.

En la figura 3 se muestran las funciones de corriente e isothermas correspondientes a  $Ra_T = 1,35 \times 10^2$ , se puede observar que los patrones de flujo son del tipo conductivo con isothermas paralelas, características similares se presentan para  $Ra_T \leq 1,35 \times 10^2$ . En la zona del vidrio se puede observar que las isothermas presentan un cambio de pendiente. Más adelante se presentan los perfiles de temperatura dentro del vidrio y se analiza la distribución de temperatura transversal dentro de la cavidad.

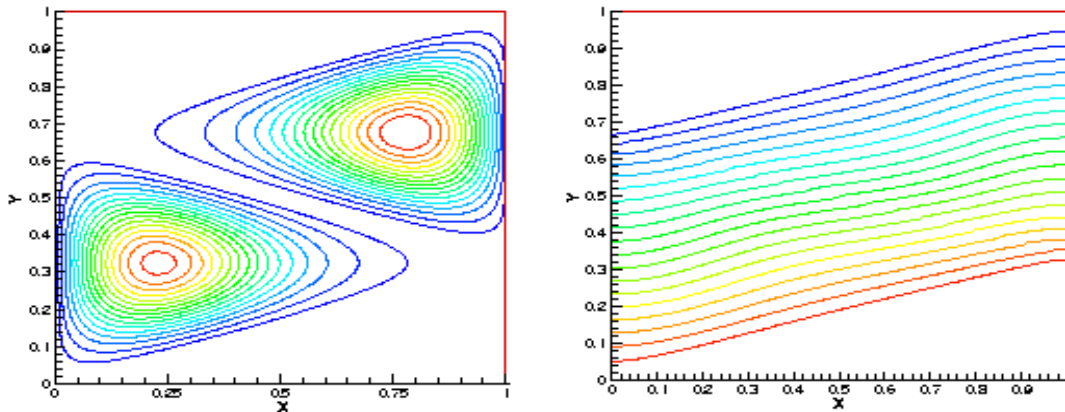


Figura 3. Función de corriente e isothermas para de  $Ra_T = 1,35 \times 10^2$

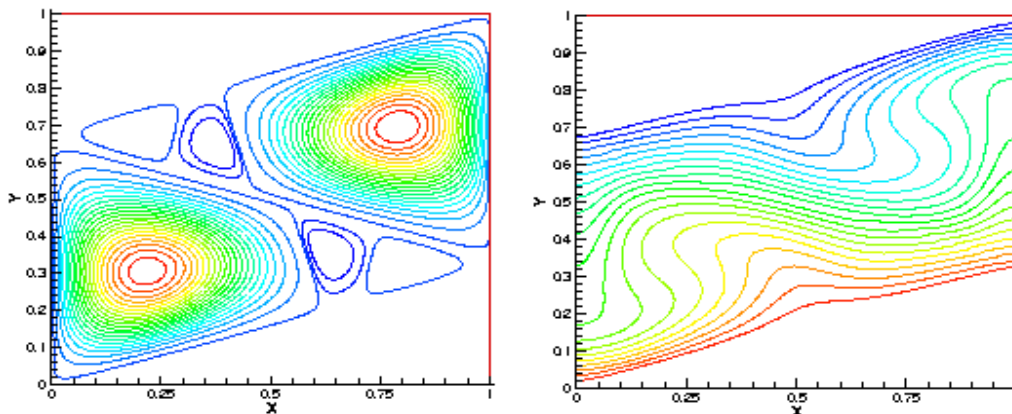


Figura 4. Función de corriente e isothermas para de  $Ra_T = 1,35 \times 10^3$

Desde la figura 4 hasta la 7, se muestran las funciones de corriente e isothermas desde  $Ra_T = 1,35 \times 10^3$  hasta  $Ra_T = 1,35 \times 10^5$ . Dentro de este rango, a diferencia del anterior, se puede notar que los patrones de flujos son del tipo convectivo multicelular. Las isothermas presentan

plumas ascendentes y descendentes características de este tipo de flujo.

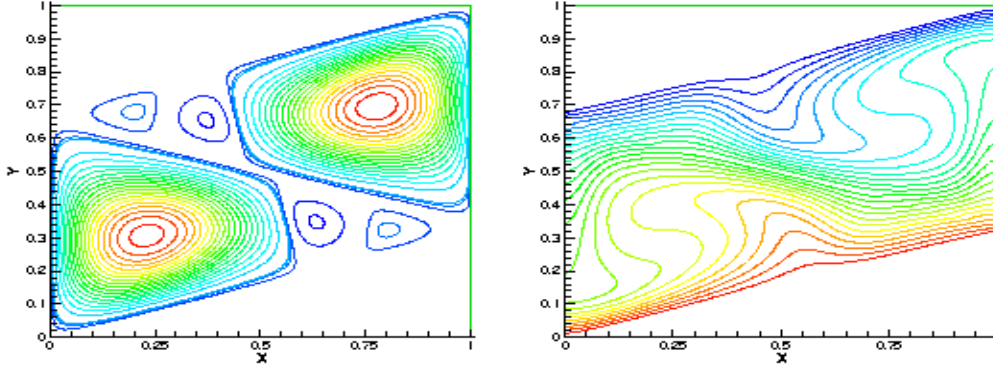


Figura 5. Función de corriente e isothermas para de  $Ra_T = 3,38 \times 10^3$

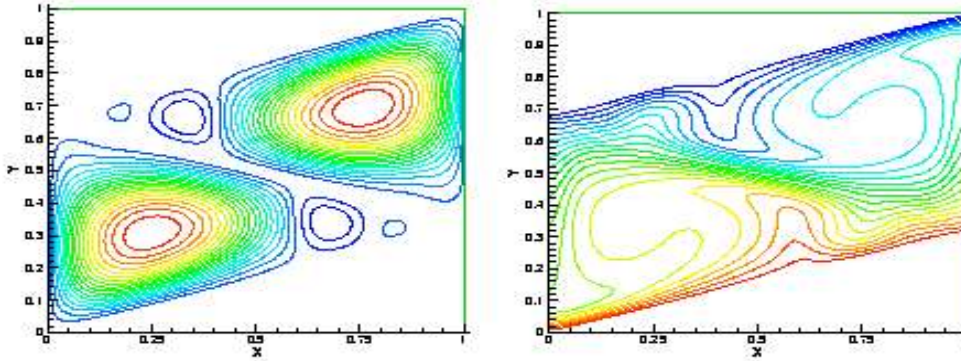


Figura 6. Función de corriente e isothermas para de  $Ra_T = 1,35 \times 10^4$

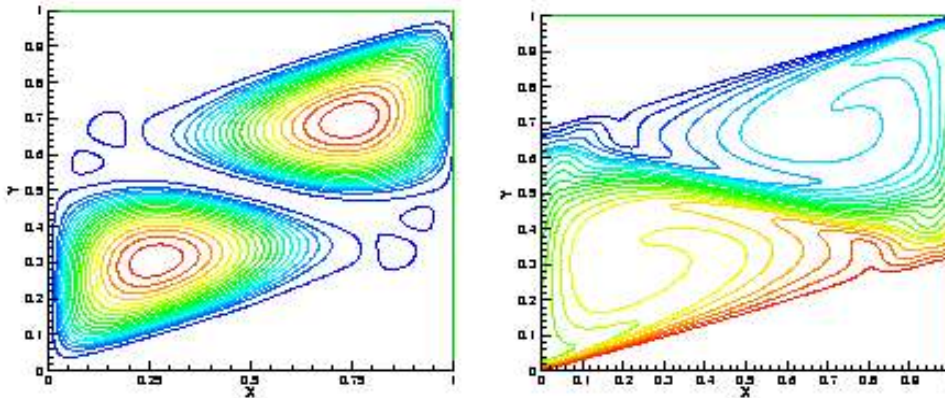


Figura 7. Función de corriente e isothermas para de  $Ra_T = 1,35 \times 10^5$

En la figura 8 se muestra la evolución temporal del Nusselt global en las superficies inferior y media, para  $Ra_T$  desde  $10^1$  hasta  $10^6$ . Hasta  $Ra_T = 10^4$  todas las curvas presentan picos y valles hasta estabilizarse hacia el estado estacionario, indicando la creación y destrucción de celdas convectivas al inicio del cálculo. El valor estacionario alcanzado

incrementa con el aumento del número de Rayleigh. Para  $Ra_T = 1,35 \times 10^5$ , el Nu global tiene un comportamiento oscilatorio antes de alcanzar el estado estacionario; mientras que para  $Ra_T = 1,35 \times 10^6$ , estas oscilaciones se intensifican no permitiendo alcanzar el estado estacionario hasta el tiempo de cálculo utilizado. Se puede observar que a medida que aumenta  $Ra_T$  se necesita más tiempo para alcanzar el estado estacionario.

Por otro lado se puede ver en la gráfica correspondiente a la superficie media, que las curvas incrementan desde un valor nulo hacia el valor de estacionario. Esto podría explicarse si consideramos que al inicio del cálculo la temperatura de la superficie de vidrio no se ve afectada por el salto de temperatura impuesto en la parte superior e inferior del recinto. Al igual que en la superficie inferior el valor estacionario alcanzado incrementa con el aumento del número de Rayleigh.

El Nusselt correspondiente a  $Ra_T = 1,35 \times 10^6$  presenta una oscilación temporal. A los efectos de evaluar estos resultados, se nota que el residual obtenido es del orden  $10^{-6}$ , mientras que los alcanzados para  $Ra_T \leq 10^5$  son tres orden de magnitud menor, por lo que inferimos que el resultado, aunque más difícil de obtener por su naturaleza transitoria inestable, está aún suficientemente convergido.

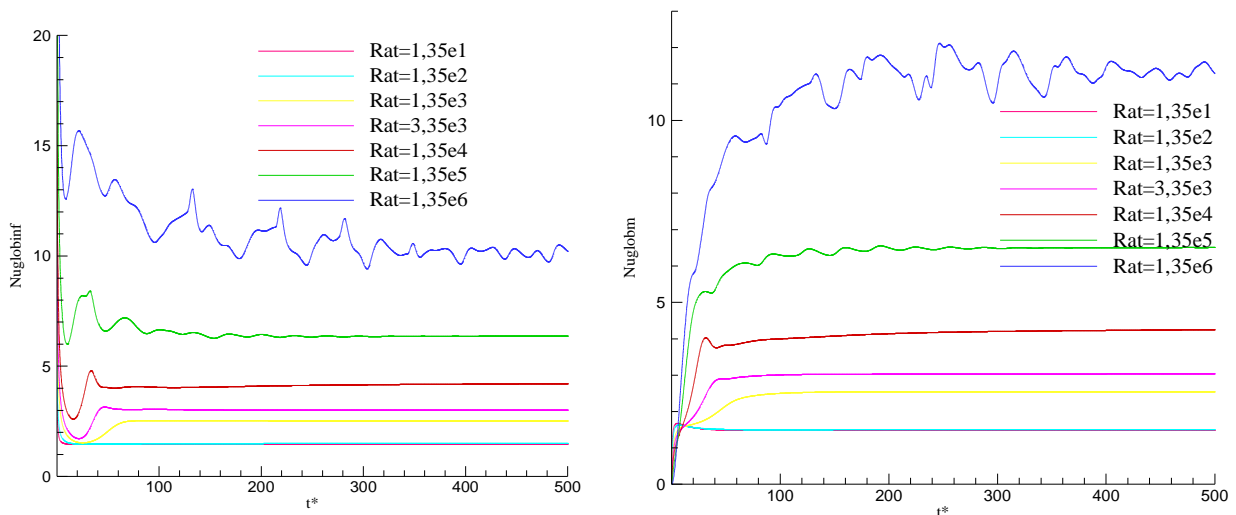


Figura 8. Evolución temporal del Nusselt global en la superficie inferior y en el vidrio (superficie inferior), para distintos valores de  $Ra_T$ .

La figura 9 muestra las gráficas de Nusselt locales correspondiente a la superficie inferior y media, para distintos valores de  $Ra_T$  una vez que se ha alcanzado el estado estacionario. Los picos y valles observados en la gráfica de la izquierda corresponden a las zonas de mayor y menor separación de las isoterms, respectivamente. Se puede notar que a medida que aumenta los valores de  $Ra_T$  se incrementa la cantidad de picos y que estos alcanzan valores más altos.

Además se observa, en las curvas correspondientes al número de Nusselt locale sobre la superficie media, una simetría respecto al eje vertical que pasa por  $x = 0,5$ . Hasta  $Ra_T = 1,35 \times 10^3$ , el Nusselt es prácticamente constante, aunque el régimen sea multicelular, esto



indica que las plumas ascendentes y descendentes no influyen demasiado en el flujo de calor sobre la superficie de vidrio. A valores más altos, se observan picos y valles, al igual que en las curvas correspondiente a la superficie inferior.

Para  $Ra_T$  mayores se observa una variación del Nu en las proximidades de los bordes, pero en general sus valores no exceden a cuatro como resultado del estancamiento del flujo.

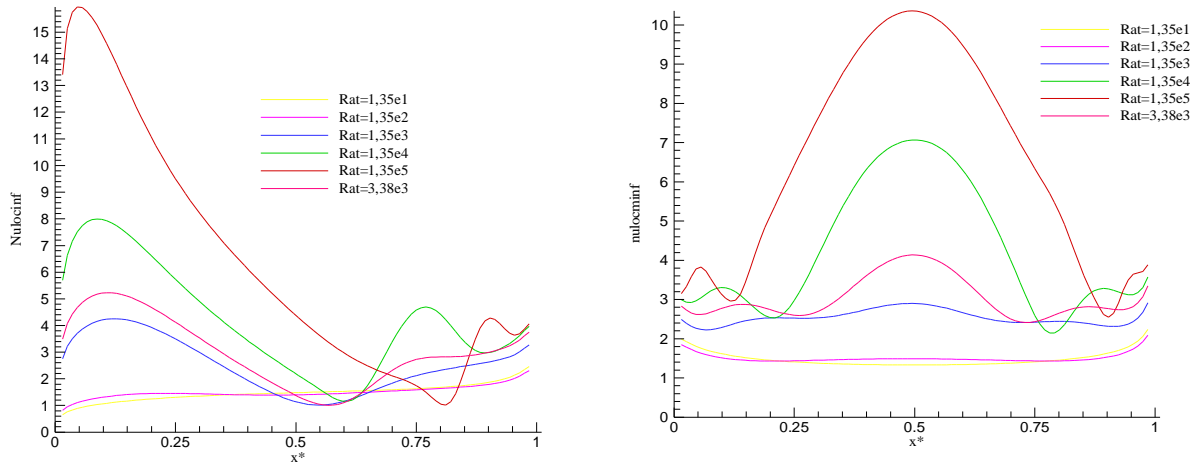


Figura 9. Nusselt local en las superficies inferior y en el vidrio (superficie inferior) para distintos Ra.

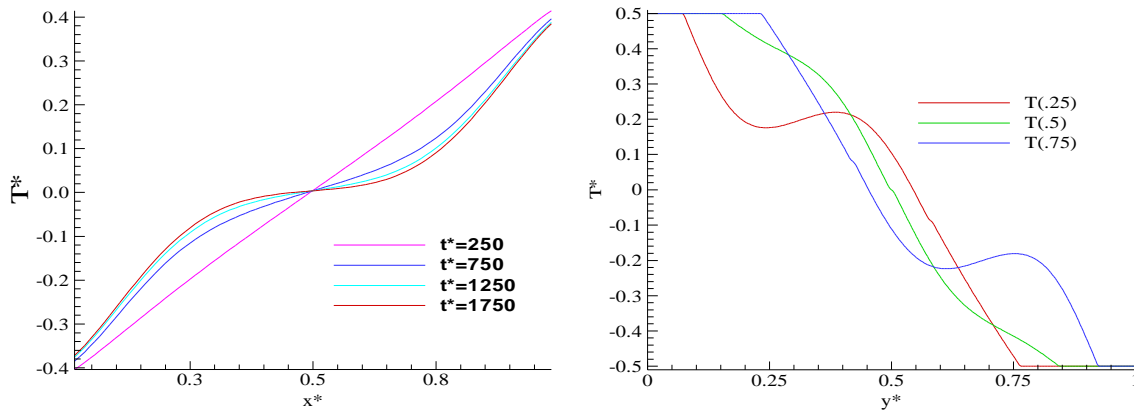


Figura 10. Distribución de temperatura en la superficie del vidrio y perfiles para  $Ra = 10^5$ .

En la figura 10 se muestra, a la izquierda, el perfil de temperatura en el interior del vidrio a distintos valores del tiempo adimensional, mientras que a la derecha la distribución transversal de temperatura en el recinto a  $x = 0,25, 0,5$  y  $0,75$ , una vez alcanzado el estado estacionario; para  $Ra = 1,35 \times 10^3$ .

A  $\hat{t} = 250$ , la gráfica de la izquierda muestra una distribución lineal de temperatura dentro del vidrio. A medida que avanza el tiempo las temperaturas en la parte central del vidrio,  $0,35 \leq \hat{x} \leq 0,65$ , evolucionan hacia la temperatura media; en cambio en los extremos se observa una mayor variación de temperatura, producto de la cercanía a las superficie

caliente y fría y del estancamiento del flujo.

En la figura de la derecha, los perfiles correspondientes a  $T(0,25, y)$  y  $T(0,75, y)$  son antisimétricos, lo cual concuerda con los patrones mostrados en la figura 4; mientras que el perfil para  $T(0,5, y)$  es simétrico con respecto al punto  $(0,5; 0)$ .

A fin de realizar una comparación se ha estudiado el problema de convección natural en una cavidad trapezoidal, con características similares a uno de los recintos apilados. En la figura 11 se presenta en escala doble logarítmica la correlación obtenida para  $Nu$  global en función de  $Ra_T$ , para ambas configuraciones, ajustando los resultados obtenidos en las simulaciones a una correlación del tipo  $Nu_i = C_1 Ra_T^{C_2}$  ( $i=1$  corresponde a los recintos apilados e  $i=2$  a la cavidad trapezoidal). En la tabla 3 se muestra los valores de los coeficientes obtenidos para  $Nu_1$  y  $Nu_2$ .

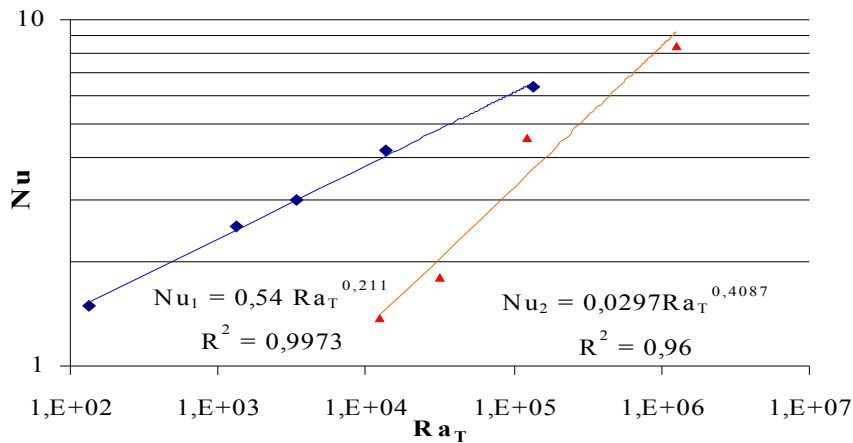


Figura 11. Correlación  $Nu_{glob} = C_1 Ra_T^{C_2}$

Tabla 3. Comparación de los coeficientes

	$C_1$	$C_2$
Cavidad trapezoidal	0,029	0,4087
Cavidades apiladas	0,540	0,2110

## 6. CONCLUSIONES

Se ha estudiado el problema de convección natural conjugada en dos cavidades trapezoidales separadas por un vidrio. El problema puede considerarse como una aproximación al flujo básico encontrado en destiladores regenerativos multiefecto, sin consideraciones de transferencia de masa y turbulencia. Este estudio y otros precedentes nos han permitido distinguir varios regímenes de flujo posibles: conductivo, convectivo y convectivo multicelular. Para condiciones típicas en que trabaja el destilador, el número de Rayleigh es del orden de  $10^3$ . Según investigaciones en el ámbito de cavidades triangulares el orden de magnitud en el que ocurre la turbulencia es de  $10^5$ . Nuestros cálculos basados en un modelo bidimensional impiden que la solución desarrolle las características turbulentas propias de este flujo, obteniéndose sólo una multiplicación de celdas a medida que se aumenta el número de  $Ra_T$ . Las observaciones en los destiladores construidos en el INENCO, el

régimen de flujo es turbulento, por lo que queda por estudiar como influye la tridimensionalidad del problema en el régimen de flujo. Este estudio y los precedentes nos permiten presuponer que el régimen turbulento subsiguiente será una evolución del régimen multicelular observado, en tres dimensiones, por lo que los modelos de turbulencia a adoptar en el futuro deberán tener en cuenta este aspecto. En particular esto nos ha hecho desistir de emplear modelos tipo RANS, ya que no funcionan bien en este régimen. En cambio, nos preparamos para implementar modelos de tipo VLES-TRANS como los desarrollados recientemente por Kenjeres y Hanjalic<sup>7</sup>.

En este trabajo se ha prestado particular atención a la modelización del vidrio separador. Se ha encontrado conveniente simplificar el modelo del vidrio, discretizando un vidrio equivalente de un número de nodos fijo. Para reintroducir el modelo físico se redefinen las propiedades del vidrio discretizado de manera de que la resistencia térmica del espesor discreto así como su capacidad térmica resulten equivalentes a las del vidrio real. Los resultados fueron calculados para un vidrio muy grueso (18mm), a los efectos de salvar un error de programación de la fórmula del espesor discreto del vidrio.

Se ha presentado los perfiles de temperatura del vidrio en la dirección transversal y en la dirección longitudinal del mismo. Como era de esperarse la simulación muestra una resistencia a la transferencia de calor dominada por la resistencia convectiva de ambos recintos, efecto que se potenciará para un vidrio de 3mm. En comparación con la cavidad trapezoidal con temperatura inferior y superior constante todo a lo largo de la frontera, la cavidad estudiada aquí presenta un sobrecalentamiento en el lado derecho del vidrio (visto desde la cavidad inferior) y un sobreenfriamiento en el lado izquierdo. Esto produce en las esquinas del trapecio un estancamiento del flujo, impulsado por una diferencia de temperatura menor en comparación. Los efectos que se producen en el lado izquierdo son más difíciles de describir y no lo haremos aquí. Otro aspecto diferente con el caso de la cavidad a condiciones de borde fijas es que para números  $Ra$  elevados el flujo multicelular parece retroceder para dar lugar a un flujo convectivo unicelular. Este tipo de flujo es propio de los efectos de caletamiento lateral, producido aquí por la inclinación de las paredes superior e inferior. Estos aspectos observados requieren mayor estudio.

Se obtuvieron los mapas de función de corriente e isotermas para varios números de  $Ra$  característicos de los distintos regímenes que tienen lugar. Para valores de  $Ra_T$  tan pequeños como  $10^3$ , el flujo ya presenta característica de flujo multicelular convectivo.

Finalmente se compararon los valores de las constantes de la correlación entre  $Nu$  y  $Ra_T$ , para el caso de recintos apilados y recintos independientes: se observa que si bien para el recinto trapezoidal independiente el coeficiente  $C_2$  es mayor que para el recinto apilado,  $C_1$  es un orden de magnitud menor que para este último. Esto indicaría que la transferencia de calor es mayor en el caso de los recintos apilados, pero este aumento con el número de  $Ra_T$ , es menor que en el caso trapezoidal.

El valor del exponente encontrado,  $C_2=0,211$ , se aproxima al propuesto por Bejan<sup>8</sup> ( $C_2 = 0,286$ ) mientras que el coeficiente  $C_1=0,54$ , es aproximadamente el doble ( $C_1 = 0,2125$ ).

## 7. REFERENCIAS

[1] Esteban, S; Aramayo, A; Cardón, L (2003) "*Convección natural multicelular en recintos*

- triangulares rectangulares enfriados por arriba*" Mecánica Computacional. ISSN 1666-6070. Vol. XXII. pags. 1625-1639.
- [2] Aramayo, A.; Esteban, S.; Cardón, L., "Convección natural a elevado numero de Rayleigh en recintos triangulares rectangulares enfriados por arriba. Parte I: Flujo de calor". AVERMA., vol: 6, N2, pgs: 08.43–08.48 (2002)
- [3] Esteban, S.; Aramayo, A.; Cardón, L., "*Convección natural a elevado numero de Rayleigh en recintos triangulares rectangulares enfriados por arriba. Parte II: Patrones de flujo del fluido*". AVERMA. , vol: 6, N2, pgs: 08.49–08.53. (2002)
- [4] Patankar S.V.. (1997) Computation of Heat Transfer and Fluid Flow. A general purpose computer program for two dimensional elliptic situations. Univeristy of Minnesota..
- [5] Aramayo, A.; Esteban, S.; Cardón, L. (2003), "*Convección natural transitoria a elevado número de Rayleigh en recintos triangulares rectangulares enfriados por arriba. Parte I: flujo de calor*". Avances en Energías Renovables y Medio Ambiente, vol:6, N 2, pgs:08.43–08.48.
- [6] Esteban, S.; Aramayo, A.; Cardón, L. (2003), "*Convección natural transitoria a elevado número de Rayleigh en recintos triangulares rectangulares enfriados por arriba. Parte II: patrones de flujo del fluido*". Avances en Energías Renovables y Medio Ambiente, vol: 6, N 2, pgs:08.49–08.53.
- [7] Kenjeres y Hanjalic (1999) Transient Analysis of Rayleigh-Benard Convection with RANS models. Int. J. Of Heat and Fluid Flow. Vol 20, pp 329-340.
- [8] Bejan, A (1993); "*Heat Transfer*". John Wiley& Sons, Inc..