

## AVANCES EN EL MODELADO DEL HINCHAMIENTO DE PASTILLAS COMBUSTIBLES BAJO IRRADIACIÓN

### MODELLING OF FISSION GAS SWELLING IN IRRADIATED NUCLEAR FUELS

Francisco Rotea<sup>a</sup>, Mauricio E. Cazado<sup>a,c</sup> y Alejandro Soba<sup>b,c</sup>

<sup>a</sup>*Instituto Sábato, Universidad Nacional de San Martín/Comisión Nacional de Energía Atómica, Av. Gral. Paz 1499, B1650KNA San Martín, Buenos Aires, Argentina, <https://www.isabato.edu.ar/>*

<sup>b</sup>*Sección Códigos y Modelos, Gerencia Ciclo del Combustible Nuclear, Comisión Nacional de Energía Atómica, Av. Gral. Paz 1499, B1650KNA San Martín, Buenos Aires, Argentina, <http://www.cnea.gov.ar/>*

<sup>c</sup>*Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), Godoy Cruz 2290, CABA, Buenos Aires, Argentina, <https://www.conicet.gov.ar/>*

**Palabras clave:** Hinchamiento, gases de fisión, dióxido de uranio, código de combustible.

**Resumen.** En el presente trabajo se implementa un modelo para evaluar el comportamiento de los gases de fisión Xe y Kr, con el objetivo de ser incorporado al código de combustible DIONISIO. El modelo contempla la precipitación de gases de fisión como burbujas intragranulares e intergranulares en forma de dos módulos acoplados. En el módulo de gas intragranular se resuelve la ecuación de la difusión teniendo en cuenta los procesos de producción de gas, así como también la nucleación, el crecimiento y la destrucción de burbujas. En cuanto al módulo de gas intergranular, se considera que las burbujas poseen una forma lenticular y crecen debido a la absorción de vacancias controlada por difusión. Los resultados obtenidos y su comparación con datos experimentales indican que el modelo es capaz de realizar simulaciones realistas de los procesos de hinchamiento de la pastilla, tanto en condiciones de potencia constante como en condiciones de transitorios rápidos de potencia.

**Keywords:** Swelling, fission gas, uranium dioxide, nuclear fuel code.

**Abstract.** In this work, a model is presented to evaluate the fission gas behaviour, with the aim of being included in the DIONISIO nuclear fuel performance code. This model takes into account the precipitation of fission gas as intragranular and intergranular bubbles. In the intergranular gas module, a diffusion equation is solved, considering the production of gas atoms, as well as the nucleation, growth and destruction of gas bubbles. With regards to the intergranular module, bubbles are assumed to have a lenticular shape and they change their size by a vacancy-controlled diffusion mechanism. Comparison with experimental data under both constant and transient power histories indicates that this model is capable of realistic predictions regarding nuclear fuel gaseous swelling.

## 1. INTRODUCCIÓN

El modelado del comportamiento de los gases de fisión es un paso fundamental para predecir el desempeño termomecánico de combustibles nucleares bajo irradiación mediante códigos de combustible, ya sea en condiciones normales de operación o en condiciones de accidente. La importancia de la correcta simulación de los gases de fisión radica en los posibles efectos negativos que pueden provocar sobre la vida útil del combustible. Entre estos efectos se puede mencionar el hinchamiento, el cual puede conducir al contacto entre el combustible y la vaina, facilitando el fenómeno de corrosión bajo tensiones, o la liberación de gases de fisión, el cual puede generar un aumento en la presión en el interior del elemento combustible, incrementando el riesgo de rotura de la vaina (Olander, 1976).

Para simular estos efectos se ha desarrollado un modelo mecánico para predecir el comportamiento de los gases de fisión Xe y Kr. El modelo implementado contempla la precipitación de gases de fisión como burbujas intragranulares e intergranulares en forma de dos módulos acoplados. En cuanto al módulo de gas intragranular, se resuelve la ecuación de la difusión en coordenadas esféricas teniendo en cuenta la producción de átomos de gas debido a los eventos de fisión, así como también los procesos de nucleación de burbujas, su crecimiento debido a la acumulación de átomos de gas, y su destrucción debido a la interacción con fragmentos energéticos de fisión. En cuanto al modelo para gas intergranular, se considera que los átomos de gas disueltos que llegan al borde de grano pasan a formar parte de burbujas con morfología lenticular de manera inmediata. El crecimiento de las burbujas se da por esta acumulación de átomos de gas, a la que también se le suma la absorción de vacancias controlada por difusión. Eventualmente, el crecimiento de las burbujas conducirá al fenómeno de coalescencia, es decir, se producirá la interferencia mecánica entre las mismas, dando como resultado una menor cantidad de burbujas pero de mayor tamaño.

El objetivo final de esta implementación consiste en la incorporación del modelo al código de combustible DIONISIO (Soba y Denis, 2008, 2015; Lemes et al., 2017; Goldberg et al., 2019; Cazado et al., 2021), desarrollado a partir del año 2002 por la Sección Códigos y Modelos de la Gerencia Ciclo del Combustible Nuclear (Comisión Nacional de Energía Atómica). Se trata de un programa que atiende a la simulación del comportamiento del combustible nuclear bajo condiciones normales de operación del reactor, así como de quemado extendido. Actualmente, el código posee dos modelos de hinchamiento que son de carácter empírico y desarrollados para óxidos de uranio. Teniendo en cuenta que los modelos en los que se basa un código son susceptibles de revisiones y reformulaciones continuas, con la incorporación de un nuevo modelo de hinchamiento como el descrito se pretende ampliar el rango de validez de las predicciones del código para su utilización en nuevos combustibles, tales como óxidos mixtos, óxidos de torio o siliciuros, entre otros.

## 2. MODELO DEL COMPORTAMIENTO DE GAS INTRAGRANULAR

La evaluación del comportamiento del gas intragranular es fundamental para determinar tanto la evolución de la población de burbujas intra- e intergranulares, así como también otros mecanismos que dependen de ello. Por ejemplo, el flujo de átomos de gas intragranular disueltos que alcanza el borde de grano constituye el término de fuente para el módulo del comportamiento del gas intergranular, que a su vez controla la liberación de gases de fisión.

El comportamiento del gas intragranular comprende varios fenómenos físicos que se dan de manera simultánea. En primer lugar, se produce la creación de átomos de gas en la matriz del combustible, debido a los procesos de fisión nuclear. Como la solubilidad de estos átomos

en la red es prácticamente nula (Konings, 2012), los mismos tienden a difundir hacia el borde de grano o a precipitar y formar burbujas. En condiciones normales de operación del reactor, estas burbujas son pequeñas, con una distribución de tamaños relativamente uniforme, y con diámetros que van entre 1 y 2 nm. Una vez nucleadas, la población de burbujas intragranulares va a evolucionar de acuerdo a dos mecanismos de distinta naturaleza que tienden a generar efectos opuestos: por un lado el atrapamiento, controlado por la difusión, mediante el cual los átomos de gas dispersos son “atrapados” por las burbujas, favoreciendo su crecimiento, y por otro lado la re-disolución, controlada por la irradiación, mediante el cual las burbujas son destruidas debido a los eventos de fisión y los átomos son “devueltos” hacia la matriz. En la Fig. 1 se muestra un esquema con los principales mecanismos involucrados en el modelado del comportamiento del gas intragranular.

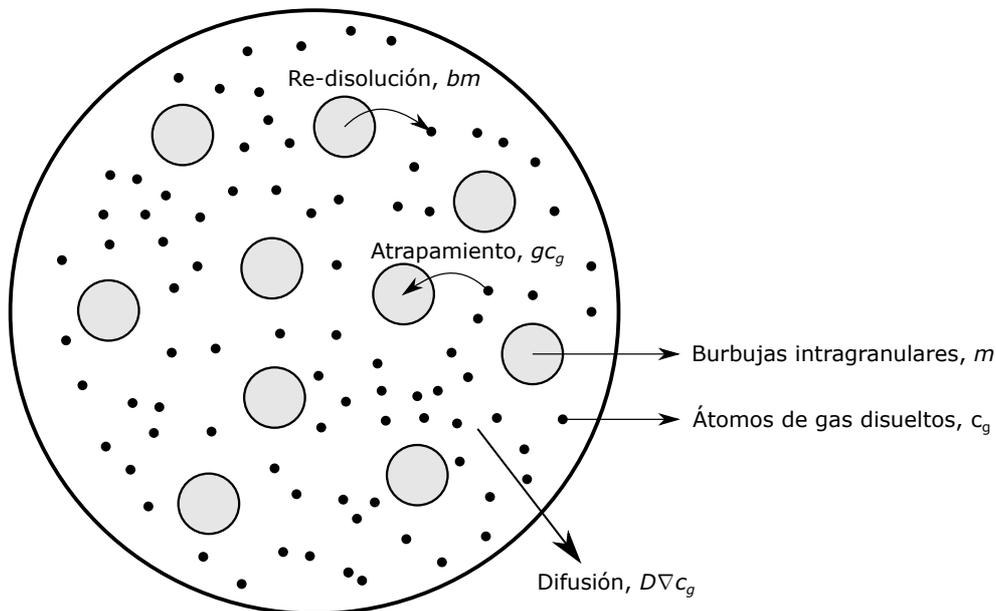


Figura 1: Esquema demostrativo de los mecanismos que intervienen en el comportamiento del gas intragranular.

En base al trabajo realizado por Pizzocri et al. (2018), el modelo considera al combustible como un conjunto de granos esféricos de radio  $a$ , en cuyo dominio es válida la siguiente ecuación de difusión en geometría esférica:

$$\frac{\partial c_g}{\partial t} = D \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial c_g}{\partial r} \right) + bm - gc_g + \beta \quad (1)$$

donde  $c_g$  es la concentración de átomos de gas en la matriz ( $\text{m}^{-3}$ ),  $m$  es la concentración de átomos de gas en burbujas intragranulares ( $\text{m}^{-3}$ ),  $D$  es el coeficiente de difusión ( $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ),  $b$  es la tasa de re-disolución de átomos de gas atrapados en burbujas intragranulares ( $\text{s}^{-1}$ ),  $g$  es la tasa de absorción de átomos de gas disuelto ( $\text{s}^{-1}$ ),  $\beta$  es la tasa de generación de gas ( $\text{m}^3 \text{s}^{-1}$ ),  $t$  es el tiempo (s) y  $r$  es la coordenada radial en el grano esférico (m).

Por otro lado, teniendo en cuenta que las burbujas intragranulares se encuentran inmóviles bajo condiciones normales de operación (Lassmann y Benk, 2000; Cornell, 1971), la ecuación que representa la dependencia temporal de los átomos de gas atrapados en las burbujas va a estar dada por:

$$\frac{\partial m}{\partial t} = gc_g - bm \quad (2)$$

Para simplificar la resolución de las ecuaciones acopladas (1) y (2), se asume que las trampas se encuentran saturadas debido a que existe un equilibrio instantáneo entre la absorción y la re-disolución (Speight, 1969). Esta aproximación, denominada cuasi-estacionaria, es válida para las escalas de tiempo consideradas típicamente, y es utilizada por la mayoría de los códigos de simulación actuales. Es importante tener en cuenta que, si bien es una excelente aproximación en condiciones normales de operación del reactor, su aplicación no es válida en aquellos transitorios rápidos de potencia (del orden de los milisegundos) a alta temperatura que, por ejemplo, pueden ocurrir en condiciones de accidente. La aproximación se puede escribir matemáticamente como  $\partial m / \partial t = 0$ , lo cual permite obtener la siguiente ecuación simplificada:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = D_{eff} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \beta \quad (3)$$

donde  $\psi = c_g + m$  es la concentración total de átomos de gas contenido en cada grano (incluyendo tanto los átomos disueltos como aquellos en burbujas intragranulares) y  $D_{eff}$  es el coeficiente de difusión efectivo, dado por:

$$D_{eff} = D \frac{b}{b + g} \quad (4)$$

El coeficiente de difusión efectivo se puede interpretar como una corrección que se aplica al coeficiente de difusión  $D$  de forma tal de tener en cuenta los efectos del atrapamiento y la re-disolución.

En cuanto a los distintos parámetros involucrados en la Ec. (3), la tasa de producción de gas  $\beta$  está dada por:

$$\beta = Y \cdot F \quad (5)$$

siendo  $Y = 0,25$  (Olander, 1976) la fracción de rendimiento (átomos de gas producidos por fisión) y  $F$  la tasa de fisiones (fisiones  $\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$ ). Los parámetros macroscópicos que describen la tasa de re-disolución y atrapamiento fueron dados por Turnbull (1971) y Ham (1958), respectivamente:

$$b = 2\pi F l_f (R_{ig} + Z_0)^2 \quad (6)$$

$$g = 4\pi D R_{ig} N_{ig} \quad (7)$$

siendo  $R_{ig}$  el radio de las burbujas intragranulares (m),  $N_{ig}$  la concentración de las burbujas intragranulares ( $\text{m}^{-3}$ ),  $l_f$  la longitud del camino de un fragmento de fisión (m), y  $Z_0$  el radio de influencia del camino de un fragmento de fisión (m). Los valores típicos utilizados para la longitud y el radio de influencia del camino de un fragmento de fisión son  $l_f = 6 \mu\text{m}$  y  $Z_0 = 1 \text{ nm}$  (Denis y Piotrkowski, 1996).

La difusión de átomos de gas en la matriz de  $\text{UO}_2$  es un proceso complejo que involucra más de un mecanismo. Para este trabajo se considera el coeficiente de difusión en volumen del Xe en la matriz de  $\text{UO}_2$ , ya que es el producto más preponderante en los eventos de fisión. Turnbull et al. (1988) evalúa al coeficiente de difusión como la superposición de los efectos térmico y de irradiación, tal que:

$$D(T, F) = D_1(T) + D_2(T, F) + D_3(F) \quad (8)$$

siendo:

$$\begin{aligned} D_1(T) &= 7,6 \times 10^{-10} \exp(-4,86 \times 10^{-19} / k_B T), \\ D_2(T, F) &= 4 \cdot 1,41 \times 10^{-25} \sqrt{F} \exp(-1,91 \times 10^{-19} / k_B T), \\ D_3(F) &= 2,0 \times 10^{-40} F \end{aligned} \quad (9)$$

donde  $k_B$  es la constante de Boltzmann.

Cuando el material es irradiado, los granos presentan un crecimiento que debe tenerse en cuenta, ya que esto modifica las distancias que deben recorrer los átomos durante su migración. En este trabajo se emplea la siguiente expresión para la tasa de cambio del tamaño de grano (Ainscough et al., 1973):

$$\frac{da}{dt} = k \left( \frac{1}{a} - \frac{f(BU)}{a_m} \right) \quad (10)$$

donde  $k$  es la constante de velocidad ( $m^2/s$ ),  $a_m$  es el tamaño de grano límite (m), y  $f(BU)$  es un término que se introduce para tener en cuenta el efecto de la irradiación.

El modelo presentado considera que las burbujas intragranulares nuclean como consecuencia de la interacción entre los fragmentos de fisión y la red cristalina, lo cual genera defectos cristalinos que sirven luego como sitios preferenciales para la nucleación (Olander y Wongsawaeng, 2006). La concentración de burbujas intragranulares  $N_{ig}$  ( $m^{-3}$ ) queda determinada por la tasa de nucleación  $\nu$  ( $m^{-3} s^{-1}$ ) y el parámetro de re-disolución:

$$\frac{d}{dt} N_{ig} = \nu - b N_{ig} \quad (11)$$

siendo  $\nu = 2\eta F$ , donde  $\eta$  es el número de burbujas que nuclean por cada fragmento de fisión, y el factor 2 corresponde al número de fragmentos de fisión generados en cada evento de fisión. En este trabajo se adoptó un valor de  $\eta$  igual a 25, el cuál está en acuerdo con datos experimentales y otras estimaciones (Olander y Wongsawaeng, 2006).

En el modelo propuesto por Pizzocri et al. (2018) se plantea que el pequeño tamaño de las burbujas hace que la tensión superficial sea lo suficientemente grande como para mantener la densidad del gas cercana a la del Xenón sólido. Considerando esto, se supone que las burbujas contienen únicamente átomos de gas, ignorando la absorción de vacancias. Esta sobrepresurización de las burbujas intragranulares fue corroborada experimentalmente por diferentes autores (Losonen, 2000; Turnbull, 1971; Baker, 1977). Luego, teniendo en cuenta que la densidad del gas dentro de las burbujas se mantiene constante, existirán  $m/N_{ig}$  átomos de gas en cada burbuja. Entonces, el radio  $R_{ig}$  (m) se puede expresar como:

$$R_{ig} = \left( \frac{3\Omega}{4\pi} \frac{m}{N_{ig}} \right)^{1/3} \quad (12)$$

siendo  $\Omega = 4,09 \times 10^{-29}$  ( $m^3 at^{-1}$ ) el volumen atómico que ocupa el gas en la red (Denis y Piotrkowski, 1996).

Finalmente, la contribución al hinchamiento se calcula a partir del radio y de la concentración de burbujas intragranulares:

$$\left( \frac{\Delta V}{V} \right)_{ig} = \left( \frac{4\pi R_{ig}^3}{3} \right) N_{ig} \quad (13)$$

### 3. MODELO DEL COMPORTAMIENTO DE GAS INTERGRANULAR

A diferencia de las burbujas intragranulares, las burbujas intergranulares pueden crecer hasta tamaños del orden de los micrones, con lo cual pueden representar la mayor contribución al cambio de volumen del combustible (Massih y Forsberg, 2008). El modelo que se utiliza para representar la evolución de las burbujas intergranulares tiene en cuenta la nucleación, el crecimiento y el fenómeno de coalescencia.

En el modelo presentado, las burbujas intergranulares nuclean por un proceso de *one-off nucleation*, es decir que nuclean un conjunto de burbujas por única vez, y la nucleación no continúa con la irradiación. En este trabajo se considera que la población inicial de burbujas intergranulares es  $N_{gf,0} = 4 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$  (Pastore et al., 2013).

Una vez nucleadas, las burbujas comienzan a aumentar su tamaño debido a la absorción de átomos de gas que llegan a los bordes de grano. Dado que las burbujas intergranulares se encuentran sobre-presurizadas, estas tienden a restaurar el estado de equilibrio mediante la emisión o absorción de vacancias. La tasa de intercambio de vacancias entre una burbuja y el borde de grano está dada por (Speight y Beere, 1975):

$$\frac{dn_v}{dt} = \frac{2\pi D_v \delta_g}{k_B T S} (p - p_{eq}) \quad (14)$$

siendo  $n_v$  el número de vacancias dentro de la burbuja,  $D_v$  el coeficiente de difusión en borde de grano ( $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$ ),  $\delta_g$  el espesor del borde de grano (m),  $p$  la presión del gas en la burbuja (Pa) y  $p_{eq}$  la presión de la burbuja en equilibrio con el medio que la rodea (Pa). El parámetro  $S$  representa la fuerza del sumidero, y está dado por:

$$S = -\frac{(3 - F_c)(1 - F_c) + 2 \ln(F_c)}{4} \quad (15)$$

donde  $F_c$  es un parámetro adimensional que representa la fracción del borde de grano que se encuentra cubierta por las burbujas intergranulares.

La presión de equilibrio  $p_{eq}$  se obtiene con la ecuación de Young-Laplace (Olander, 1976):

$$p_{eq} = \frac{2\gamma}{R_{gf}} - \sigma_h \quad (16)$$

siendo  $R_{gf}$  el radio de curvatura de la burbuja (m),  $\gamma$  la tensión superficial de la interface  $\text{UO}_2/\text{gas}$  (N/m) y  $\sigma_h$  la presión hidrostática (Pa). La presión dentro de la burbuja  $p$  se obtiene a partir de la ecuación de estado de Van der Waals.

Luego, el volumen  $V_{gf}$  de una burbuja que contiene  $n_g$  átomos de gas y  $n_v$  vacancias se puede calcular como:

$$V_{gf} = n_g \omega + n_v \Omega_{gf} \quad (17)$$

siendo  $\omega$  el volumen de Van der Waals de un átomo de gas ( $\text{m}^3$ ) y  $\Omega_{gf}$  el volumen atómico que ocupa una vacancia dentro de la burbuja ( $\text{m}^3$ ). Luego, el radio  $R_{gf}$  es:

$$R_{gf} = \left( \frac{3V_{gf}}{4\pi\varphi(\theta)} \right)^{1/3} \quad (18)$$

donde  $\varphi(\theta) = 1 - 1,5 \cos \theta + 0,5 \cos^3 \theta$  es un factor geométrico que relaciona el volumen de una burbuja con morfología lenticular con el de una esfera. La burbuja lenticular se forma por la intersección de dos casquetes esféricos con un ángulo diedro  $2\theta = 100^\circ$ .

Por otro lado, el crecimiento de las burbujas hace que, eventualmente, las burbujas se intersecten y se unan, dando como resultado una menor concentración de burbujas, pero de mayor tamaño. De acuerdo con White (2004), la evolución de la concentración de burbujas intergranulares puede ser descripta teniendo en cuenta este fenómeno de coalescencia como:

$$\frac{dN_{gf}}{dt} = -2N_{gf}^2 \frac{dA_{gf}}{dt} \quad (19)$$

donde  $A_{gf}$  es el área de la burbuja lenticular proyectada sobre el borde de grano ( $m^2$ ).

Finalmente, se puede calcular el hinchamiento debido a las burbujas intergranulares como:

$$\left(\frac{\Delta V}{V}\right)_{gf} = \frac{1}{2} \frac{3}{a} \left(\frac{4\pi\varphi(\theta)R_{gf}^3}{3}\right) N_{gf} \quad (20)$$

donde el factor  $1/2$  tiene en cuenta que una burbuja es compartida por dos granos, y el factor  $3/a$  es la relación superficie-volumen de una esfera.

#### 4. RESULTADOS

Los módulos intra- e intergranular del modelo presentado fueron comparados con datos experimentales obtenidos de la literatura abierta. En particular, para resolver la ecuación de difusión Ec. (3), se considera como condición inicial una concentración nula,  $\psi(r, 0) = 0$ . Además, se supone a los bordes de grano como sumideros infinitos, por lo que la concentración de gases de fisión disueltos es cero,  $\psi(a, t) = 0$ . Por último, por condiciones de simetría esférica se establece en el centro del grano que  $\frac{\partial\psi(0,t)}{\partial r} = 0$ .

En la Fig. 2 se muestra una comparación entre los datos experimentales para la concentración y radio de burbujas intragranulares, y los valores obtenidos mediante el cálculo numérico. Las medidas experimentales fueron obtenidas en pastillas de  $UO_2$  por Cornell (1971), Baker (1977) y Kashibe et al. (1993) para diferentes valores de temperatura, potencia lineal, tamaño de grano y densidad de combustible. Como puede observarse, tanto el radio como la concentración de burbujas presentan resultados satisfactorios.

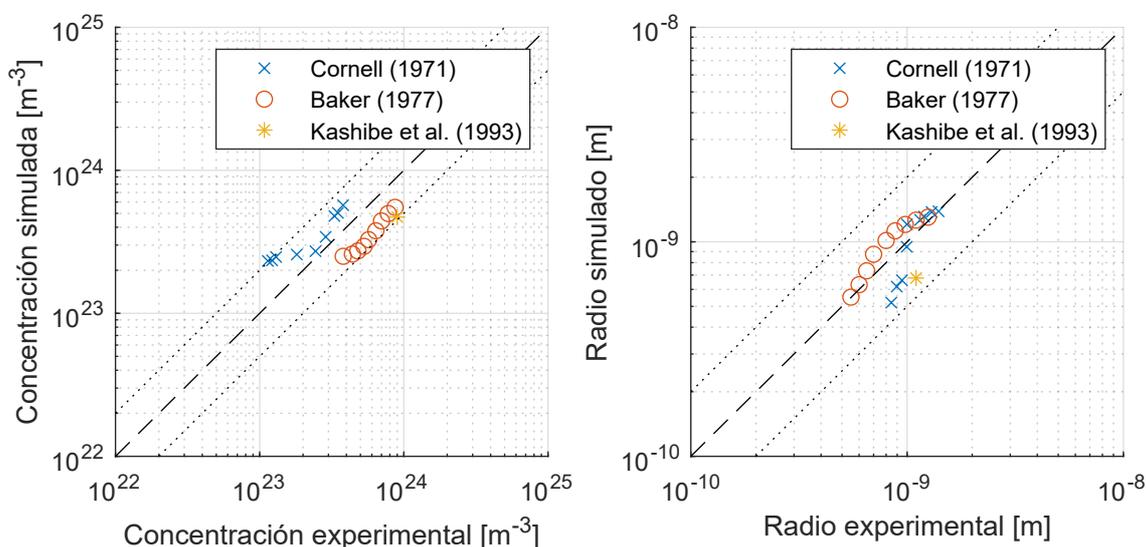


Figura 2: Datos experimentales vs. resultados simulados para la concentración (izquierda) y el radio (derecha) de las burbujas intragranulares.

En la Fig. 3 se presenta la evolución del radio y de la concentración de burbujas intragranulares en función del quemado, para un caso isotérmico a 1273 K. Además, se muestran los valores experimentales obtenidos por Baker (1977). Se puede observar que, inicialmente, la concentración crece rápidamente hasta alcanzar un máximo, a partir del cual la concentración disminuye debido al efecto de la re-disolución, tendiendo hacia un valor asintótico. Por otro lado, el radio

de las burbujas crece monótonamente con el quemado, debido a que la concentración de burbujas tiende a disminuir y la concentración de gas en burbujas tiende a aumentar su valor. Estos comportamientos son consistentes con las medidas experimentales realizadas por [Kashibe et al. \(1993\)](#) y [Nogita y Une \(1998\)](#).

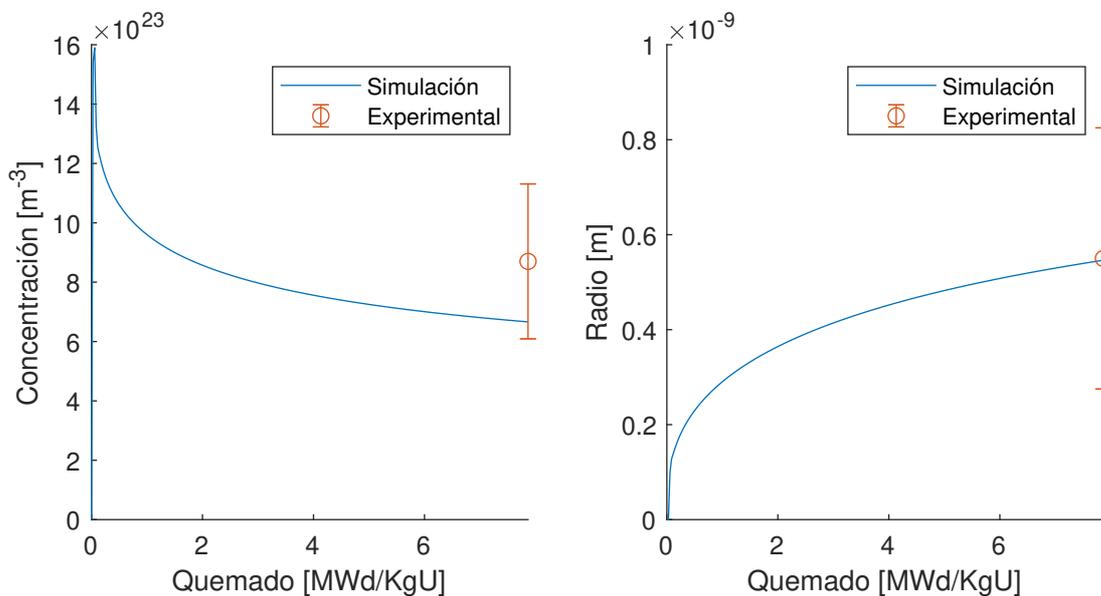


Figura 3: Evolución de la concentración y el radio de las burbujas intragranulares con el quemado y comparación con los resultados experimentales obtenidos por [Baker \(1977\)](#) para una temperatura de 1273K.

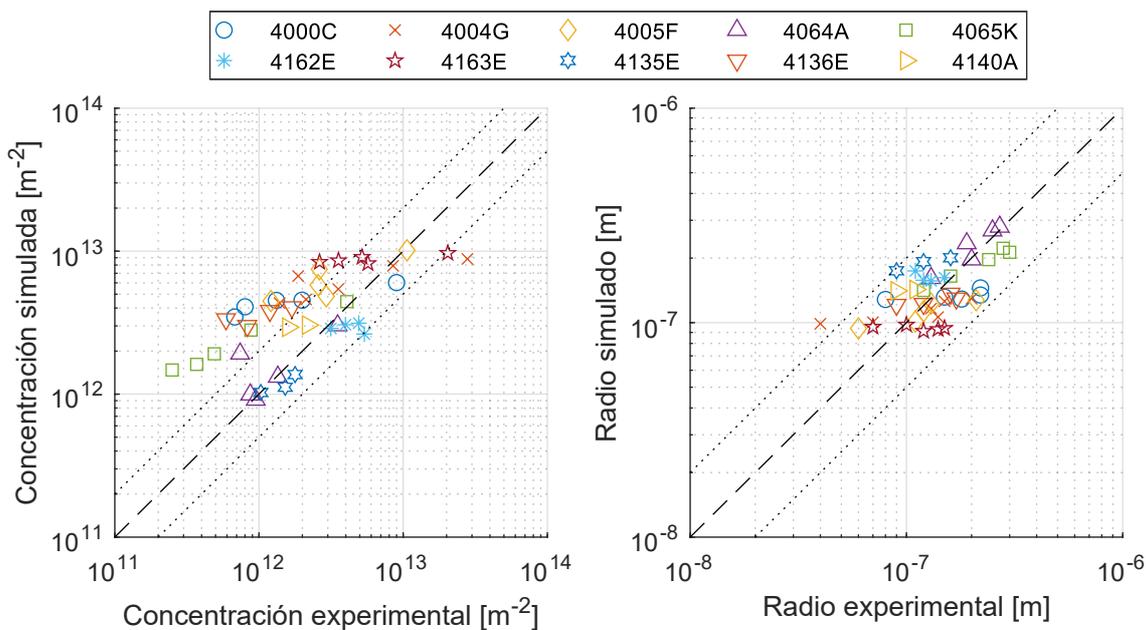


Figura 4: Datos experimentales vs. resultados simulados para la concentración (izquierda) y el radio (derecha) de las burbujas intergranulares para diferentes experimentos ([White et al., 2006](#)).

Para validar el módulo intergranular del modelo se emplearon datos experimentales obtenidos en el *AGR/Halden Ramp Test Programme* (White et al., 2006). Estos experimentos consisten en someter al combustible ( $\text{UO}_2$ ) a un período de irradiación base y luego a rampas de potencia rápidas (entre 1 y 2 minutos) o lentas (entre 50 y 70 minutos). En la Fig. 4 se puede observar una comparación entre las medidas experimentales y los valores calculados para la concentración y radio de burbujas intergranulares, alcanzando un buen acuerdo. Esto muestra que el modelo implementado resulta adecuado para describir la población de burbujas intergranulares en condiciones de transitorios de potencia.

## 5. CONCLUSIONES

En este trabajo se presenta un modelo mecanístico para simular la evolución de las burbujas intra- e intergranulares en un combustible sometido a condiciones de irradiación. Los resultados obtenidos hasta el momento muestran que el modelo presenta un buen comportamiento al compararlo con diferentes resultados experimentales. Este desarrollo constituye la base para calcular el hinchamiento de una pastilla combustible bajo irradiación que se presentará en trabajos futuros, junto con la incorporación del modelo a DIONISIO para testear su comportamiento acoplado a los diferentes modelos termomecánicos disponibles en el código.

## REFERENCIAS

- Ainscough J.B., Oldfield B.W., y Ware J.O. Isothermal grain growth kinetics in sintered  $\text{UO}_2$  pellets. *Journal of Nuclear Materials*, 49:117–128, 1973.
- Baker C. The fission gas bubble distribution in uranium dioxide from high temperature irradiated SGHWR fuel pins. *Journal of Nuclear Materials*, 66:283–291, 1977.
- Cazado M.E., Denis A.C., y Soba A. Implementation of a microstructural densification model in the DIONISIO nuclear fuel simulation code. *Annals of Nuclear Energy*, 152:108021, 2021.
- Cornell R.M. An electron microscope examination of matrix fission-gas bubbles in irradiated uranium dioxide. *Journal of Nuclear Materials*, 38:319–328, 1971.
- Denis A. y Piotrkowski R. Simulation of isothermal fission gas release. *Journal of Nuclear Materials*, 229:149–154, 1996.
- Goldberg E., Loza Peralta M.E., y Soba A. DIONISIO 3.0: Comprehensive 3D nuclear fuel simulation through PCMI cohesive and PLENUM models. *Journal of Nuclear Materials*, 523:121–134, 2019.
- Ham F.S. Theory of diffusion-limited precipitation. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 6:335–351, 1958.
- Kashibe S., Une K., y Nogita K. Formation and growth of intragranular fission gas bubbles in  $\text{UO}_2$  fuels with burnup of 6-83 GWd/t. *Journal of Nuclear Materials*, 206:22–34, 1993.
- Konings R.J.M., editor. *Comprehensive Nuclear Materials, Volume 3: Advanced Fuels/Fuel Cladding/Nuclear Fuel Performance Modeling and Simulation, Chapter 3.20: Modeling of Fission-Gas-Induced Swelling of Nuclear Fuels*. Elsevier Science, 2012. ISBN 978-0-08-056033-5.
- Lassmann K. y Benk H. Numerical algorithms for intragranular fission gas release. *Journal of Nuclear Materials*, 280:127–135, 2000.
- Lemes M., Soba A., Daverio H., y Denis A. Inclusion of models to describe severe accident conditions in the fuel simulation code DIONISIO. *Nuclear Engineering and Design*, 315:1–10, 2017.
- Losonen P. On the behaviour of intragranular fission gas in  $\text{UO}_2$  fuel. *Journal of Nuclear*

- Materials*, 280 (1):56–72, 2000.
- Massih A.R. y Forsberg K. Calculation of grain boundary gaseous swelling in  $\text{UO}_2$ . *Journal of Nuclear Materials*, 377:406–408, 2008.
- Nogita K. y Une K. High resolution TEM observation and density estimation of Xe bubbles in high burnup  $\text{UO}_2$  fuels. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 141:481–486, 1998.
- Olander D.R. *Fundamental Aspects of Nuclear Reactor Fuel Elements*. Technical Information Center, Office of Public Affairs, Energy Research and Development Administration, 1976. ISBN 0–87079–031–5.
- Olander D.R. y Wongsawaeng D. Re-resolution of fission gas – A review: Part I, Intragranular bubbles. *Journal of Nuclear Materials*, 354:94–109, 2006.
- Pastore G., Luzzi L., Di Marcello V., y Van Uffelen P. Physics-based modelling of fission gas swelling and release in  $\text{UO}_2$  applied to integral fuel rod analysis. *Nuclear Engineering and Design*, 256:75–86, 2013.
- Pizzocri D., Pastore G., Barani T., Magni A., Luzzi L., Van Uffelen P., Pitts S.A., Alfonsi A., y Hales J.D. A model describing intra-granular fission gas behaviour in oxide fuel for advanced engineering tools. *Journal of Nuclear Materials*, 502:323–330, 2018.
- Soba A. y Denis A. Simulation with DIONISIO 1.0 of thermal and mechanical pellet-cladding interaction in nuclear fuel rods. *Journal of Nuclear Materials*, 374:32–43, 2008.
- Soba A. y Denis A. DIONISIO 2.0: New version of the code for simulating a whole nuclear fuel rod under extended irradiation. *Nuclear Engineering and Design*, 292:213–221, 2015.
- Speight M.V. A calculation on the migration of fission gas in material exhibiting precipitation and re-resolution of gas atoms under irradiation. *Nuclear Science and Engineering*, 37:180–185, 1969.
- Speight M.V. y Beere W. Vacancy potential and void growth on grain boundaries. *Metal Science*, 9:190–191, 1975.
- Turnbull J.A. The distribution of intragranular fission gas bubbles in  $\text{UO}_2$  during irradiation. *Journal of Nuclear Materials*, 38:203–212, 1971.
- Turnbull R., White R., y Wise C. The diffusion coefficient for fission gas atoms in uranium dioxide. Informe Técnico, International Atomic Energy Agency, Water Reactor Fuel Element Computer Modelling in Steady State, Transient and Accident Conditions, 1988.
- White R.J. The development of grain-face porosity in irradiated oxide fuel. *Journal of Nuclear Materials*, 325:61–77, 2004.
- White R.J., Corcoran R.C., y Barnes P.J. A Summary of Swelling Data Obtained from the AGR/Halden Ramp Test Programme. Informe Técnico, British Energy Generation Ltd and British Energy Generation (UK) Ltd, 2006.