

Estudio analítico y numérico de los efectos de la irradiación hasta alto quemado en combustibles de reactores de potencia.

Lemes, M., Denis, A., Soba, A.
Gerencia Ciclo del Combustible Nuclear. CAC. CNEA
lemes@cnea.gov.ar; denis@cnea.gov.ar; soba@cnea.gov.ar

Resumen

En este trabajo se analiza el comportamiento de las pastillas de combustible para reactores de potencia en el rango de alto quemado (quemado medio en la pastilla superior a 50 MWd/kgHM). Para irradiaciones prolongadas, en la periferia de la pastilla (zona *rim*) se alcanza una concentración considerable de Pu, que contribuye localmente al quemado, a la vez que se desarrolla una microestructura caracterizada por granos muy pequeños y poros muy grandes comparados con los tamaños típicos del material original. Asimismo, se comprueba la ausencia en esta zona de xenón disuelto en la matriz (aunque continúa estando presente en el resto de la pastilla). La existencia de una microestructura porosa en el borde de la pastilla modifica localmente las propiedades mecánicas y térmicas y afecta el comportamiento del combustible en su conjunto.

La evolución de la porosidad en la estructura de alto quemado (HBS) es considerada un punto importante en la evaluación de la capacidad de retención de los gases de fisión liberados por la matriz. Por esto, en los últimos años se ha dedicado un gran esfuerzo a caracterizar los parámetros que influyen en el fenómeno de porosidad.

A partir de diferentes trabajos publicados en la literatura, se desarrolló un modelo que permite describir el comportamiento y evolución de la porosidad en el rango de quemado local que abarca desde 60 hasta 300 MWd/KgHM. El modelo se expresa por medio de un sistema de ecuaciones diferenciales no lineales acopladas que tienen en cuenta la porosidad cerrada y abierta, las interacciones entre los poros y la superficie libre, y fenómenos como los de coalescencia y migración de poros y venteo de gas. Analiza interacciones de diversos órdenes entre poros abiertos y cerrados, el crecimiento del radio de los poros por captura de vacancias, la evolución de las densidades de los mismos, la presión y sobre-presión en el interior de los poros, la cantidad de gas de fisión retenido en la matriz del combustible y la de gas liberado al volumen libre.

Los resultados de las simulaciones realizadas en este trabajo están en excelente acuerdo con datos experimentales disponibles en la literatura y con resultados calculados por otros autores.

Summary

In the present work the behavior of fuel pellets for power reactors in the high burnup range (average burnup higher than 50 MWd/kgHM) is analyzed. For extended irradiation periods, a considerable Pu concentration is reached in the pellet periphery (rim zone), that contributes to local burnup, as long as a new microstructure develops, characterized by small grains and large pores as compared with those of the original material. In this region Xe is absent from the solid lattice (although it continues to be dissolved in the rest of the pellet). The porous microstructure in the pellet edge causes local changes in the mechanical and thermal properties, thus affecting the overall fuel behaviour.

The evolution of porosity in the high burnup structure (HBS) is assumed to be determinant of the retention capacity of the fission gases released by the matrix. This is the reason why, during the latest years a considerable effort has been devoted to characterizing the parameters that influence porosity.

Starting from several works published in the open literature, a model was developed to describe the behaviour and evolution of porosity at local burnup values ranging from 60 to 300 MWd/KgHM. The model is mathematically expressed by a system of non-linear differential equations that take into account the open and closed porosity, the interactions between pores and the free surface and phenomena like pore's coalescence and migration and gas venting. Interactions of different orders between open and closed pores, growth of pores radius by vacancies trapping, the evolution of the pores number density, the internal pressure and over pressure within the pores, the fission gas retained in the matrix and released to the free volume are analyzed.

The results of the simulations performed in the present work are in excellent agreement with experimental data available in the open literature and with results calculated by other authors.

1. Introducción

La extensión del quemado de combustibles de óxido de uranio y óxidos mixtos a rangos elevados ($>50\text{MWd/KgU}$), desencadena dentro de las pastillas procesos no observados para quemados bajos, que tienen particular relevancia en la performance de la barra combustible. Uno de los efectos más importantes tiene que ver con la formación y evolución de la llamada “rim zone”, una zona que nace en el borde externo de la pastilla y se ensancha a medida que aumenta la fluencia. Por sus características físico-químicas [1,2] esta zona posee una muy baja conductividad, afectando la distribución de temperaturas dentro de la pastilla así como su resistencia mecánica. La zona *rim* se forma como consecuencia de la alta sección eficaz de absorción del uranio 238 en las resonancias para neutrones epitérmicos, que a través de cadenas de decaimiento, causa la acumulación localizada de especies físiiles, especialmente Pu^{239} y Pu^{241} , que a su vez generan mayor densidad de fisiones en la zona exterior. Así, el quemado y el flujo neutrónico resultan dependientes de la coordenada radial, con valores en la corona externa de 2 a 3 veces superiores al promedio en la pastilla [1,2]. La estructura de alto quemado (High Burnup Structure, HBS) comienza a formarse en la periferia a partir de un quemado umbral de 50MWd/KgU . El espesor de la zona crece con el paso del tiempo (o del quemado) y conlleva, además, una serie de cambios microestructurales en el combustible así como en la producción y posterior liberación de los gases de fisión, que a su vez influirán en el comportamiento termo-mecánico de la barra de combustible [3]. Esta reestructuración del combustible ha sido caracterizada por Matzke y Spino [4,5] por:

- El desarrollo de un subgrano con un tamaño típico de $0.1\text{-}0.3\ \mu\text{m}$, mucho menor al grano original ($\sim 10\ \mu\text{m}$). Los nuevos granos reestructurados son visibles en el interior de la superficie de los poros.
- El desarrollo de grandes poros con tamaños mayores a los $2\ \mu\text{m}$, que contienen gases de fisión como el xenón y el criptón.
- La ausencia de xenón disuelto en la matriz.

Este proceso ocurre en forma gradual con el quemado y depende de la posición radial en la pastilla. Al inicio de la reestructuración, se observan pequeñas zonas recrystalizadas, tanto en el interior como en los bordes de los granos originales. Para fijar ideas, digamos que para un quemado de 40MWd/kgHM , esa estructura de transición se ubica por fuera de $r / r_{\text{max}} \approx 0.95$, donde el quemado local es de $50\text{—}60\text{MWd/kgHM}$. Para quemados más altos, las zonas reestructuradas ocupan progresivamente mayores espesores.

La evolución de la porosidad en la HBS es considerada como un punto importante en la evaluación de la capacidad de retención de los gases de fisión ya que los poros se consideran como la principal localización del gas de fisión liberado de la matriz [6] y el principal mecanismo de formación de la HBS.

En este trabajo presentamos el desarrollo de un modelo que permite analizar y cuantificar los aspectos más significativos de los procesos que ocurren en la zona *rim* en combustibles con alto quemado, principalmente el incremento de la porosidad y su densidad, retención y liberación de gases de fisión.

El modelo computacional, una vez testeado, será incluido en el código DIONISIO [7]. Este código, que se viene desarrollando en los últimos años en la Gerencia Ciclo del Combustible Nuclear, describe la mayoría de los fenómenos que ocurren en una barra combustible a lo largo de su irradiación en condiciones normales. Entre otras características, se menciona que emplea elementos finitos en dos dimensiones para resolver las ecuaciones diferenciales que describen los problemas mecánicos y térmicos.

2. Descripción del modelo desarrollado

El modelo de porosidad desarrollado en este trabajo distingue dos etapas en la formación de la estructura HBS: el *modelo 1* abarca el rango de quemado local comprendido entre 60 y 100 MWd/kgHM; el *modelo 2* se desarrolla para quemados locales superiores a 100 MWd/kgHM. La necesidad de introducir dos modelos diferentes surge de los comportamientos distintos que se registran en la liberación de gas y en el radio y la densidad de los poros.

En el rango inferior de quemado (*modelo 1*), se encuentra experimentalmente [8] que el radio del poro, de $\sim 1 \mu\text{m}$, crece muy lentamente [6], siguiendo un comportamiento lineal con el quemado.

El análisis para quemados mayores (*modelo 2*), se basa en considerar que un poro de radio R_p se encuentra en equilibrio mecánico cuando la presión interna P_p debida a los gases encerrados en él equilibra a la suma de la tensión superficial más la presión hidrostática P_h provocada por las tensiones externas al poro:

$$P_p = \frac{2\gamma}{R_p} + P_h(Bu, PCMI) \quad (1)$$

donde γ es la energía de superficie. El modelo supone que P_h depende del quemado local (Bu) y de la existencia o no de interacción de contacto pastilla vaina ($PCMI$). P_p varía debido a la captura de los átomos de gases raros que se generan por fisión, principalmente Xenón y Criptón, y a la captura de vacancias. El crecimiento o contracción de un poro ocurre cuando P_p es superior o inferior, respectivamente, al valor de equilibrio.

Frente a una acumulación de gas en exceso, el flujo de vacancias hacia el poro provee el volumen adicional necesario para la relajación y así poder contrarrestar la sobre presión interna. En forma similar, una deficiencia de presión interior se contrarresta con un flujo de intersticiales hacia el poro.

Suponiendo al poro como una esfera de radio R_p , la velocidad con que éste absorbe defectos puntuales, como vacancias e intersticiales, está relacionada con el flujo de defectos que llegan a su superficie [9] por:

$$-(4\pi R_p^2)J = 4\pi R_p D(C_{bulk} - C_{sup}) \quad (2)$$

donde C_{bulk} y C_{sup} son las concentraciones de defectos puntuales por unidad de volumen evaluadas respectivamente a una distancia ℓ , considerada como el radio de

captura de defectos por parte del poro, y en la superficie del poro, y D es el coeficiente de difusión de esos defectos en la matriz.

Se considera que cada defecto contribuye con un volumen V_{def} a incrementar (en el caso de una vacancia) o a contraer (en el caso de un intersticial) el volumen de un poro [10]. La velocidad con que el poro cambia de radio [11] está dada por:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi R_p^3 \right) = V_{def} (D_{gr}^v \Delta c_v - D_{gr}^i \Delta c_i) \quad (3)$$

$$\frac{dR_p}{dt} = \frac{V_{def}}{R_p} (D_{gr}^v \Delta c_v - D_{gr}^i \Delta c_i) \quad (4)$$

donde D_{gr}^v y D_{gr}^i son los coeficientes de difusión en volumen de vacancias e intersticiales respectivamente, $\Delta c_{v,i}$ es la diferencia $C_{bulk} - C_{sup}$ para cada tipo de defecto. La concentración de éstos en el volumen bajo irradiación ha sido desarrollada por Griesmeyer [12] a partir de sus energías de formación.

Suponemos que dentro del poro es válida la ecuación de Van der Waals y que el gas que lo ocupa es Xe. Entonces,

$$P_p \left(\frac{4}{3} \pi R_p^3 - \omega_{xe} N_p^{fg} \right) = N_p^{fg} K T \quad (5)$$

donde ω_{xe} es la constante Van der Waals para el Xe, K es la constante de Boltzmann y N_p^{fg} es la cantidad de átomos de gas dentro del poro.

En el rango de quemados altos, las ecuaciones (1)-(5) describen adecuadamente el crecimiento o contracción de un poro único. Pero en la microestructura del combustible existe una población de poros con una distribución de tamaños [4]. El tratamiento que se presenta a continuación se refiere a los valores medios de los parámetros que caracterizan a la porosidad e involucra a dos nuevos parámetros: la porosidad (σ), esto es, la fracción del volumen total de la matriz de UO_2 ocupada por los poros, y la densidad de poros (n_p), esto es, el número de poros por unidad de volumen del combustible. Para bajos quemados, la porosidad σ se modela como una función que depende de la porosidad inicial, del quemado medio, del quemado local y la existencia o no de PCMI. La relación entre las cantidades σ , R_p y n_p en ambos rangos de quemado es

$$n_p = \frac{3\sigma}{4\pi R_p^3} \quad (6)$$

La presión promedio P_p puede calcularse multiplicando ambos miembros de la ecuación (5) por n_p

$$P_p (\sigma - \omega_{xe} c_p^{fg}) = c_p^{fg} K T \quad (7)$$

donde $c_p^{fg} = N_p^{fg} n_p$ es la concentración de gas de fisión atrapado en los poros.

Suponiendo un medio infinito y una gran separación entre los poros, estas ecuaciones describirían perfectamente el crecimiento de la porosidad dentro del combustible. Sin embargo, debemos considerar además otros dos factores:

- a. La presencia de una superficie libre.
- b. Interacciones compuestas entre poros y también con la superficie libre.

La interacción con una superficie libre da lugar a los poros abiertos, también llamados ventilados o venteados, esto es, poros que han liberado su contenido de gas al volumen libre [13]. Los bordes de grano tienen este efecto y como consecuencia, poros que en un dado instante se encuentran en el interior de un grano, podrán intersectar las caras del grano después de un cierto período de crecimiento y ventear su contenido [14], [15]. El estado de estos dos tipos de poros y su evolución en el tiempo puede ser caracterizado mediante las siguientes cinco variables:

n_{cp} = densidad numérica de poros cerrados (poros cerr. /m³).

C_{cp}^{fg} = concentración de gas de fisión en poros cerrados (átomos/m³).

σ_c = fracción de poros cerrados o porosidad cerrada (-).

n_{vp} = densidad numérica de poros venteados (poros vent. /m³).

σ_v = fracción de poros venteados o porosidad venteada (-).

donde los subíndices cp y vp representan a los poros cerrados y venteados, respectivamente. La concentración de gas de fisión liberado (C_{rel}^{fg}) se calcula a partir de la variación del contenido de Xe en la porosidad cerrada (C_{cp}^{fg}).

Khvostov [16] ha desarrollado un método para calcular las interacciones entre el borde de grano y la región próxima a éste en el volumen con la formación y el crecimiento de la porosidad intergranular, utilizando un análisis dinámico basado en teorías de probabilidad geométrica. Consideremos las interacciones que puede sufrir un poro cerrado: unirse con otros poros cerrados, con otros poros abiertos o alcanzar un borde de grano. Cada uno de estos procesos tiene una probabilidad de ocurrencia

La probabilidad de interacción S_1^\oplus de un poro cerrado con los otros poros cerrados existentes en el borde de grano depende del radio medio R_{cp} de los poros cerrados,

$$S_1^\oplus = \frac{4}{3} \pi (2R_{cp})^3 n_{cp} \quad (8)$$

De la misma forma, la probabilidad de interacción entre un poro cerrado y los otros ya abiertos que lo rodean puede ser calculada usando el radio medio de ambos, esto es:

$$S_2^\oplus = \frac{4}{3} \pi (R_{cp} + R_{vp})^3 n_{vp} \quad (9)$$

La interacción de un poro cerrado con la superficie libre está limitada a aquellos poros que se encuentran a una distancia menor de R_{cp} de la superficie. Entonces,

$$S_3^\oplus = 2R_{cp}(S/V) \quad (10)$$

donde S/V expresa la relación superficie-volumen, que puede tomar valores comprendidos entre el correspondiente a una pastilla intacta y el de un grano aislado [17].

Además de las interacciones dadas en (8)-(10), cabe considerar otras probabilidades de mayor orden, que se producen en la región cercana al borde de grano, por ejemplo un poro cerrado que se une con otro cerrado y luego ventean: S_{13} , o un poro cerrado que se une con otro cerrado y luego lo hacen con otro que se encuentra abierto: S_{12} , etc. La probabilidad de cada uno de estos eventos se calcula a partir de las ecuaciones (8)-(10) recurriendo a un diagrama de conjuntos

$$\begin{aligned} S_{123} &= S_1^\oplus S_2^\oplus S_3^\oplus \\ S_{12} &= S_1^\oplus S_2^\oplus - S_{123} \\ S_{13} &= S_1^\oplus S_3^\oplus - S_{123} \\ S_{23} &= S_2^\oplus S_3^\oplus - S_{123} \\ S_1 &= S_1^\oplus - S_{12} - S_{13} - S_{123} \\ S_2 &= S_2^\oplus - S_{12} - S_{23} - S_{123} \\ S_3 &= S_3^\oplus - S_{13} - S_{23} - S_{123} \end{aligned}$$

Este esquema podría extenderse para describir interacciones de mayor orden pero, su probabilidad de ocurrencia es pequeña por lo cual solamente serán tenidas en cuenta interacciones hasta tercer orden.

Se puede construir un conjunto de ecuaciones diferenciales ordinarias que describen la evolución de las densidades numéricas y del gas en la porosidad cerrada en ausencia de irradiación, esto es:

$$\frac{dn_{cp}}{dt} = -n_{cp} \left(\frac{1}{2} \frac{dS_1}{dt} + \frac{dS_2}{dt} + \frac{dS_3}{dt} + \frac{dS_{12}}{dt} + \frac{dS_{13}}{dt} + \frac{dS_{23}}{dt} + \frac{dS_{123}}{dt} \right) \quad (11)$$

$$\frac{dn_{vp}}{dt} = n_{cp} \left(\frac{dS_3}{dt} + \frac{1}{2} \frac{dS_{13}}{dt} \right) \quad (12)$$

$$\frac{dC_{cp}^{fg}}{dt} = -C_{cp}^{fg} \left(\frac{dS_2}{dt} + \frac{dS_3}{dt} + \frac{dS_{12}}{dt} + \frac{dS_{13}}{dt} + \frac{dS_{23}}{dt} + \frac{dS_{123}}{dt} \right) \quad (13)$$

donde los términos $\frac{dS_i}{dt}$, $\frac{dS_{ij}}{dt}$ y $\frac{dS_{ijk}}{dt}$ describen el cambio instantáneo en las probabilidades geométricas de un poro cerrado en las diferentes interacciones i, j y k al cambiar diferencialmente el radio del poro. Por ejemplo, $\frac{dS_{123}}{dt}$ es la variación de la probabilidad de que un poro cerrado se una con otro cerrado, éste se una con un poro ventilado y quede en la superficie libre.

La evolución de la porosidad cerrada y abierta, σ_c y σ_v respectivamente se determina por:

$$\frac{d\sigma_{c,v}}{dt} = 4\pi R_p n_p \frac{dR_p}{dt} + \frac{\sigma_{c,v}}{n_p} \frac{dn_p}{dt} \quad (14)$$

Además, en ausencia de irradiación, se puede obtener la cantidad de gas liberado si se considera que la velocidad con que cambia la cantidad de gas en la porosidad es igual al incremento de la cantidad de gas liberado, esto es:

$$\frac{dC_{rel}^{fg}}{dt} = c_{cp}^{fg} \left(\frac{dS_2}{dt} + \frac{dS_3}{dt} + \frac{dS_{12}}{dt} + \frac{dS_{13}}{dt} + \frac{dS_{23}}{dt} + \frac{dS_{123}}{dt} \right) \quad (15)$$

Las ecuaciones (11)-(15) describen la evolución del sistema. Ellas forman un conjunto de ecuaciones diferenciales ordinarias acopladas donde los parámetros son fuertemente dependientes del tiempo.

Bajo irradiación debemos considerar dos nuevos tipos de fenómenos:

1. La evolución de la población de defectos puntuales inducidos por radiación, el efecto de los defectos de irradiación en la velocidad de crecimiento del poro, y la influencia de la radiación en la autodifusión.
2. El transporte de gas de fisión hacia la porosidad.

La evolución de los defectos bajo irradiación está controlada por tres principales procesos [18]:

1. Producción estable de pares de Frenkel desde la cascada de fisión inicial.
2. Recombinación de los pares de Frenkel inducida por la irradiación, esto es $v + i \rightarrow 0$.
3. Eliminación de defectos en trampas y sumideros presentes en la microestructura del combustible, esto es bordes de grano, dislocaciones y poros.

Para calcular la concentración de defectos inducidos por irradiación puede usarse la teoría de la velocidad de concentración de defectos [19], donde

$$\frac{dC_{irr}^v}{dt} = \dot{F} z_s \Omega - \eta D_{gr}^i C_{irr}^v C_{irr}^i - \frac{dC_{irr}^v}{dt} \Big|_{sumideros} \quad (16)$$

Aquí los supraíndices v e i denotan vacancias e intersticiales respectivamente. Estas ecuaciones describen la evolución de la concentración C_{irr}^v y C_{irr}^i cuando los procesos 1 a 3 antes mencionados están operando. \dot{F} es la tasa de fisiones, z_s es el número estable de pares de Frenkel que se crean por cada evento de fisión en el combustible, Ω es el volumen de una celda unitaria de UO_2 , η es la constante de recombinación, que se

supone dependiente de la longitud de recombinación l_{rec} y de Ω . Con $\left. \frac{dC_{irr}^v}{dt} \right|_{sumideros}$ se indica el cambio de concentración de defectos debido a los sumideros.

La expresión para el coeficiente de difusión de defectos combina la contribución térmica con la de la radiación

$$D_{irr}^{v,i} = D_0^{v,i} \exp\left(\frac{\Delta H_{v,i}}{KT}\right) + a_{v,i} \dot{F} \quad (17)$$

donde $a_{v,i}$ es una constante. En el anillo exterior de la pastilla, donde la temperatura es $T < 1000K$, predomina el término atómico del coeficiente de difusión.

En lo referente a la liberación de gas, se ha determinado que, para valores de porosidad menores a $\approx 24\%$, la fracción de porosidad abierta es relativamente pequeña llegando a ≈ 0.07 [20,21,22] cerca de este porcentaje [15]. Se ha observado que a quemados de ≈ 100 MWd/kgU, en los primeros 20 μm medidos desde la superficie exterior de la pastilla [23], existe una tendencia de los poros a coalescer y una incipiente formación de canales [24].

En alto quemado, la matriz del combustible retiene una concentración constante de Xe (0,2%), es decir, se alcanza una condición de equilibrio dinámico entre el gas generado, el retenido en las nano burbujas y el que se encuentra en solución sólida.

La concentración de gas en los poros cerrados, por un lado, se incrementa debido a la generación de gas de fisión por irradiación y, por otro, disminuye a través de los mecanismos de coalescencia y venteo. La primera de estas contribuciones se expresa como $\dot{F} Y_{fg} \beta$, donde Y_{fg} es la fracción de productos de fisión que corresponde a gases y β es la fracción de gases que resultan atrapados por los poros cerrados, que es aproximadamente igual a 1 por ser muy baja la cantidad de Xe retenido por la matriz. La otra contribución, está dada por la ecuación (15)

3. Resultados

Para calcular la evolución de la porosidad y la liberación de gas en la pastilla, particularmente en su corona externa, donde se manifiestan los efectos del alto quemado, se hace necesario resolver un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias acopladas y no lineales.

En el gráfico 1-A se muestran las curvas correspondientes a las porosidades cerrada, abierta y total predichas con el modelo, para un rango de quemado entre 60 y 300 MWd/kgHM para un combustible de UO_2 con una porosidad inicial de 4% a una temperatura de 600°C. En el gráfico 1-B se muestran las curvas correspondientes a las concentraciones de Xe en la matriz, retenido en los poros y liberado, predichas por el modelo en las condiciones mencionadas.

En el gráfico 2-A se comparan los datos de porosidad total en función del quemado calculados con el modelo para un rango de temperaturas entre 300-600°C y un quemado medio de 98 MWd/kgHM con los datos experimentales medidos por J. Spino [25], tomados de secciones transversales de pastillas de UO₂ con un enriquecimiento inicial de 3.5-4.2 %, y un tamaño de grano de 9-12 μm, que fueron irradiadas en la posición de máxima potencia de un reactor PWR comercial, con un valor estimado de quemado medio de 98 GWd/THM a lo largo de 9 ciclos. Las observaciones ceramográficas fueron realizadas por medio de técnicas TEM, SEM y SEM de alta resolución. En el gráfico 2-B se comparan los datos de porosidad total calculados con el modelo en función de la posición relativa en la pastilla y para distintos quemados medios con los datos experimentales de Spino [4] observados mediante técnicas SEM de secciones transversales de pastillas de UO₂ con distintos quemados medios y un enriquecimiento inicial de 3.5 %.

En el gráfico 3-A se comparan los valores de concentración de gases de fisión retenidos en la matriz calculados con el modelo y los datos experimentales de Lozano [5] medidos en muestras de pastillas de UO₂ con un tamaño de grano inicial de 12,5-10 μm y un enriquecimiento de 4,5 %, que fueron sometidas a 5 ciclos de irradiación en un reactor PWR, con quemados locales de 60 y 52 MWd/kgHM. Las observaciones fueron realizadas con la técnica EMPA.

4. Conclusiones

Se ha presentado un modelo general que describe la evolución de la microestructura del combustible en la zona característica del alto quemado: formación de poros y distribución de tamaño de los poros en función de la distancia al borde de la pastilla. También provee una medida de la fracción de los gases de fisión liberados así como de los retenidos en dichos poros. El testeo contra resultados experimentales refleja un excelente acuerdo en los amplios rangos de quemados y posiciones relativos examinados.

El modelo es aplicable a condiciones bajo irradiación, donde las concentraciones de defectos no se encuentran en equilibrio térmico.

El modelo permite extender las simulaciones del código DIONISIO en su nueva versión a quemados medios de 60MWd/KgU, lo que resulta en quemados locales en la periferia de aproximadamente 120-150 MWd/KgHM.

Referencias

¹ Matzke, H., “*On the rim effect in high burnup UO₂LWR fuels*”, J. Nuc. Mat. Vol.189 pp. 141-148, 1992

²Cunningham, M.E., Freshley M.D., Lanning, D.D., “*Development and characteristics of the rim region in high burnup UO₂ fuel pellets*”, J. Nucl. Mat. Vol.188, pp 19-27, 1992

³ Lars O. Jernkvist, L. O., Massih, A. R., “*Models for Fuel Rod Behaviour at High Burnup*”, 2004.

-
- ⁴ Spino, J., Vennix, K. and Coquerelle, M., “Detailed characterization of the rim microstructure in PWR fuels in the burn-up range 40-67 GWd/tM”, J. Nucl. Mat., Vol. 231, pp.179-190, 1996.
- ⁵ Lozano, N., Desgranges, L., Aymes, D., Niepce, J. C., “High magnification SEM observations for two types of granularity in a high burnup PWR fuel rim”, J. Nucl. Mat., Vol. 257, pp 78-87, 1998.
- ⁶ Spino, j., Rest, J., Goll, W., Walker, C. T., “Matrix swelling rate and cavity volume balance of UO2 fuels at high burn-up”,
- ⁷ Soba, A., Denis, A., “Simulation with DIONISIO 1.0 of thermal and mechanical pellet-cladding interaction in nuclear fuel rods”, J. Nucl. Mat., Vol. 374, pp 32–43, 2008.
- ⁸ Spino, J., Vennix, K. and Coquerelle, M., “Detailed characterization of the rim microstructure in PWR fuels in the burn-up range 40-67 GWd/tM”, J. Nucl. Mat., Vol. 231, pp.179-190, 1996.
- ⁹ Olander, D.R., “Fundamental aspects of nuclear reactor fuel elements”, ERDA, Vol. 1, pp 211 1976.
- ¹⁰ Griesmeyer, J. M., Ghoniem, N. M., Okrent. D. , “A dynamic intragranular fission gas behavior model”, Nucl. Eng. Des., Vol. 55, pp 69_95, 1979.
- ¹¹ Romano, A., Horvath, M. I., Restani, R., “Evolution of porosity in the high-burnup fuel structure”, J. Nucl. Mat., Vol.361, pp 62-68. 2007
- ¹² Griesmeyer, J. M., Ghoniem, N. M., Okrent. D., “A dynamic intragranular fission gas behavior model”. Nucl. Eng. Des., 55:69_95, 1979.
- ¹³ White, R. J., “The development of grain-face porosity in irradiated oxide fuel”. J. Nucl. Mat., vol. 325, pp 61_77, 2004.
- ¹⁴ Spino, J., Papaioannou, D., Glatz, J.P., “Comments on the threshold porosity for fission gas release in high burn-up fuels”, J. Nucl. Mat., Vol. 328, pp 67_70, 2004.
- ¹⁵ Yang-Hyun Koo, Je-yong Oh, Byung-Ho Lee. “Simulation of Pore Interlinkage in the Rim Region of High Burnup UO2 Fuel”, J. of the Korean Nuclear Society, 35:55-63, 2003.
- ¹⁶ Khvostov, G., Medvedev, A., Bogatyr, S., The dynamic model of grain boundary processes in high burn-up LWR fuel and it's application in analysis by the START-3 code. In Proceedings of the International Conference on WWER Fuel Performance, Modelling and Experimental Support, Albena-Varna, Bulgaria, September 2003.
- ¹⁷ Blair, P., “Modelling of fision gas behaviour in high burnup nuclear fuel”, suiza, 2008

¹⁸ Olander, D.R., “*Fundamental aspects of nuclear reactor fuel elements*”, ERDA, 1976.

¹⁹ Brailsford, A.D., Bullough, R., “*The theory of sink strengths*”, Philos. Trans. Royal Soc. A, Vol. 302, pp. 87_137, 1981.

²⁰ R. Manzel, R. Eberle. Proceedings of the International Topical Meeting on LWR Fuel Performance, Fuels for the 90’, francia, p. 528. 1991.

²¹ Matzke, H., Blank, H., Coquerelle, M., Lassman, K., Ronchi, I., Walker, T., J. Nucl. Mater., 166,165, 1998.

²² M. Morguensen, J. H. Pearce, T. Walker, ” *Behavior of fission gas in the rim region of high burnup UO2 fuel pellets with particular reference to results from an XRF investigation*”, J. Nucl. Mat., Vol. 264, pp.99, 1999.

²³ Noirot, J., Desgranges, L., Lamontagne, J., “*Detailed characterisations of high burn-up structures in oxide fuels*”, J. Nucl. Mat., Vol. 372, pp 318-339, 2007.

²⁴ Baron. D., Spino. J., Papaioannou, D., “ *Rim formation and fission gas behavior: some structure remarks*”, Int. seminar of fission gas behavior on water Reactor fuels”, francia, 26-29. 2000.

²⁵ Spino, J., Stalios, A. D., H. Santa Cruz, H., D. Baron, D., “*Stereological evolution of the rim structure in PWR-fuels at prolonged irradiation: Dependencies with burn-up and temperature*”, J. Nucl. Mat., Vol. 354, pp 66–84, 2006

Gráficos:

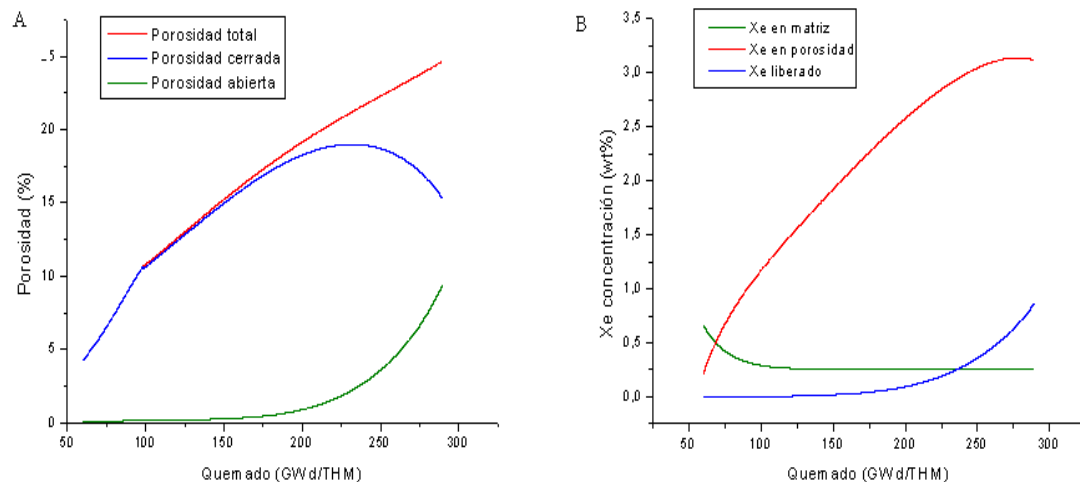


Gráfico ¡Error! Sólo el documento principal.-A) Porosidad total, cerrada y abierta en función del quemado calculada con el modelo para una temperatura media de 600°C. B) concentración de Xe en la matriz, retenido en los poros y liberado, calculadas por el modelo .

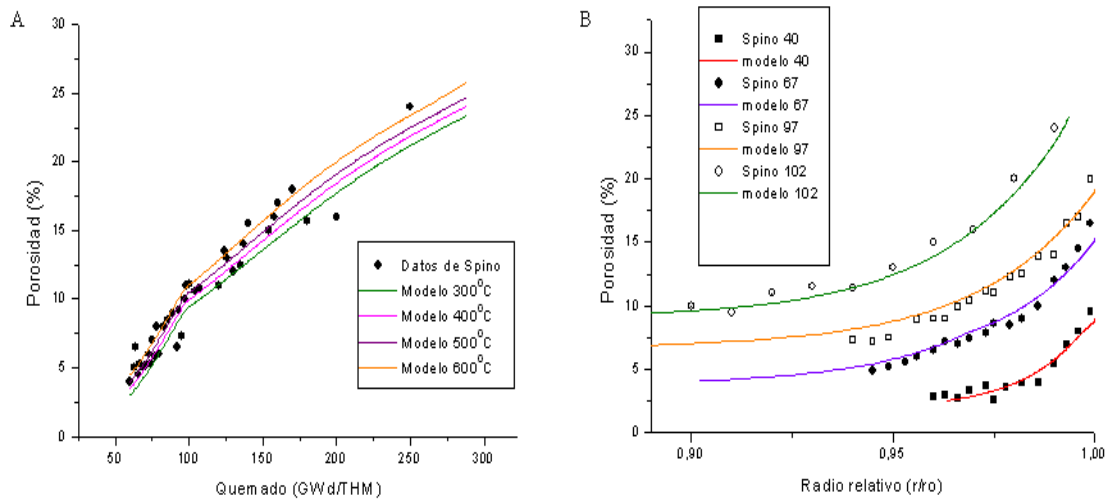


Gráfico 2. Comparación entre valores medidos por J. Spino y calculados con este modelo A) de porosidad en función del quemado para datos reportados en ref. [3]. B) porosidad en función de la posición relativa para distintos quemados medios para datos experimentales de ref. [4]

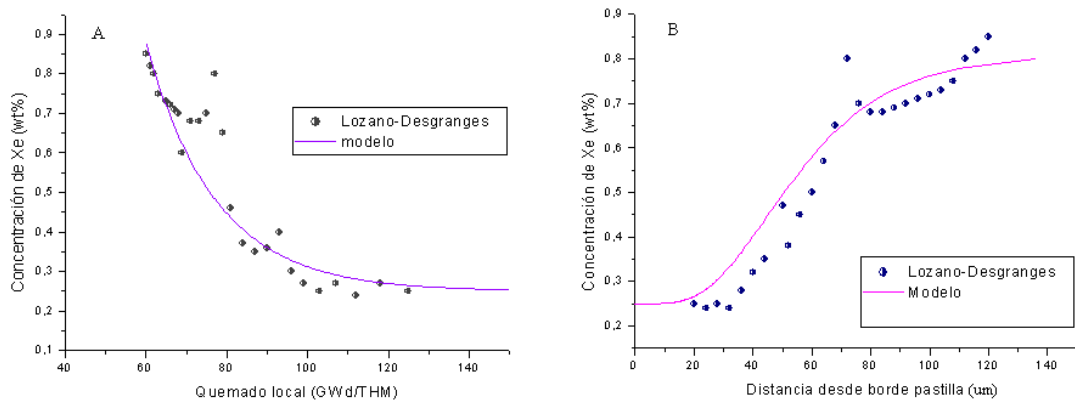


Gráfico 3. A) Comparación de valores de concentración de Xenón retenido en la matriz en función del quemado local para un quemado medio de 50 MWd/kgHM predicho con el modelo y datos experimentales de Lozano y Desgranges [5]. B) Comparación de los valores de Xe retenido en la matriz en función de la distancia desde el borde de la pastilla calculado con el modelo y datos experimentales de Lozano y Desgranges [5].