

## CÁLCULO DE LA TEMPERATURA DEL PLENUM EN UNA BARRA COMBUSTIBLE BAJO IRRADIACIÓN EN CONDICIONES NORMALES Y DE ACCIDENTE CON EL CÓDIGO DIONISIO

### CALCULATION OF THE TEMPERATURE OF THE PLENUM IN A FUEL ROD UNDER IRRADIATION IN NORMAL AND IN ACCIDENT CONDITIONS WITH THE DIONISIO CODE

Matias E. Loza Peralta<sup>a,b</sup>, Martín Lemes Lapasta<sup>a</sup>, Mauricio E. Cazado<sup>a,c</sup>  
y Alejandro Soba<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Sección Códigos y Modelos, Gerencia Ciclo del Combustible Nuclear, CAC, CNEA, Av. Gral. Paz  
1499, 1650 Buenos Aires, Argentina, loza@cnea.gov.ar, lemes@cnea.gov.ar, cazado@cnea.gov.ar,  
soba@cnea.gov.ar

<sup>b</sup>Instituto Sábato, UNSAM/CNEA, Av. Gral. Paz, 1499, 1650 Buenos Aires, Argentina

<sup>c</sup>CONICET

**Palabras clave:** plenum, temperatura, DIONISIO, simulación, barra combustible.

**Resumen.** Una de las aproximaciones usuales en numerosos códigos de combustible es considerar que la temperatura del *plenum* puede igualarse a la del refrigerante. Esta consideración, en principio acertada, deja de ser válida en caso de accidentes tipo LOCA o de incidentes variados como picos de potencia. Se integró así al código DIONISIO una subrutina tridimensional que calcula expresamente la temperatura del *plenum* y se la verificó contra datos experimentales que simulan el comportamiento de una barra combustible en condiciones normales de operación y en casos de accidente. También se avanzó en un modelo que mide la temperatura de una barra combustible completa junto a su canal refrigerante mediante la ecuación de convección-difusión resuelta por el método de Petrov-Galerkin.

**Keywords:** plenum, temperature, DIONISIO, simulation, fuel rod.

**Abstract.** One of the usual approaches in numerous fuel codes is to consider that the plenum temperature can be equal to the refrigerant one. This consideration, at first reasonable, ceases to be valid in case of LOCA type accidents or others incidents such as power peaks. A three-dimensional subroutine was then integrated into the DIONISIO code, which expressly calculates the temperature of the plenum and was verified against experimental data that simulate the behavior of a fuel rod under normal operating conditions and in the event of an accident. In addition, progress was made in a model that measures the temperature of a complete fuel rod with its cooling channel by means of the convection-diffusion equation solved by the Petrov-Galerkin method.

## 1 INTRODUCCIÓN

Una barra combustible dentro de un reactor produce una potencia distribuida según una ley generalmente aproximada en forma cosenoidal. De este modo la potencia lineal axial es máxima aproximadamente en el centro de la barra y decae sobre los extremos inferior y superior. El *plenum*, sector que constituye casi el total del volumen libre de la barra y donde se alojan los gases de fisión, permanece a temperatura estable que puede considerarse, en general, similar a la temperatura de salida del líquido refrigerante. En la mayoría de los códigos de análisis de barras combustibles se suele tomar esta aproximación como válida y ciertamente en aquellos experimentos en donde esa temperatura es medida, se verifica esta condición. Sin embargo, bajo ciertas situaciones como en casos de accidentes tipo LOCA (Loss of coolant accident) (Lemes et al., 2017), es posible observar que esta ley deja de ser válida y distintas variaciones pueden registrarse.

El código DIONISIO (Lemes et al., 2015; Soba y Denis, 2008), desarrollado por la Sección Códigos y Modelos de la Gerencia Ciclo del Combustible Nuclear, analiza el comportamiento de una barra combustible tanto en condiciones normales de operación como en casos de accidentes tipo LOCA. Describe los principales fenómenos que ocurren en una barra combustible a lo largo de su vida: distribución de temperaturas, expansión térmica, deformaciones elastoplásticas, fluencia, crecimiento por irradiación, interacción mecánica entre la pastilla y la vaina, liberación de gases de fisión, mezcla de gases de fisión con He, hinchado, densificación y restructuración. Además, cuenta con una subrutina que calcula la temperatura del *plenum* y su evolución a través de la historia de potencia a la que es sometida la barra combustible. El código DIONISIO particiona la barra en sectores axiales y sobre cada sector resuelve un dominio bidimensional compuesto por una pastilla, el gap y la vaina correspondiente, todo ello con simetría de revolución, mediante el método de elementos finitos. De igual modo funciona la subrutina que sigue la evolución del *plenum*, basada en un modelo bidimensional, también con simetría de revolución, que considera un balance de energías con condiciones de contorno variables a lo largo del tiempo.

El código en su totalidad está siendo reescrito para poder representar dominios tridimensionales a partir de una discretización en elementos finitos hexaédricos. Una de las primeras subrutinas que el código propone llevar a tres dimensiones es la que calcula la temperatura del *plenum*. Este modelo se desarrolló en tres dimensiones considerando las dos últimas pastillas de UO<sub>2</sub> de la zona superior, la vaina de Zircaloy (Zry), el tubo de apoyo y el tapón superior del mismo material, un resorte de acero inoxidable y el volumen libre propiamente dicho. Además de evaluar la validez de la aproximación, usualmente aplicada en condiciones normales, de igualar la temperatura del volumen libre a la del refrigerante en la zona de salida, para distintos tamaños de *plenum* y distintas condiciones de operación, se propone extender los casos de estudio a los casos de accidente, documentados en experimentos controlados provistos por la IAEA.

En este trabajo se da cuenta del estado de avance de dicho proceso, se presentan las suposiciones teóricas realizadas y los modelos numéricos empleados para su resolución. Los resultados obtenidos son promisorios y altamente eficientes y alientan a continuar el proceso de llevar el código a operar en dominios tridimensionales.

Por otro lado, también se presenta un nuevo modelo para incluir dentro de los cálculos, la temperatura del refrigerante. Para eso se resuelve la ecuación de convección-difusión en un dominio bidimensional y axisimétrico de una barra completa junto al canal de refrigeración, lo cual antes no se tuvo en cuenta.

## 2 CONDUCCIÓN

Para modelar la transferencia térmica del sistema se tiene en cuenta el calor generado por la pastilla y la transmisión de calor por conducción. De esta manera el balance de la energía queda dado por:

$$k\nabla^2 T + \dot{q} = 0. \quad (1)$$

donde  $T$  es la temperatura,  $k$  la conductividad de cada material en cada caso y  $\dot{q}$  el calor generado por la pastilla. La conductividad de los materiales depende de la temperatura por lo que el código realiza iteraciones modificando la misma para cada elemento de acuerdo a la temperatura a la que se encuentre.

### 2.1 Conductividad del combustible

La pastilla de  $\text{UO}_2$  presenta grandes gradientes de temperatura, es decir, que en dos puntos separados suele haber diferencia de temperaturas grandes. Es por esto que la conductividad al depender de la temperatura también depende del espacio. Además, la conductividad térmica de la pastilla presenta fuertes no linealidades con respecto a la porosidad, el quemado, la composición química, etc. Para la pastilla  $\text{UO}_2$  se considera la siguiente función de conductividad térmica (González et al., 2013):

$$k = (1 - p^{2/3}) \left[ \frac{1}{A + B T + C T^2 + [a_{Gd} w_{Gd} (b_{Gd} - T)] + h_D(T, Bu)} + (1 - c_{Gd} w_{Gd}) \frac{D}{T^{5/2}} \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \right] \left[ \frac{W}{\text{cm } ^\circ\text{C}} \right]. \quad (2)$$

donde  $p$  es la porosidad,  $Bu$  es el quemado en MWD/KgU,  $w_{Gd}$  es la fracción en peso de Gadolinio y  $T$  es la temperatura;  $a_{Gd}$ ,  $b_{Gd}$  y  $c_{Gd}$  son constantes de ajuste y  $h_D$  es una función que toma en cuenta los efectos del quemado.

### 2.2 Conductividad de los metales

La conductividad térmica de un material que depende exclusivamente de la temperatura se aproxima con regresiones de segundo y tercer orden:

$$k = (a + bT + cT^2 + dT^3) \left( \frac{W}{\text{cm } ^\circ\text{C}} \right). \quad (3)$$

donde  $a$ ,  $b$ ,  $c$  y  $d$  son constantes que dependen del material y  $T$  la temperatura (en K) a la que se encuentra el material (Pitts y Sissom, 1979).

	$A$	$b$	$c$	$d$
Zry	0,0751	$2,09 \times 10^{-4}$	$1,45 \times 10^{-7}$	$7,67 \times 10^{-11}$
AISI 631	0,10876257	$1,6837021 \times 10^{-4}$	$5,5168011 \times 10^{-8}$	

Tabla 1: Coeficientes para las curvas de ajuste de la conductividad de Zry y acero inoxidable (IAEA THERPRO)

Por otro lado, la conductividad de todos los componentes de Zry y del resorte de acero inoxidable se calculan con una curva de ajuste de tercer y segundo orden en función de la temperatura. Los parámetros de ajuste de ambas curvas se presentan en la [Tabla 1](#).

### 2.3 Conductividad del gas

DIONISIO considera que en la zona libre (el *plenum* y el *gap* entre la pastilla y la vaina)

pueden haber distintos gases de llenado y/o generados debido a las fisiones en el combustible (Bailly et al., 1999; Olander, 1976) helio, xenón, kriptón y argón. El código calcula la proporción en peso de cada gas a partir de la liberación de los gases de fisión por medio de otra subrutina. Estas proporciones son tomadas por una función para calcular la conductividad de los gases en el *plenum*. Para esto debe realizar un promedio pesado de la conductividad de cada gas que depende de la temperatura (T) según la regla exponencial (Allison, 1993):

$$k = A T^B. \quad (4)$$

donde A y B son constantes específicas de cada gas, expuestos en la [Tabla 2](#):

	<b>A</b>	<b>B</b>
<b>He</b>	$2,639 \times 10^{-3}$	0,7085
<b>Ar</b>	$2,986 \times 10^{-4}$	0,7224
<b>Kr</b>	$8,247 \times 10^{-5}$	0,8363
<b>Xe</b>	$4,351 \times 10^{-5}$	0,8616

Tabla 2: Constantes usadas para calcular la conductividad térmica de cada gas (Allison, 1993)

Para el tratamiento del gap entre la pastilla y la vaina, el código DIONISIO también calcula en cada paso de tiempo mediante una subrutina el radio interno de la vaina y el radio de la pastilla de modo que la diferencia entre estos resulta en el ancho del gap. Si bien el gap varía, la malla del código de cálculo de temperatura se mantiene fija. Esta considera el último elemento de la pastilla junto con el gap, haciendo de ambos un solo elemento. A este tipo de elementos se los trató de forma diferente a la hora de asignarles un valor para la conductividad. Para eso se les asignó un valor dado por un modelo de resistencias térmicas en serie ejemplificado en la [Figura 1](#).

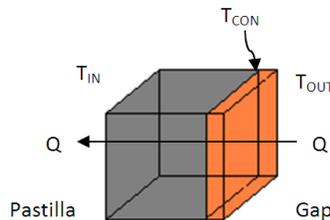


Figura 1: Modelo de resistencias térmicas en serie.

El calor que atraviesa tanto la pastilla como el gap es el mismo, las diferencias de temperaturas se suman y la resistencia térmica para cada elemento está dada por (Apunte, n.d.):

$$R = \frac{\Delta x}{k \cdot S}. \quad (4)$$

donde  $k$  es la conductividad,  $S$  la superficie que atraviesa el calor y  $\Delta x$  el ancho de cada pared. Así sumando las resistencias del gap y de la pastilla, y considerando que ambas poseen la misma superficie queda:

$$\frac{1}{k_e} = \frac{1}{\Delta x_e} \left( \frac{\Delta x_{pas}}{k_{pas}} + \frac{\Delta x_{gap}}{k_{gap}} \right). \quad (5)$$

donde  $k_e$ ,  $k_{pas}$  y  $k_{gap}$ , y  $\Delta x_e$ ,  $\Delta x_{pas}$  y  $\Delta x_{gap}$  son las conductividades y los anchos del elemento, de la pastilla y del gap, respectivamente. El ancho del elemento se considera constante y los

anchos de la pastilla y del gap varían según el cálculo del ancho del gap hecho en cada paso de tiempo como se explicó previamente.

### 3 CONVECCIÓN-DIFUSIÓN

Si asumimos que se presenta un fluido incompresible y fuentes de calor volumétricas, la formulación clásica para la ecuación de convección-difusión es la siguiente:

$$k\nabla^2 T - \rho c \mathbf{v} \cdot \nabla T + \dot{q} = 0. \quad (6)$$

donde  $c$  es el calor específico,  $\rho$  es la densidad y  $\mathbf{v}$  es la velocidad de flujo del fluido.

Este sistema presenta una matriz no simétrica por lo que se resolvió mediante el método de Petrov-Galerkin (Heinrich, 1980). Las funciones de interpolación de este método para una dimensión son:

$$\begin{aligned} M_1(\xi) &= \frac{1}{2}\xi(1 - \xi), \\ M_2(\xi) &= (1 - \xi^2), \\ M_3(\xi) &= \frac{1}{2}\xi(1 + \xi). \end{aligned} \quad (7)$$

Para el caso de dos dimensiones, hay nueve funciones de interpolación que resultan del producto de a pares de las funciones de interpolación anteriores. Llamando  $N$  a las funciones en dos dimensiones obtenemos:

$$\begin{aligned} N_k(\xi, \eta) &= M_i(\xi)M_j(\eta), \\ k &= 1, 2, \dots, 9. \end{aligned} \quad (8)$$

Las funciones de peso para el caso en una dimensión se pueden observar en la Figura 2 y difieren en las funciones de interpolación en una función  $F$  por una constante que depende del número de Peclet:

$$\begin{aligned} W_1(\xi) &= M_1(\xi) - \alpha F(\xi), \\ W_2(\xi) &= M_2(\xi) + 4\beta F(\xi), \\ W_3(\xi) &= M_3(\xi) - \alpha F(\xi), \\ F(\xi) &= \frac{5}{8}\xi(1 - \xi)(1 + \xi). \end{aligned} \quad (9)$$

Siguiendo una lógica similar, las funciones para dos dimensiones quedan de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} W_1(\xi, \eta) &= (M_1(\xi) - \alpha_1 F(\xi))(M_1(\eta) - \alpha_4 F(\eta)), \\ W_2(\xi, \eta) &= (M_2(\xi) + 4\beta_1 F(\xi))(M_1(\eta) - \alpha_6 F(\eta)), \\ W_3(\xi, \eta) &= (M_3(\xi) - \alpha_1 F(\xi))(M_1(\eta) - \alpha_2 F(\eta)), \\ W_4(\xi, \eta) &= (M_3(\xi) - \alpha_4 F(\xi))(M_2(\eta) + 4\beta_2 F(\eta)), \\ W_5(\xi, \eta) &= (M_3(\xi) - \alpha_3 F(\xi))(M_3(\eta) - \alpha_2 F(\eta)), \\ W_6(\xi, \eta) &= (M_2(\xi) + 4\beta_3 F(\xi))(M_3(\eta) - \alpha_6 F(\eta)), \\ W_7(\xi, \eta) &= (M_1(\xi) - \alpha_3 F(\xi))(M_3(\eta) - \alpha_4 F(\eta)), \\ W_8(\xi, \eta) &= (M_1(\xi) - \alpha_5 F(\xi))(M_2(\eta) + 4\beta_4 F(\eta)), \\ W_9(\xi, \eta) &= (M_2(\xi) + 4\beta_5 F(\xi))(M_2(\eta) + 4\beta_4 F(\eta)). \end{aligned} \quad (10)$$

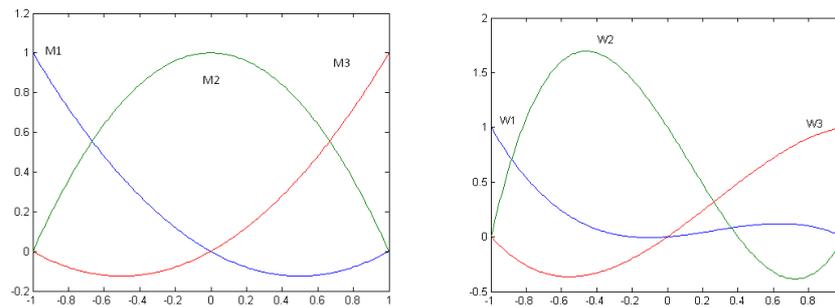


Figura 2: Funciones de interpolación y de peso de Petrov-Galerkin con  $\alpha=\beta=1$  para una dimensión.

## 4 RESULTADOS

### 4.1 Experimentos OSIRIS

Los experimentos Osiris consistieron en introducir dos barras EDF/FRAMATOME/CEA identificadas como G07 (CEA, 1998a) y H09 (CEA, 1998b) en el reactor OSIRIS en Francia para ser sometidos a radiación y simular la operación normal de dos barras dentro de un reactor. Se las sometieron a 864 y 1182 días de operación respectivamente y se midieron diferentes parámetros entre ellos la temperatura de la vaina. A fines prácticos consideramos la temperatura de la vaina como la temperatura del *plenum*.

En la Figura 3.A se presenta un gráfico de la temperatura del *plenum* en función del tiempo para la barra G07. Se muestra también la potencia lineal en función del tiempo. Aquí se observa como la temperatura calculada se ajusta a la temperatura experimental. Los primeros cuatro puntos distan un poco de los valores calculados pero el resto de los valores se encuentran a  $5^{\circ}\text{C}$  por arriba o por debajo de la temperatura medida. Esto se observa mejor en la Figura 4, en donde se comparan los datos medidos y calculados, indicando con una línea recta la correlación perfecta de los datos. Se observa que todos los datos del experimento indicados con cuadrados azules se ubican dentro de una banda de 5% de error.

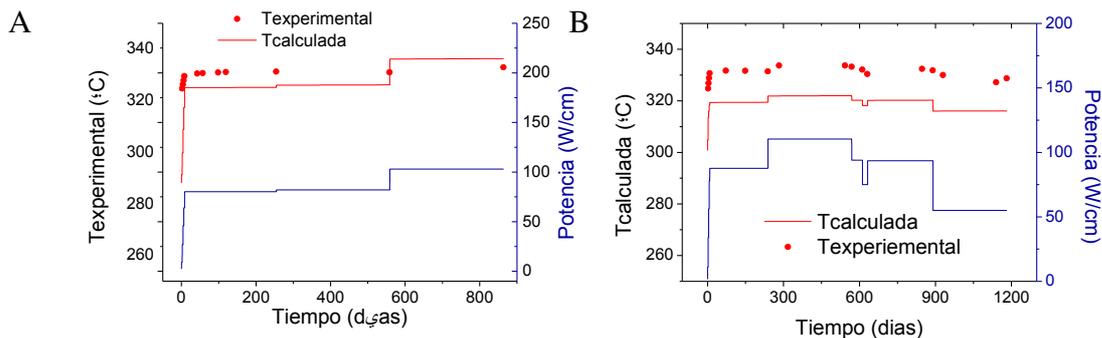


Figura 3: Temperatura del *plenum* y potencia lineal en función del tiempo A) barra G07. B) barra H09.

En la Figura 3.B se presenta un gráfico de la temperatura del *plenum* en función del tiempo para la barra H09. Se grafica también la potencia lineal en función del tiempo. En el mismo se observa que la temperatura calculada está alrededor de  $15^{\circ}\text{C}$  por debajo de la temperatura experimental. Aun así, se puede observar que cada uno de los datos calculados mantiene prácticamente la misma distancia respecto de los datos experimentales. Esto se ve reforzado por los círculos rojos de la Figura 4 donde se observa la correlación entre los valores calculados y los experimentales. Si bien la mayoría de los valores calculados se encuentran por debajo de la temperatura experimental, todos se ubican dentro de una banda de 5% de

error.

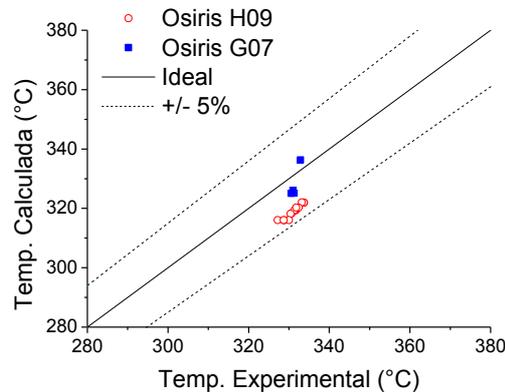


Figura 4: Correlación entre los datos experimentales y los datos calculados para ambas barras

## 4.2 Experimentos IFA

Los ensayos IFA 650-10 y 11 consistieron en pequeños trozos de barras combustibles extraídas de combustibles comerciales que fueron irradiadas en diferentes reactores. La barra IFA 650-10 (Lavoil, 2010a) fue provista por EDF/FRAMATOME y ha sido irradiada hasta un quemado de 61 MWd/kgU en el Gaveline 5 francés. Estas dos barras corresponden a combustibles tipo PWR. El segmento de barra IFA 650-11 (Lavoil, 2010b) fue provista por Fortum Nuclear Services Ltd (Finlandia). Proviene de un combustible VVER-440 que ha sido irradiado en el Loviisa NPP finlandés a un quemado de 56,0 MWd/kgU. Los tres experimentos empezaron con circulación forzada del refrigerante hasta que la temperatura fuera estabilizada. Luego, el enfriamiento fue cambiado por la circulación natural. Las barras extraídas fueron instrumentadas y rearmadas para simular un accidente tipo LOCA en el reactor Halden (NEA, n.d.). En este escenario se comienza por simular una operación normal en estado estacionario a alta potencia con una circulación forzada, para pasar después a simular el accidente propiamente dicho al pasar de una circulación forzada a una circulación natural mediante aperturas y cierres de válvulas interconectadas.

En esta sección vamos a estudiar los ensayos denominados IFA 650-10 e IFA 650-11. Se compararán además de la temperatura del *plenum*, la presión y la elongación ya que estos dos valores varían con la temperatura del *plenum*. La historia de potencia durante el instante del accidente es una constante hasta llegar al *scram* donde la potencia cae a cero (0). La barra del ensayo IFA 650-10 parte de 15,14 W/cm como potencia máxima en el centro de la barra y la del 11 parte de 19,57 W/cm. La Figura 5 presenta la temperatura calculada en azul y la temperatura medida en los experimentos en negro. La primera es para el IFA 650-10 y la segunda para el IFA 650-11.

Podemos ver como los valores calculados del IFA 650-10 se ajustan aproximadamente a los valores experimentales. En el caso del IFA 650-11 se observa un corrimiento hacia la mitad del experimento del valor numérico contra el experimental. Cabe mencionar que este último experimento corresponde a un reactor del tipo VVER con modelos de vaina y pastillas algo diferentes a los contenidos en DIONISIO. Hacia el final del experimento se observa en el resultado numérico un cambio en la pendiente de la caída de temperatura. Esto se corresponde con el inicio del *scram* (caída de las barras de control) en donde la simulación cambia de modos y presenta una variación significativa en la pendiente.

En las Figura 6 se presenta la presión en función del tiempo para ambos experimentos, comparando la predicción de DIONISIO contra los resultados medidos. Cabe aclarar que, para determinar el valor de la presión interna, se utiliza en forma directa el valor de

temperatura del *plenum* calculado con la subrutina generada en esta tesis. Los resultados numéricos presentan gran coincidencia en magnitud e instante de caída de presión, coincidente con la rotura por *burst* de la vaina. En la Figura 7 se pueden observar los gráficos de la elongación en función del tiempo para ambos experimentos mostrando también gran coincidencia entre los valores numéricos y los medidos.

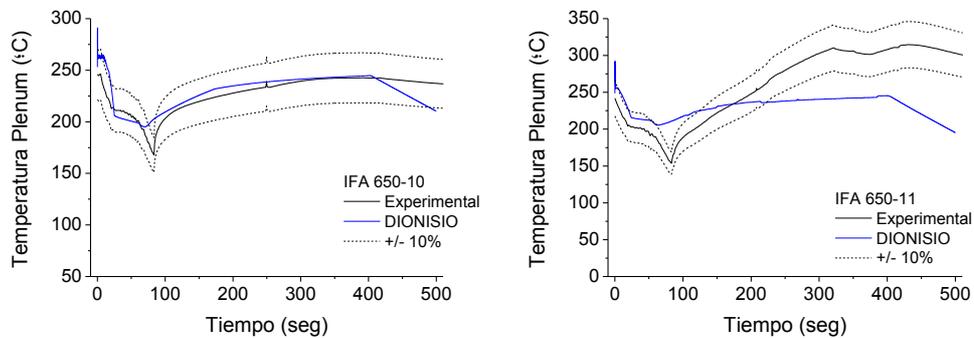


Figura 5: Gráfico de comparación entre temperaturas experimentales y calculadas con DIONISIO

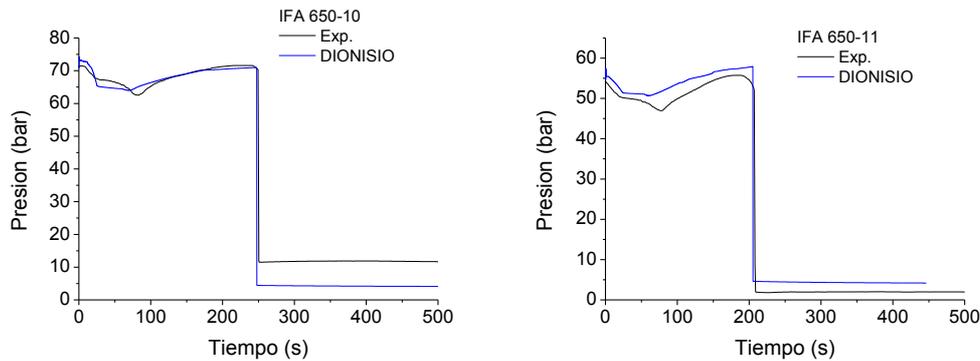


Figura 6: Comparación entre presiones experimentales y calculadas con DIONISIO

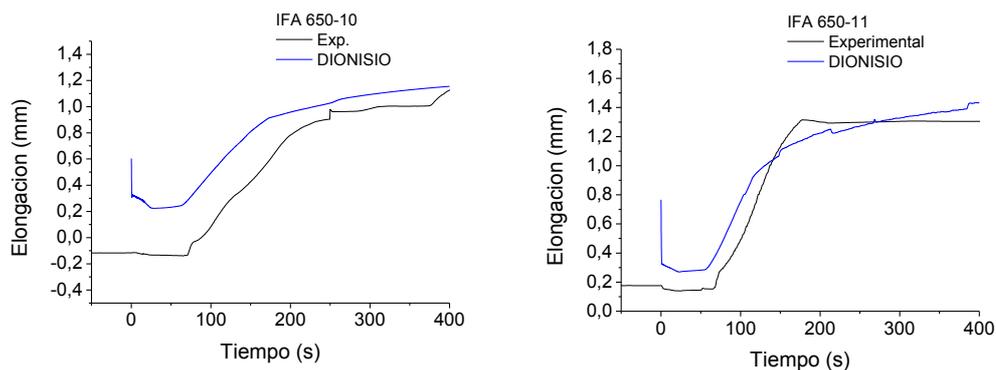


Figura 7: Comparación entre elongaciones experimentales y calculadas con DIONISIO

### 4.3 Convección-Difusión

En esta sección se presentan los resultados del análisis de la transferencia térmica por convección-difusión en una barra agregando el canal refrigerante en forma explícita al dominio. Se realizaron ejecuciones para diferentes velocidades de convección forzada del agua, a saber: 325, 350, 375 y 400 cm/seg. La potencia fue la misma para los cuatro casos: 200 W/cm. En forma alternativa, se realizaron ejecuciones variando la potencia lineal máxima en: 180, 200, 225 y 250 W/cm. La velocidad de flujo del refrigerante se fijó en 350 cm/seg.

En las **Figura 8.A** y **B** se presentan las temperaturas del refrigerante en función de la altura de la barra para cuatro velocidades y para cuatro potencias lineales, respectivamente. En ambas figuras se observa que la temperatura aumenta a medida que el agua sube por el canal refrigerante. En la **Figura 8.A**, este aumento es ligeramente más pronunciado para velocidades más bajas ya que al moverse el agua a menor velocidad, disminuye el calor de extracción. En la **Figura 8.B**, el incremento de temperatura es mayor a medida que la potencia lineal aumenta. Sobre la zona del *plenum*, por arriba de los 500 cm, se observa una ligera caída de la temperatura. En modelos anteriores se tomaron conservativamente la temperatura del refrigerante en la zona del *plenum* como la última temperatura del sector activo más alto, pero en este caso, el cálculo se realiza en forma explícita.

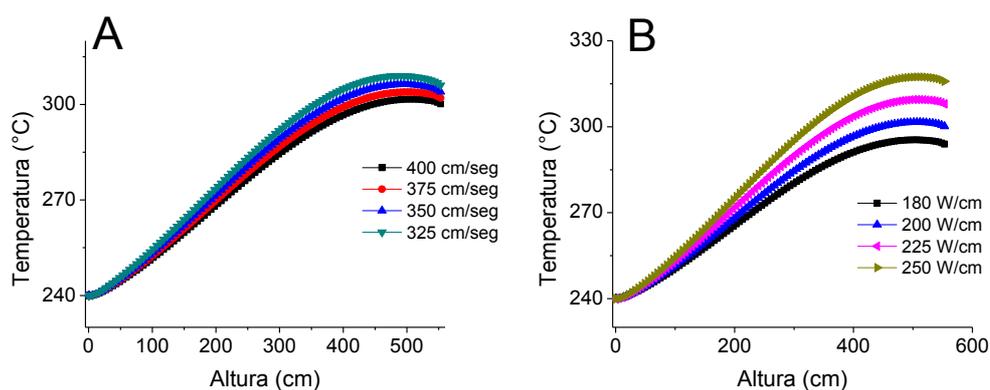


Figura 8: Temperatura del refrigerante: A) para distintas velocidades de flujo y B) para distintas potencias lineales

En las **Figura 9.A** y **B** se muestran las temperaturas internas y externas de la vaina en función de la altura de la barra combustible para las distintas velocidades y para las distintas potencias lineales seleccionadas, respectivamente. En las figuras, se representa en línea llena la temperatura interior de la vaina y en línea de trazos, la temperatura exterior de la vaina. En ambos casos, un mismo color corresponde a una misma ejecución del programa de cálculo. En la **Figura 9.A**, se observa que a medida que la velocidad aumenta, ambas temperaturas disminuyen y el máximo de cada curva correspondiente al exterior de la vaina se encuentra desplazado hacia a alturas más altas respecto del interior. Por otro lado, en la **Figura 9.B** a medida que la potencia aumenta, ambas temperaturas aumentan. Además, en cada gráficos se observa cómo las temperaturas confluyen hacia una misma temperatura en la zona del *plenum*.

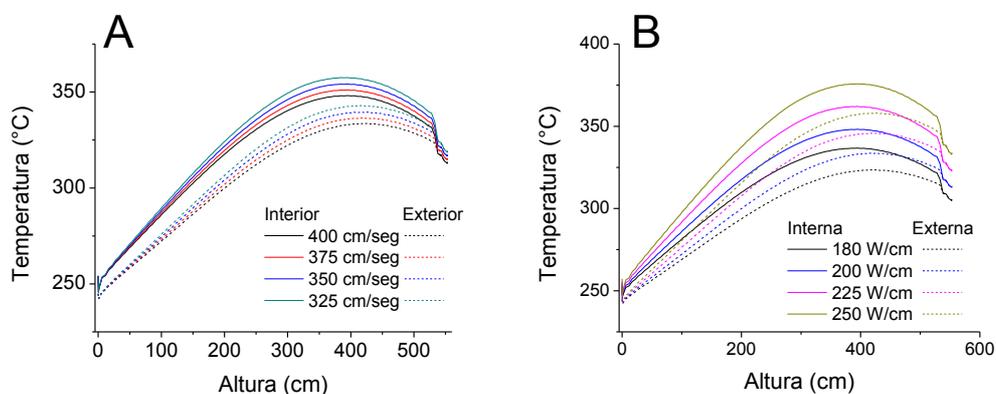


Figura 9: Temperatura interna y externa de la vaina: A) para distintas velocidades de flujo y B) para distintas potencias lineales

## 5 CONCLUSIONES

La extensión de un código de las características de DIONISIO a dominios tridimensionales es una tarea compleja que demanda ingente cantidad de tareas específicas y relacionadas. En ese camino se avanzó con la incorporación de una subrutina tridimensional del cálculo de la temperatura del *plenum*, obteniendo buenos resultados. Se comparó los cálculos arrojados por el código DIONISIO con la subrutina nueva incorporada con los datos experimentales de barras combustibles que simulan el comportamiento en condiciones normales de operación y en condiciones de accidente. Los resultados arrojados mostraron un buen ajuste y reflejaron satisfactoriamente lo modelado por la subrutina.

También se avanzó en un nuevo modelo donde se incorporó el cálculo de la temperatura del refrigerante a lo largo de toda la barra. Como primer paso se consiguió observar en el modelo el descenso de la temperatura del refrigerante y de la temperatura de la vaina en la zona del *plenum*.

## REFERENCIAS

- Allison, C.M. *MATPRO, A Library of Materials Properties for Light-Water-Reactor Accident Analysis*. 1993
- Apunte, A. *Apunte Termohidráulica*. Conceptos sobre mecanismos de transferencia de calor, aire húmedo y mecánica de fluidos. Especialización en Reactores Nucleares. Instituto Dan Beninson. n.d
- Bailly, H., Prunier, C., Ménessier, D. *The Nuclear Fuel of Pressurized Water Reactors and Fast Neutron Reactors: Design and Behaviour*. Intercept Limited. 1999
- CEA. Rapport d'assurance qualite crayon FF06E2BV/G07/1067. CEA, Francia. 1998a
- CEA. Rapport d'assurance qualite crayon FF0EFELX/H09/5007. CEA, Francia. 1998b
- González, M.E., Denis, A., Soba, A. Modelización de la conductividad térmica del UO<sub>2</sub> y (U,Gd)O<sub>2</sub> bajo irradiación. Implementación en el Código DIONISIO. AFA. 2013
- Heinrich, J.C. On quadratic elements in finite element solutions of steady-state convection—diffusion equation. *International Journal Numeric Methods Engineering*. 15, 1041–1052. 1980
- Lavoil, A. HWR-974 LOCA TESTING AT HALDEN, THE TENTH EXPERIMENT IFA-650.10 (No. HWR-974). 2010a
- Lavoil, A. HWR-976 LOCA TESTING AT HALDEN, THE VVER FUEL EXPERIMENT IFA-650.11. 2010b
- Lemes, M., Soba, A., Daverio, H., Denis, A. Inclusion of models to describe severe accident conditions in the fuel simulation code DIONISIO. *Nuclear Engineering Design*. 315, 1–10. 2017
- Lemes, M., Soba, A., Denis, A. An empirical formulation to describe the evolution of the high burnup structure. *Journal Nuclear Materials*. 456, 174–181. 2015
- NEA. Halden Reactor Project Description - NEA Joint Projects [WWW Document]. URL <https://www.oecd-nea.org/jointproj/halden.html> (accessed 7.16.18). n.d
- Olander, D.R. *Fundamental Aspects of Nuclear Reactor Fuel Elements*. Technical Information Center, Office of Public Affairs Energy Research and Development Administration, EEUU. 1976
- Pitts, D.R., Sissom, L.E. *Teoría y Problemas de Transferencia de Calor*, Serie de Compendios Shaum. Editorial McGraw-Hill Latinoamérica S.A. 1979
- Soba, A., Denis, A. Simulation with DIONISIO 1.0 of thermal and mechanical pellet-cladding interaction in nuclear fuel rods. *Journal Nuclear Materials*. 374, 32–43. 2008