

**ESTABILIDAD DE UN BWR
CON UN MODELO DINAMICO REDUCIDO**

por:

**J.M. Ballestrín Bolea
J.B. Blázquez Martínez**

**CENTRO DE INVESTIGACIONES ENERGETICAS,
MEDIOAMBIENTALES Y TECNOLOGICAS**

MADRID, 1990

CLASIFICACION DOE Y DESCRIPTORES

210100

BWR TYPE REACTORS
NUCLEAR POWER PLANTS
REACTOR STABILITY
MATHEMATICAL MODELS
VOID FRACTION

Toda correspondencia en relación con este trabajo debe dirigirse al Servicio de Información y Documentación, Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas, Ciudad Universitaria, 28040-MADRID, ESPAÑA.

Las solicitudes de ejemplares deben dirigirse a este mismo Servicio.

Los descriptores se han seleccionado del Thesauro del DOE para describir las materias que contiene este informe con vistas a su recuperación. La catalogación se ha hecho utilizando el documento DOE/TIC-4602 (Rev. 1) Descriptive Cataloguing On-Line, y la clasificación de acuerdo con el documento DOE/TIC.4584-R7 Subject Categories and Scope publicados por el Office of Scientific and Technical Information del Departamento de Energía de los Estados Unidos.

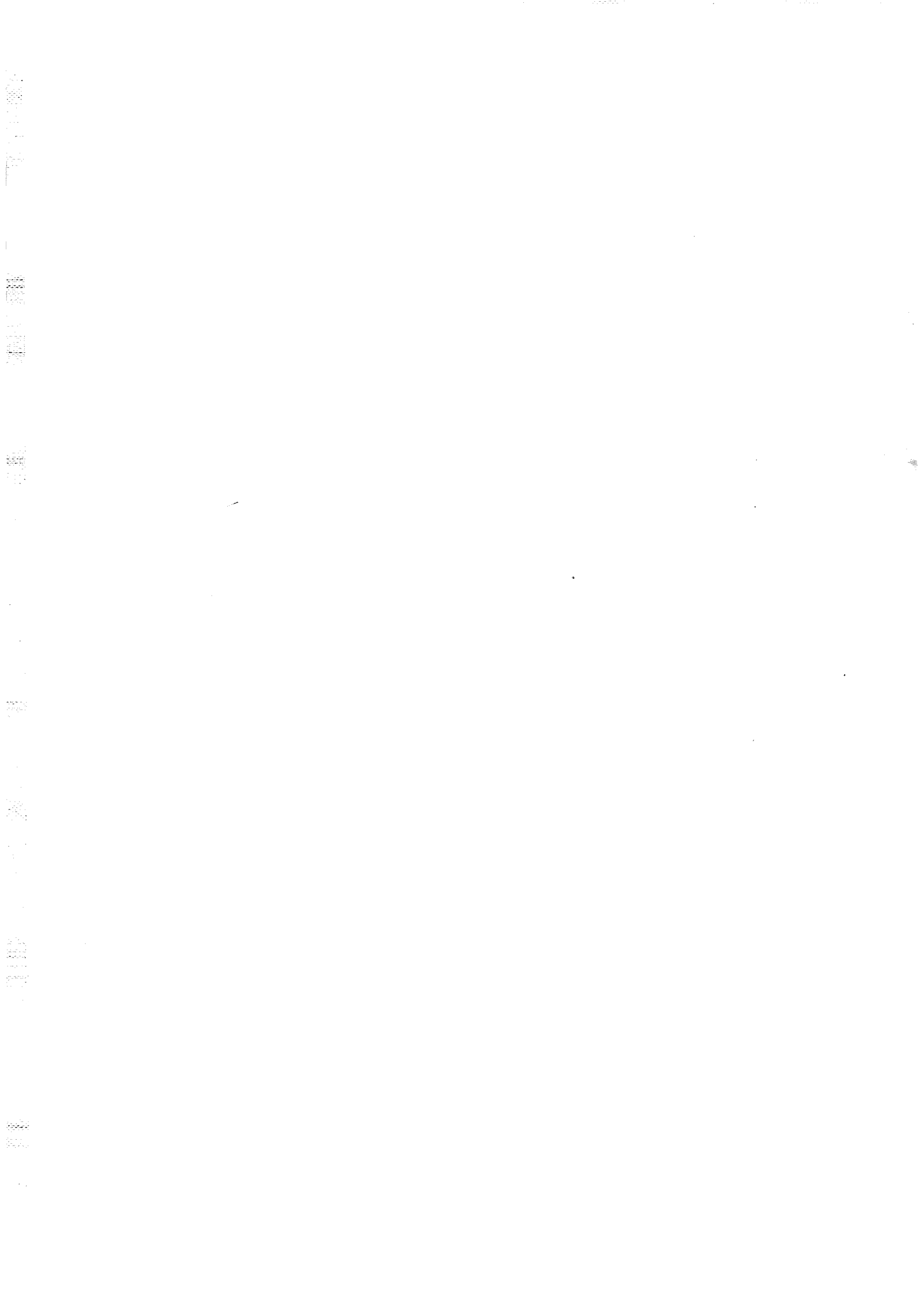
Se autoriza la reproducción de los resúmenes analíticos que aparecen en esta publicación.

Este trabajo se ha recibido para su impresión en noviembre de 1990.

Depósito legal: M-46895-1990
NIPO: 228-90-050-3

ISBN: 84-7834-088-2
ISSN: 0013-7324

IMPRIME CIEMAT



INDICE DE MATERIAS

| | <i>Pág.</i> |
|--|-------------|
| 1. INTRODUCCION | 7 |
| 2. MODELO REDUCIDO | 8 |
| 3. FUNCION DE TRANSFERENCIA | 13 |
| 4. CALCULOS PARAMETRICOS | 21 |
| 5. RESUMEN Y CONCLUSIONES | 22 |
| REFERENCIAS | 26 |
| APENDICE A: Deducción de la función de transferencia de un BWR . | 27 |



1. INTRODUCCION

La estabilidad de un reactor de agua en ebullición, BWR, ha sido siempre un criterio de diseño. Por estabilidad se entiende aquí, la capacidad que tiene un reactor de volver al estado estacionario cuando ha habido una pequeña perturbación en algún parámetro relacionado con su dinámica.

La estabilidad se caracteriza por la "decay ratio", que es un índice sencillo, consistente en producir un impulso de reactividad, y ver como se amortiguan las oscilaciones resultantes. La decay ratio (DR) se obtiene dividiendo la amplitud de una onda por la inmediata anterior. Si $DR < 1$ el reactor es estable.

Los prototipos de reactores de agua en ebullición, tal como el EBWR (Experimental Boiling Water Reactor) presentaban el umbral de inestabilidad cuando la potencia alcanzaba los 66 Mw (1). Sin embargo, en los BWR comerciales se resuelve este problema operando a alta presión, con lo cual se reduce el valor del coeficiente de reactividad por densidad del moderador. En particular se diseñan los reactores para sufrir una DR del orden de 0.25 en condiciones normales de operación.

Se efectuaron medidas de estabilidad en el reactor Peach Bottom (2) y se comprobó que este reactor era estable, pero que en las más inestables condiciones de operación, la DR era de 0.5. Este valor, relativamente alto, hizo dudar de la estabilidad de reactores de mayor densidad de potencia, y como consecuencia se hicieron nuevos tests en los reactores ASEA-ATOM Barseback y en el reactor Vermont Yankee (3). Los resultados fueron que ambos reactores se hacían inestables cuando se operaban a un nivel alto de potencia y circulación natural de refrigeración. Afortunadamente, aparecía un ciclo límite que constreñía la amplitud de la oscilación en un $\pm 15\%$ del valor estacionario.

Desde entonces se ha hecho un esfuerzo considerable en entender este fenómeno, con ejercicios tipo benchmark y comparación con resultados experimentales, mostrando que hay un buen conocimiento de los sucesos en el rango estable. Se diseñaron también modelos reducidos para mejorar la visión física del problema, que no siempre resulta clara, cuando se ejecutan grandes códigos.

Recientemente, el 9 de marzo de 1988 hubo un incidente de estabilidad en el reactor La Salle 2. Se trata de un BWR/5 y se observaron oscilaciones de potencia, operando en condiciones de circulación natural como consecuencia de una caída de ambas bombas de recirculación por error humano. Al cabo de varios minutos de oscilación, el reactor se paró automáticamente (scram) a causa de alcanzar la señal de máxima potencia.

Ha habido otros casos de inestabilidad en otros reactores, y en consecuencia se han hecho grandes esfuerzos, por parte de la comunidad internacional, por entender el fenómeno, y el hecho es que el mecanismo real de la inestabilidad no ha sido aún completamente clasificado (4). No obstante se ha concluido que los reactores BWR son inestables cuando se opera a bajo flujo de circulación (próximo a la circulación natural) y potencia relativamente alta.

Los Organismos Reguladores han encargado estudios de Seguridad, con objeto de saber si cuando se ha alcanzado el ciclo límite, las oscilaciones de potencia pudieran afectar a la integridad del combustible y del confinamiento. Mientras tanto se recomienda evitar las zonas de inestabilidad durante la operación, y poner a punto detectores de inestabilidad, lo cual puede llevarse a cabo mediante técnicas de ruido neutrónico.

En este trabajo se efectúa una deducción alternativa del modelo reducido de March-Leuba (5) sobre la dinámica de un BWR, poniendo énfasis en la estructura física de las constantes del modelo.

Se construye la función de transferencia potencia/reactividad y se relacionan los polos (medibles con técnicas de análisis de ruido neutrónico) con los parámetros del modelo. Se lleva a cabo un estudio de la estabilidad con la función de transferencia y se hacen cálculos paramétricos de la DR versus los distintos parámetros del modelo. A la luz de los resultados es fácil entender porqué el reactor se hace más inestable en la zona de bajo flujo de refrigeración y alta potencia.

2. MODELO REDUCIDO

Un modelo del comportamiento de un BWR con sólo cinco ecuaciones, ha sido publicado recientemente por J. March-Leuba (5). Dos ecuaciones corresponden a la cinética puntual (6), con un grupo de neutrones retardados.

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} N + \lambda C$$

$$\frac{dC}{dt} = -\frac{\beta}{\Lambda} N - \lambda C$$

donde N representa la población neutrónica y C la concentración de núcleos precursores. El resto de los símbolos tiene el significado usual.

Las otras ecuaciones se refieren al mecanismo de realimentación de reactividad, debidas al calentamiento del combustible y a la fracción de huecos del refrigerante.

Con respecto al combustible la ecuación de la evolución de su temperatura T_f proviene del primer principio de la termodinámica.

“Calor producido — calor cedido = variación de energía interna”, esto es:

$$V_f \dot{Q}_f - A_{lat} h (T_f - T_c) = C_p m_f \frac{dT_f}{dt}$$

donde

V_f = Volumen del combustible = $\pi r_f^2 H$

A_{lat} = Area lateral del combustible.

\dot{Q}_f = Potencia generada en el combustible por unidad de volumen.

h = Coeficiente de transmisión de calor (Wat/m²K)

C_p = Capacidad calorífica del combustible.

m_f = Masa del combustible = $\rho_f V_f$

T_f = Temperatura media del combustible.

T_c = Temperatura media del refrigerante.

La ecuación se reduce a

$$\frac{dT_f}{dt} = \frac{\dot{Q}_f}{\rho_f C_p} - \frac{2h}{\rho_f C_p r_f} (T_f - T_c)$$

el polo asociado a esta ecuación es $s_f = -2h/\rho_f C_p r_f$.

Un valor típico corresponde a una frecuencia de 0.3 Hz.

Para la fracción de huecos la deducción es algo más elaborada, básicamente se considera $\alpha(z,t)$ y despreciando el efecto de las bombas de recirculación se tiene:

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{d\alpha}{dt} + V_0 \frac{d\alpha}{dz} = \frac{\dot{Q}}{\langle \rho \rangle (h_g - h_l)}$$

donde V_0 es la velocidad de las burbujas en el canal y el término $\dot{Q}/\langle \rho \rangle (h_g - h_l)$ es una fuente de burbujas, considerando que h_g es la entalpía de la fase gaseosa y h_l la de la fase líquida, la diferencia $h_g - h_l$ es el calor de vaporización en las condiciones de presión y temperatura que opera el reactor.

El valor de $\langle \rho \rangle$ es un promedio adecuado de la densidad del flujo bifásico. Puede estimarse a través de

$$\rho_g h_g = \rho_l h_l + \langle \rho \rangle (h_g - h_l)$$

La ecuación anterior es no lineal ya que la velocidad de propagación de las burbujas V_0 , depende de la fracción de huecos; de manera que para buscar una función de transferencia que relacione α con \dot{Q} linealizamos ambas magnitudes y consideramos V_0 constante

$$\frac{\partial \Delta \alpha}{\partial t} + V_0 \frac{\partial \Delta \alpha}{\partial z} = \frac{\Delta \dot{Q}}{\langle \rho \rangle (h_g - h_l)}$$

Tomando la transformada de Laplace se obtiene

$$\Delta \alpha(z, s) = e^{sz/V_0} \int_0^z e^{-sz'/V_0} \frac{\Delta \dot{Q}}{\langle \rho \rangle (h_g - h_l)} dz'$$

Separamos el flujo calorífico en parte espacial y temporal

$$\Delta \dot{Q}(z, s) = \phi_0(z) \Delta \dot{q}(s)$$

donde $\phi_0(z)$ es la forma del flujo neutrónico a lo largo del combustible, tal que si $\phi_0^+(z)$ es el flujo adjunto

$$\int_0^H \phi_0(z) \phi_0^+(z) dz = 1$$

La reactividad asociada a la fracción de huecos es:

$$\Delta\rho_\alpha = \int_0^H \phi_0^+(z) \left(\frac{\delta\rho}{\delta\alpha} \right) \Delta\alpha \phi_0(z) dz$$

donde $\left(\frac{\delta\rho}{\delta\alpha} \right)$ es el coeficiente de reactividad por huecos.

Con las aproximaciones de flujo neutrónico monoenergético ($\phi_0 = \phi_0^+$), se obtiene:

$$\frac{\Delta\rho_\alpha(s)}{\Delta\dot{q}(s)} = C_1 \int_0^H \int_0^z e^{-s(z-z')/V_0} dz' dz$$

donde

$$C_1 = \left\langle \frac{\phi_0^3}{V_0} \left(\frac{\delta\rho}{\delta\alpha} \right) \frac{1}{\langle\rho\rangle(h_g - h_l)} \right\rangle$$

Integrando resulta la función de transferencia

$$\frac{\Delta\rho_\alpha}{\Delta\dot{q}} = C_1 \left[\frac{V_0 H}{s} - \frac{V_0^2}{s^2} (1 - e^{-sH/V_0}) \right]$$

Para las frecuencias de interés, del orden de 0.5 Hz, escribimos la exponencial en términos de aproximantes de Padé de orden 2.

$$P_{2,2}(x) = \frac{1-x/2 + x^2/12}{1+x/2 + x^2/12}$$

o bien:

$$\frac{1-e^{-x}}{x} = \frac{1}{1+x/2 + x^2/12}$$

de donde si $\tau = V_0/H$ y $x = s\tau$, resulta

$$\frac{\Delta\rho_\alpha}{\Delta\dot{q}} = \frac{(C_1 H^2/\tau) (s+6/\tau)}{s^2 + (6/\tau)s + 12/\tau^2}$$

En el dominio del tiempo la ecuación diferencial asociada es:

$$\frac{d^2\rho_\alpha}{dt^2} + \frac{6}{\tau} \frac{d\rho_\alpha}{dt} + \frac{12}{\tau^2} \rho_\alpha = \frac{C_1 H^2}{\tau} \left(\frac{d\Delta\dot{q}}{dt} + \frac{6}{\tau} \Delta\dot{q} \right)$$

Para relacionar esta ecuación con las fluctuaciones de temperatura del combustible:

$$\Delta\dot{q} = \frac{h(2\pi r_f H)}{V_B} \Delta T_f$$

con h coeficiente de transmisión de calor y V_B volumen de la mezcla bifásica. Si m_B es la masa de la mezcla bifásica, entonces, haciendo

$$C = \left\langle \frac{\phi_0^3 (\delta\rho/\delta\alpha) h 2\pi r_f}{m_B (h_g - h_l)} \right\rangle \tau$$

resulta:

$$\frac{d^2\rho_\alpha}{dt^2} + \frac{6}{\tau} \frac{d\rho_\alpha}{dt} + \frac{12}{\tau^2} \rho_\alpha = \frac{CH^2}{\tau} \left(\frac{d\Delta T_f}{dt} + \frac{6}{\tau} \Delta T_f \right)$$

que es la ecuación original encontrada por March-Leuba para explicar básicamente los fenómenos de inestabilidad de reactores BWR.

Obsérvese que C/τ es constante y que $C < 0$ a causa de que el coeficiente de reactividad ($\delta\rho/\delta\alpha$) es negativo.

La estructura de la ecuación corresponde a un polo complejo, de frecuencia $\frac{\sqrt{12/\tau}}{2\pi}$ y un coeficiente de rozamiento de $\xi = 3/\sqrt{12}$. El valor de τ se estima del orden de $4 \text{ m}/(2 \text{ m/s}) = 2 \text{ s}$, de manera que la frecuencia asociada a las burbujas es pues del orden de 0.27 Hz .

El modelo reducido se completa con la realimentación de reactividad

$$\rho = \rho_{\alpha} + D \Delta T_f$$

siendo D el coeficiente Doppler.

En resumen, las ecuaciones del modelo reducido son:

Neutrones prompt:
$$\frac{dN}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} N + \lambda C$$

Precursores:
$$\frac{dC}{dt} = -\frac{\beta}{\Lambda} N - \lambda C$$

Combustible:
$$\frac{dT_f}{dt} = \frac{\dot{Q}_f}{\rho_f C_p} - \frac{2h}{\rho_f C_p \tau_f} (T_f - T_c)$$

Burbujas:
$$\frac{d^2 \rho_{\alpha}}{dt^2} + \frac{6}{\tau} \frac{d\rho_{\alpha}}{dt} + \frac{12}{\tau^2} \rho_{\alpha} = \frac{CH^2}{\tau} \left(\frac{d\Delta T_f}{dt} + \frac{6}{\tau} \Delta T_f \right)$$

Realimentación:
$$\rho = \rho_{\alpha} + D \Delta T_f$$

3. FUNCION DE TRANSFERENCIA

El sistema de ecuaciones diferenciales que rige la evolución de la potencia es no lineal, principalmente a causa de que la reactividad depende de la potencia. Esta dificultad se soslaya linealizando el sistema. Explícitamente:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} N + \lambda C$$

Al estar interesados en las oscilaciones de potencia, alrededor del valor medio N_0 , C_0 , y las correspondientes oscilaciones de reactividad ρ_0 , hacemos

$$\Delta N = N - N_0$$

$$\Delta C = C - C_0$$

$$\Delta \rho = \rho - \rho_0$$

Obteniendo

$$\frac{d\Delta N}{dt} = \frac{\rho_0 - \beta}{\Lambda} \Delta N + \lambda \Delta C + \frac{N_0}{\Lambda} \Delta \rho + \frac{\Delta \rho \Delta N}{\Lambda}$$

La aproximación lineal consiste en despreciar el último término frente al penúltimo

$$\frac{N_0}{\Lambda} \Delta \rho \gg \frac{\Delta \rho \Delta N}{\Lambda} \implies N_0 \gg \Delta N$$

Si las oscilaciones de potencia son comparables a la potencia entonces en régimen lineal debe corregirse con el término $\Delta \rho \Delta N / \Lambda$.

Resulta más cómodo emplear las variables,

$$\begin{cases} n = \frac{\Delta N}{N_0} \\ c = \frac{\Delta C}{N_0} \end{cases}$$

que son independientes del nivel de potencia y reflejan solamente las oscilaciones.

Las ecuaciones neutrónicas resultantes son:

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = \frac{\rho_0 - \beta}{\Lambda} n + \lambda c + \frac{\Delta \rho}{\Lambda} \\ \frac{dc}{dt} = -\frac{\beta}{\Lambda} n - \lambda c \end{cases}$$

Observar que el término $\Delta \rho / \Lambda$ actúa como una fuente de neutrones.

La función de transferencia es:

$$G(s) = \frac{n(s)}{\Delta \rho(s)}$$

donde $n(s)$ y $\Delta \rho(s)$ son las transformadas de Laplace de $n(t)$ y $\Delta \rho(t)$ respectivamente. Concretamente:

$$G(s) = \frac{s + \lambda}{s\Lambda \left(s + \frac{\beta}{\Lambda} + \lambda \right)}$$

Esta función de transferencia ha de completarse con la realimentación de la reactividad con la temperatura del combustible y fracción de huecos del canal.

Para la temperatura del combustible, hacemos

$$T_f = T_{f0} + T, \quad T_c = T_{c0} + \Delta T_c, \quad \dot{Q}_f = \dot{Q}_{f0} (1+n)$$

resulta la ecuación:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\dot{Q}_{f0}}{\rho_f C_p} n - \frac{2h}{\rho_f C_p r_f} (t - \Delta T_c)$$

despreciando las fluctuaciones de temperatura del refrigerante frente a las del combustible, y haciendo $a_1 = \dot{Q}_{f0}/\rho_f C_p$ (calor generado en la barra del combustible) y $a_2 = 2h/\rho_f C_p r_f$, resulta:

$$\frac{dT}{dt} = a_1 n - a_2 T$$

La ecuación de las fluctuaciones de reactividad ρ_α debida a las burbujas se mantiene como antes:

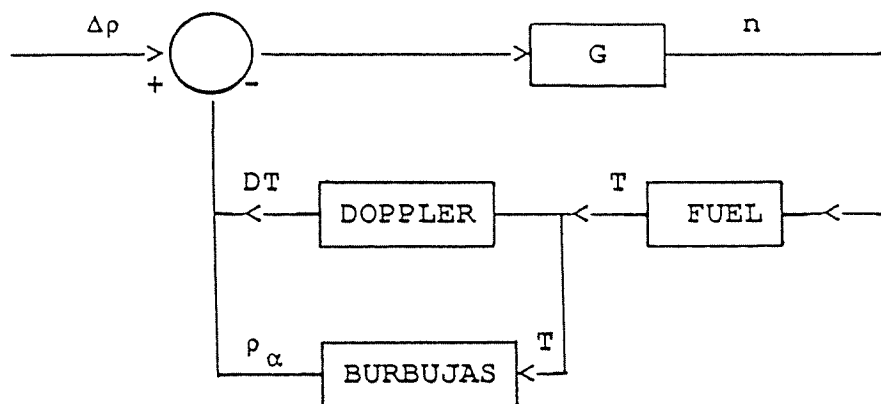
$$\frac{d^2 \rho_\alpha}{dt^2} + \frac{6}{\tau} \frac{d\rho_\alpha}{dt} + \frac{12}{\tau^2} \rho_\alpha = \frac{CH^2}{\tau} \left(\frac{dT}{dt} + \frac{6}{\tau} T \right)$$

pero conviene destacar cuales son sus desviaciones de la linealidad. En particular el tiempo de residencia de las burbujas τ depende de la fracción de huecos, y por tanto de ρ_α . Por otro lado:

$$\frac{C}{\tau} = \left\langle \frac{\phi_0^3 \left(\frac{\delta \rho}{\delta \alpha} \right) h 2\pi r_f}{m_B (h_g - h_l)} \right\rangle$$

Obsérvese que el coeficiente de reactividad $\delta \rho / \delta \alpha$ y la masa bifásica m_B del canal dependen de la fracción de huecos, y por tanto de la potencia. Al admitir que las fluctuaciones de potencia son pequeñas, podemos considerar C y τ constantes, para acceder al modelo lineal.

En estas condiciones, la función de transferencia (véase Apéndice A) es:



Explícitamente:

$$H(s) = \frac{(s+\lambda)(s+a_2)(s^2+6s/\tau+12/\tau^2)}{s\Lambda(s+\lambda+\beta/\Lambda)(s+a_2)(s^2+6s/\tau+12/\tau^2) - (s+\lambda)a_1[D(s^2+6s/\tau+12/\tau^2) + CH^2/\tau(s+6/\tau)]}$$

Se trata pues de una función de transferencia con 4 ceros y 5 polos, que en la región de interés, alrededor de 0.5 Hz puede ser simplificada, ya que $s + \lambda \approx s$, resultando:

$$H(s) = \frac{(s+a_2)(s^2+6s/\tau+12/\tau^2)}{\Lambda(s+\lambda+\beta/\Lambda)(s+a_2)(s^2+6s/\tau+12/\tau^2) - a_1[D(s^2+6s/\tau+12/\tau^2) + CH^2/\tau(s+6/\tau)]}$$

Se reduce pues a tres ceros y cuatro polos. Este resultado ha sido obtenido por March-Leuba (5) ajustando a la salida de un código dinámico para un BWR, el código LA-PUR, y posteriormente, identificando los ceros y polos con la fenomenología. En otras palabras: el modelo reducido se ha obtenido ajustando la función de transferencia potencia/reactividad a una función racional con tres ceros en el numerador y cuatro polos en el denominador.

Del ajuste resulta un valor para los parámetros del orden (7):

$$a_1 = 19.08 \text{ K s}^{-1}$$

$$a_2 = 0.19 \text{ s}^{-1}$$

$$\tau = 1.63 \text{ s.}$$

$$C = -3.65 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1} \text{ m}^{-2}$$

$$D = -2.61 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$$

$$\beta = 0.0056$$

$$\Lambda = 4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$$

$$\lambda = 0.08 \text{ s}^{-1}$$

Estos parámetros son sólo aproximados y dependen de cada reactor.

Considerando que hay técnicas de análisis de ruido que permiten encontrar los polos, resulta interesante relacionar los parámetros con los polos. Haciendo la descomposición polinómica del denominador de la función de transferencia

| TERMINO | EXACTO | APROXIMADO |
|---------|---|---|
| s^4 | 1 | 1 |
| s^3 | $\frac{6}{\tau} + a_2 + \lambda + \frac{\beta}{\Lambda}$ | $\frac{6}{\tau} + \frac{\beta}{\Lambda}$ |
| s^2 | $\frac{12}{\tau^2} + \lambda a_2 + \frac{\beta}{\Lambda} a_2 + \frac{6a_2}{\tau} + \frac{6\lambda}{\tau} + \frac{6\beta}{\tau\Lambda} - \frac{a_1 D}{\Lambda}$ | $\frac{12}{\tau^2} + \frac{\beta}{\Lambda} \left(a_2 + \frac{6}{\tau} \right)$ |
| s^1 | $\frac{12}{\tau^2} a_2 + \frac{12}{\tau^2} \lambda + \frac{12}{\tau^2} \frac{\beta}{\Lambda} + \frac{6}{\tau} a_2 \lambda + \frac{6}{\tau} a_2 \frac{\beta}{\Lambda} - a_1 \frac{(6D+CH^2)}{\tau\Lambda}$ | $\frac{\beta}{\Lambda} \left(\frac{12}{\tau^2} + \frac{6a_2}{\tau} \right) - \frac{a_1 CH^2}{\Lambda\tau}$ |
| s^0 | $\frac{12a_2}{\tau^2} \left(\lambda + \frac{\beta}{\Lambda} \right) - a_1 \left(\frac{12D+6CH^2}{\Lambda\tau^2} \right)$ | $\frac{12a_2}{\tau^2} \frac{\beta}{\Lambda} - \frac{a_1 6CH^2}{\Lambda\tau^2}$ |

Obsérvese que al conocer el valor aproximado de los parámetros, es posible desprestigiar términos en un mismo orden polinómico, y obtener una función de transferencia aproximada, pero suficiente para nuestros propósitos. En particular se observa que la cadena de realimentación por reactividad, vía efecto Doppler, es despreciable frente a las burbujas, (basta tomar $D = 0$). En primera aproximación es suficiente, pues, estudiar la dinámica de un BWR considerando que la temperatura del combustible sólo afecta a la fracción de huecos en el canal de refrigeración. Esto dejaría de ser válido cuando se presenten oscilaciones de temperatura del combustible de gran amplitud, pero ello conlleva oscilaciones grandes de potencia, que no son explicables en la aproximación lineal.

Advirtiendo que hay un polo complejo P_3 y dos polos reales P_1 y P_2 , el denominador de la función de transferencia se escribe como:

$$[s^2 - (P_1+P_2)s + P_1P_2][s^2 - 2\text{Re}(P_3)s + |P_3|^2]$$

y se identifican términos con

$$s^4 - [P_1+P_2+2\text{Re}(P_3)] s^3 + [P_1P_2+|P_3|^2+(P_1+P_2)2\text{Re}(P_3)] s^2 - [P_1P_22\text{Re}(P_3) + (P_1+P_2)|P_3|^2] s + P_1P_2|P_3|^2$$

El término de s^3 refleja la suma de los polos y es aproximadamente igual a $\beta/\Lambda + 6/\tau \approx \beta/\Lambda$. De los otros términos se obtiene el sistema:

$$\begin{cases} \frac{12}{\tau^2} + \frac{\beta}{\Lambda} \left(a_2 + \frac{6}{\tau} \right) = P_1 P_2 + |P_3|^2 + (P_1 + P_2) 2\text{Re}(P_3) \\ \frac{\beta}{\Lambda} \left(\frac{12}{\tau^2} + \frac{6a_2}{\tau} \right) - \frac{a_1 CH^2}{\Lambda \tau} = -[P_1 P_2 2\text{Re}(P_3) + (P_1 + P_2) |P_3|^2] \\ \frac{12a_2}{\tau^2} - \frac{\beta}{\Lambda} - \frac{6a_1 CH^2}{\Lambda \tau^2} = P_1 P_2 |P_3|^2 \end{cases}$$

Las incógnitas son τ , a_2 y $a_1 CH^2/\tau$. El sistema es no lineal, pero se conocen los valores iniciales de partida y puede resolverse con cualquier algoritmo numérico.

Se observa que de la medida de los polos de la función de transferencia es posible estimar los parámetros a_2 y τ , o sea el polo del combustible y el tiempo de residencia de las burbujas. La otra incógnita $a_1 CH^2/\tau$ contiene un producto de parámetros, y para resolverla es necesario información adicional. En principio puede usarse la definición de a_1 .

$$a_1 = \frac{\dot{Q}_f}{\rho_f C_p} = \frac{E_R}{\rho_f C_p} \int_{V_f} \Sigma_f \phi \, dV$$

con E_R la energía emitida por fisión, Σ_f la sección eficaz macroscópica de fisión, ϕ el flujo de neutrones térmicos.

Este procedimiento sirve también para estimar el coeficiente de reactividad por huecos (promediado a lo largo del canal), que se deduce del valor de C .

El problema inverso; dados los parámetros, encontrar los polos, es inmediato, basta resolver la ecuación de 4° orden del denominador de la función de transferencia. La utilidad principal de este problema consiste en la estructura del polo complejo. Si la parte real del polo es positiva, las oscilaciones de potencia tienden a aumentar de amplitud, y la aproximación lineal dejará de ser válida. Se trata de un caso de inestabilidad.

El cálculo de los polos es interesante además para encontrar la respuesta de la potencia a un impulso de reactividad en el dominio del tiempo. En efecto, si los polos son P_1 , P_2 y P_3 (P_3 complejo) la función de transferencia se descompone en

$$H(s) = H_1(s) + H_2(s) + H_3(s)$$

con:

$$H_1(s) = \frac{A_1}{s-P_1}, \quad H_2(s) = \frac{A_2}{s-P_2}, \quad H_3(s) = \frac{A_3s + B_3}{(s-P_3)(s-P_3^*)}$$

El polo de los neutrones prompt $P_1 \approx -\beta/\Lambda$ es de alta frecuencia, y da lugar a un transitorio muy rápido. El otro polo $P_2 \approx -1.6 \text{ s}^{-1}$, da lugar también a otro transitorio pero de frecuencia menor.

La respuesta a $H_3(s)$ corresponde al polo complejo. Se trata de una oscilación amortiguada exponencialmente. El argumento de la exponencial es la parte real del polo y la frecuencia de la oscilación, la parte imaginaria.

Como índice de estabilidad se emplea la "decay ratio", DR, definida como el cociente entre la amplitud del segundo pico frente a la del primer pico de la respuesta al impulso. Se demuestra que este cociente es constante y de valor igual a:

$$DR = \exp(2\pi\sigma/\omega)$$

$$\text{con } \sigma = \text{Re}(P_3), \quad \omega = \text{Im}(P_3)$$

Para ser más precisos, en un sistema de 4º orden, la DR obtenida como cociente de los primeros picos (los que mejor se miden) no se mantiene constante por causa de los otros términos transitorios. Se trata pues de una DR "aparente". Cuando los transitorios se hacen insignificantes, la DR converge a la que se obtendría con un sistema de orden 2, o sea con las componentes del polo complejo.

La respuesta al impulso se ha calculado con un conjunto de polos representativos de un BWR.

$$P_1 = -136.28 \text{ s}^{-1}, \quad P_2 = -1.57 \text{ s}^{-1}, \quad P_3 = (-0.283 \pm j 2.01) \text{ s}^{-1}$$

obteniendo:

$$\begin{aligned} L^{-1}(H(s)) = & 0.987 e^{-136.28t} - 0.0023 e^{-1.57t} + \\ & + e^{-0.283t} [0.0152 \cos(2.01t) - 0.0121 \text{ sen}(2.01t)] \end{aligned}$$

que corresponde a una frecuencia de oscilación de 0.32 Hz y una DR = 0.41 (Fig. 1).

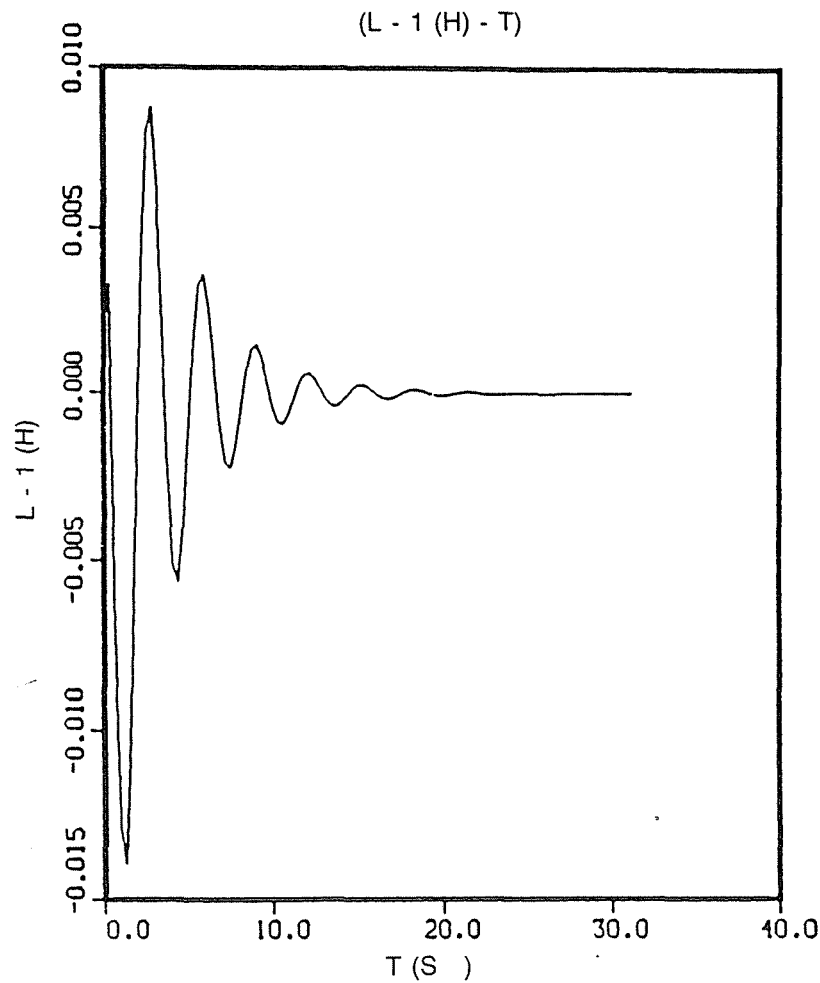


Fig. 1
Respuesta al impulso

Haciendo un seguimiento del parámetro τ se concluye que el aumento de éste se refleja en una disminución de $[P_2]$.

Tomando el caso límite de $\tau \rightarrow \infty$ se obtiene una función de transferencia reducida

$$\frac{s(s+a_2)}{\Lambda s(s + \lambda + \frac{\beta}{\Lambda})(s + a_2) - a_1 Ds - a_1 \frac{CH^2}{\tau}}$$

Numerador y denominador han perdido un orden. Los tres polos obtenidos en este caso son uno real $P_1 \approx -140 \text{ s}^{-1}$ y dos polos complejos conjugados.

Podemos concluir que en el caso límite $\tau \rightarrow \infty$ perdemos el polo (P2) de baja frecuencia mientras que los tres polos restantes no varían ostensiblemente.

4. CALCULOS PARAMETRICOS

La estabilidad de un BWR es un problema que preocupa ya que hay condiciones de operación, fácilmente evitables en las que $DR < 1$, y el reactor se hace inestable.

La función de transferencia potencia/reactividad estimada con tres ceros y 4 polos tiene el aspecto (Fig. 2 y Fig. 3). En la gráfica del módulo se observa un pico a la frecuencia de 0.4 Hz aproximadamente. La DR puede estimarse a partir de la gráfica.

$$\xi = \frac{\text{Semianchura a semialtura}}{\text{Frecuencia de pico}} ;$$

$$DR = \exp(-2\pi\xi/\sqrt{1-\xi^2})$$

Un pico estrecho significa un reactor "poco amortiguado", con una DR alta. El único término de "amortiguamiento" en el modelo reducido de March-Leuba se encuentra en la ecuación para las burbujas:

$$\frac{d^2 \rho_\alpha}{dt^2} + \frac{6}{\tau} \frac{d\rho_\alpha}{dt} + \frac{12}{\tau^2} \rho_\alpha = \frac{CH^2}{\tau} \left(\frac{dT}{dt} + \frac{6}{\tau} T \right)$$

el coeficiente de amortiguamiento es $6/\tau$. Se concluye que si el tiempo de residencia de las burbujas crece, (las burbujas ascienden despacio), el amortiguamiento se reduce, el pico se hace estrecho y la DR aumenta, dando lugar a "reactor más inestable".

Este efecto se observa con los ceros de la ecuación

$$s^2 + \frac{6}{\tau} s + \frac{12}{\tau^2} = 0$$

son complejos:

$$\frac{1}{\tau} (-3 \pm j\sqrt{3})$$

$$\text{Si } \tau \approx 1.6 \text{ s, la frecuencia } f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{12}{\tau^2}} \approx 0.34 \text{ Hz.}$$

MODULO FUNCION TRANSFERENCIA

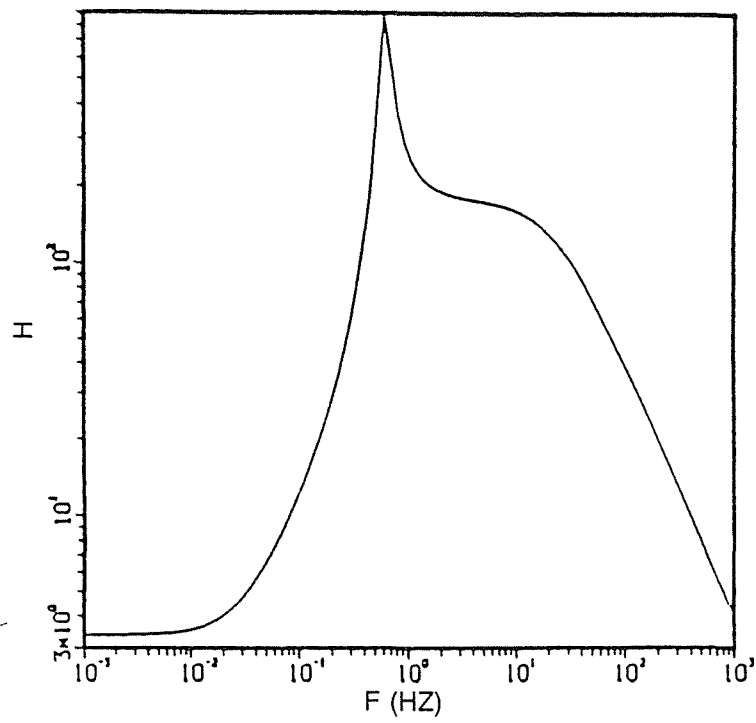


Fig. 2

FASE FUNCION TRANSFERENCIA

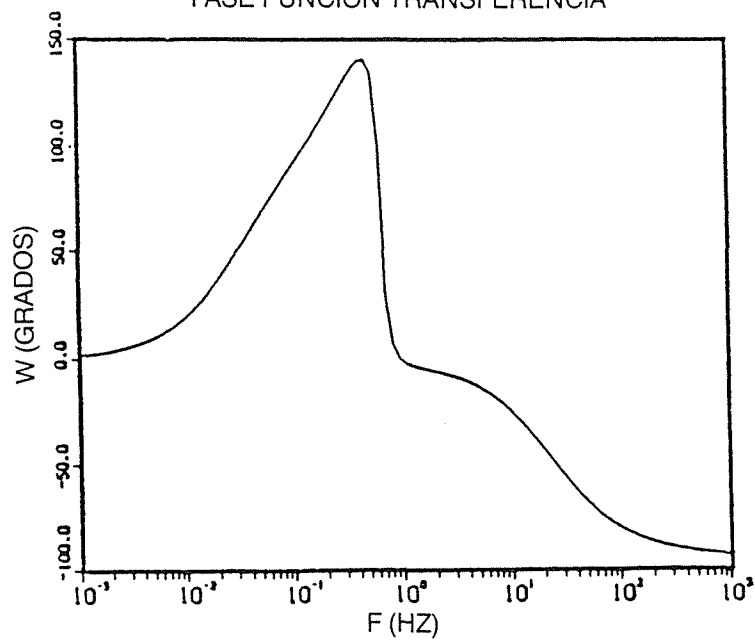


Fig. 3

De aquí se deduce que cuando τ crece, la frecuencia del pico disminuye. El parámetro τ se revela como fundamental en el estudio de la estabilidad de un BWR. Su crecimiento puede asimilarse a una pérdida de flujo de refrigeración y da lugar a un reactor poco amortiguado que oscila más despacio y se acopla mejor a la transferencia de calor. Ambas situaciones conducen a reactor más inestable. El cálculo paramétrico de la DR versus τ , y la frecuencia del pico versus τ , dejando los restantes parámetros constantes (notar que CH^2/τ no depende de τ) corroboran las deducciones anteriores (Fig. 4 y Fig. 5).

El fenómeno de la inestabilidad se produce al disminuir el flujo de refrigeración y aumentar la potencia de oscilación. Paraméricamente puede simularse admitiendo que el flujo es proporcional a $1/\tau$ y la potencia al coeficiente a_1 de la ecuación para la transferencia de calor en el combustible. Se han efectuado cálculos paraméricos de a_1 versus $1/\tau$, obteniendo curvas de DR constantes (Fig. 6) que se asemejan al mapa de operación flujo-potencia (Fig. 7).

Obsérvese que si se mide la DR, con la función de autocorrelación de la potencia por ejemplo, y se conoce τ a partir de los polos de la función de transferencia, podría obtenerse a_1 de estas curvas paraméricas. El otro parámetro, $\frac{CH^2}{\tau}$, independiente de τ , se obtendría de los polos.

5. RESUMEN Y CONCLUSIONES

Se ha deducido el modelo reducido de la dinámica de un BWR, debido a March-Leuba, insistiendo en el significado físico y estructura de los parámetros.

Los parámetros pueden obtenerse a partir de la medida de los polos de la función de transferencia. Para separar el producto $a_1 CH^2/\tau$ es necesario recurrir a la definición de a_1 o calcular un conjunto de curvas paraméricas de DR constante.

Se han efectuado cálculos paraméricos destacando la influencia del tiempo de residencia de las burbujas en la estabilidad del reactor. El análisis refleja con claridad por qué el reactor se hace más inestable cuando se opera a bajo flujo de refrigeración y alta potencia.

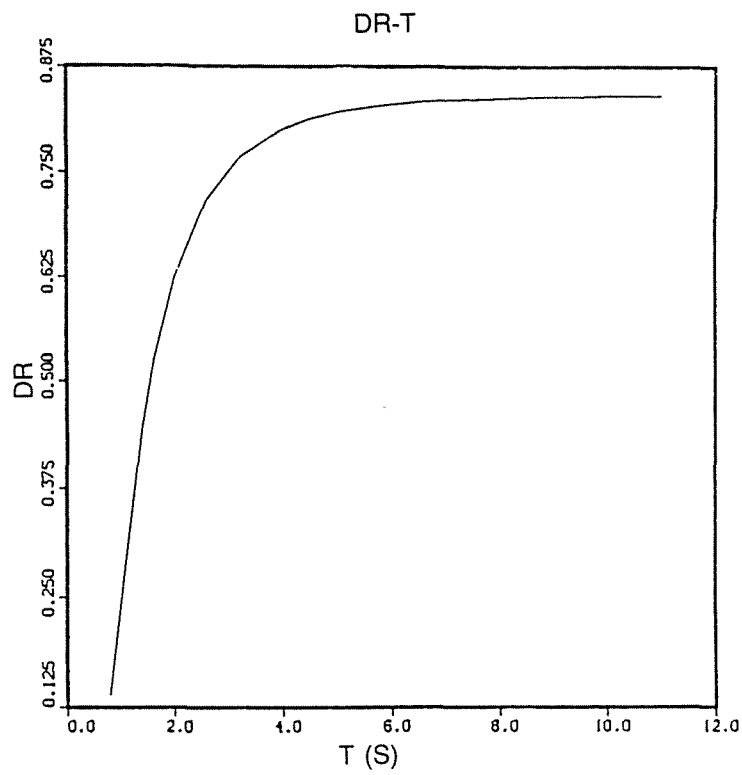


Fig. 4
Decay ratio en función de T

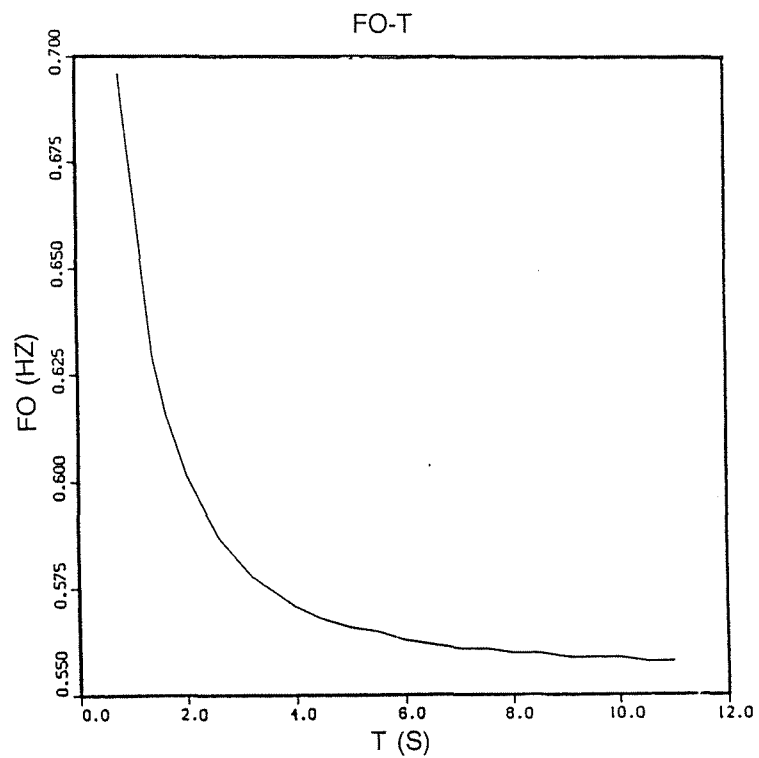


Fig. 5
Frecuencia de pico en función de T

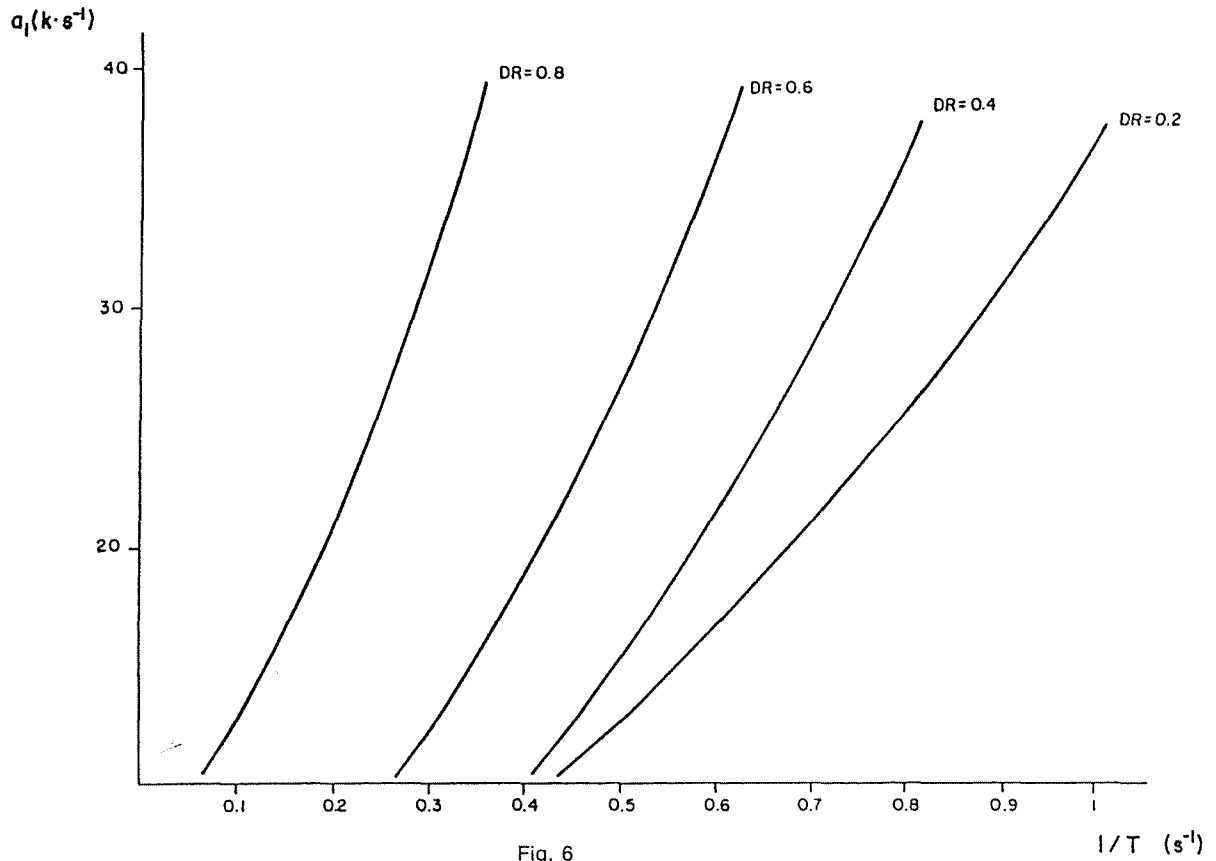


Fig. 6
Curvas de DR constante

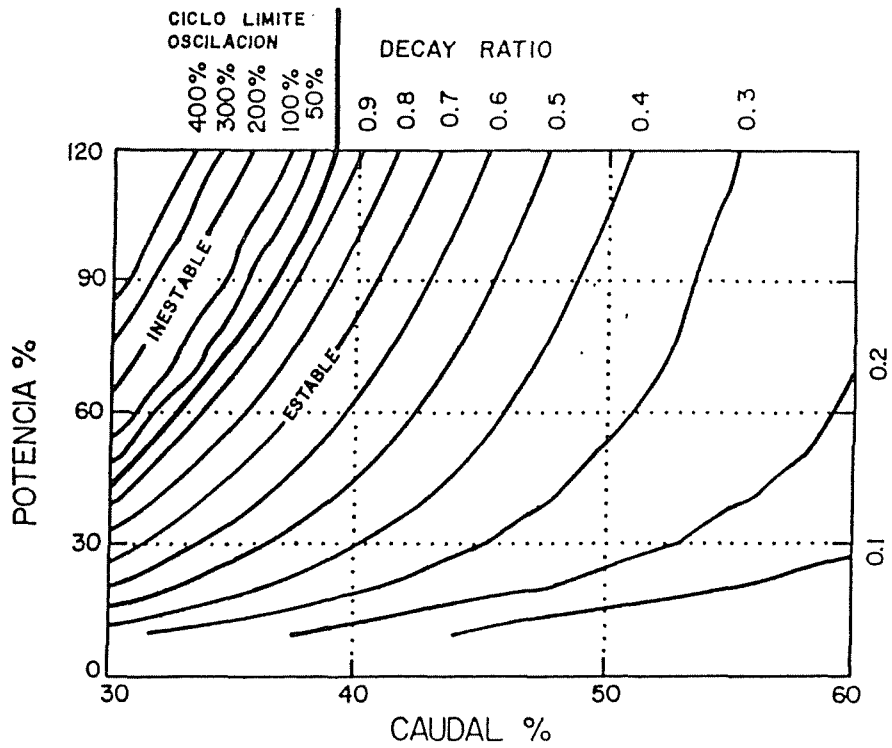


Fig. 7
Mapa de operación Potencia/Caudal

6. REFERENCIAS

- (1) KERLIN, T.W., "Frequency Response Testing in Nuclear Reactors". Academic Press (1974).
- (2) WOFFINDEN, F.B. and NIEMI, R.O., "Low flow stability tests at Peach Bottom Atomic Station Unit 2 at end of cycle 2". EPRI-NP-972 (1981).
- (3) SANDOZ, F.A. and CHEN, S.F., "Vermont Yankee Stability tests during cycle 8". Trans. Am. Nucl. Soc., Vol. 45, p. 727 (1983).
- (4) ARAYA, F. et al., "RETRAN Calculations on the BWR instability". Presentación a "Stability Symposium", Idaho Falls, Idaho, agosto (10-11) (1989).
- (5) MARCH-LEUBA, J., "A reduced order model of BWR linear dynamics". Nucl. Tech., Vol. 75, p. 15 (1986).
- (6) LEWINS, J., "Nuclear Reactor Kinetics and Control", Pergamon Press, 1978.
- (7) MARCH-LEUBA, J., "Dynamic behavior of BWR", PhD dissertation, the University of Tennessee, Knoxville, 1984.

APENDICE A

Deducción de la función de transferencia de un BWR

— Las ecuaciones del modelo reducido son:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n + \lambda c + \frac{\Delta\rho}{\Lambda} \quad [1]$$

$$\frac{dc}{dt} = -\frac{\beta}{\Lambda} n - \lambda c \quad [2]$$

$$\frac{dT}{dt} = a_1 n - a_2 T \quad [3]$$

$$\frac{d^2\rho_\alpha}{dt^2} + \frac{6}{\tau} \frac{d\rho_\alpha}{dt} + \frac{12}{\tau^2} \rho_\alpha = \frac{CH^2}{\tau} \left(\frac{dT}{dt} + \frac{6}{\tau} T \right) \quad [4]$$

$$\rho = \rho_\alpha + DT \quad [5]$$

— Tomando transformada de Laplace de (1) y (2),

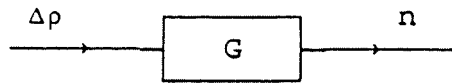
$$ns = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n + \lambda c + \frac{\Delta\rho}{\Lambda}$$

$$cs = -\frac{\beta}{\Lambda} n - \lambda c$$

Eliminando c,

$$ns = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n + \frac{\lambda}{s + \lambda} (\beta / \Lambda) n + \frac{\Delta\rho}{\Lambda}$$

— Teniendo en cuenta el esquema



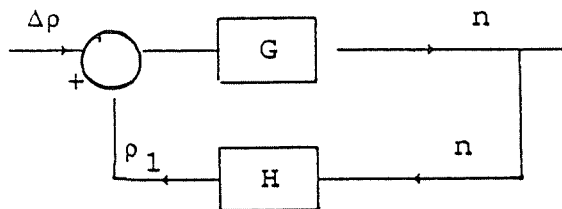
$$\frac{n}{\Delta\rho} = \frac{1}{\Lambda} \frac{1}{s - \left(\frac{\rho - \beta}{\Lambda}\right) + \frac{\lambda}{s + \lambda} \frac{\beta}{\Lambda}}$$

$$\frac{n}{\Delta\rho} = \frac{s + \lambda}{s^2\Lambda - \rho s + \beta s + s\lambda\Lambda - \rho\lambda}$$

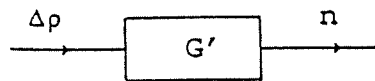
— Teniendo en cuenta que $\rho = 0$ (perturbaciones alrededor del estado crítico),

$$G(s) = \frac{n}{\delta\rho} = \frac{s + \lambda}{s\Lambda \left(s + \frac{\beta}{\Lambda} + \lambda \right)}$$

— En un diagrama como el siguiente,

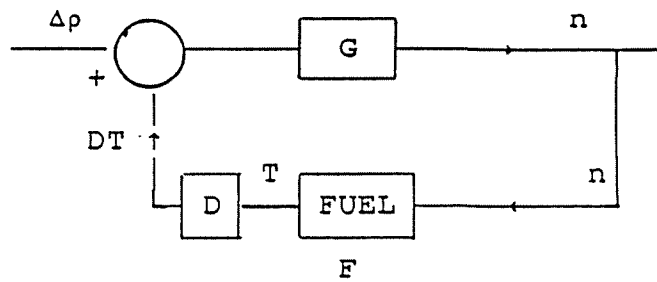


la función de transferencia equivalente sería,



$$\left. \begin{array}{l} G(\Delta\rho + \rho_1) = n \\ G(\Delta\rho + Hn) = n \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{n}{\Delta\rho} = G' = \frac{G}{1 - GH}$$

— Aplicando esto a nuestro caso concreto

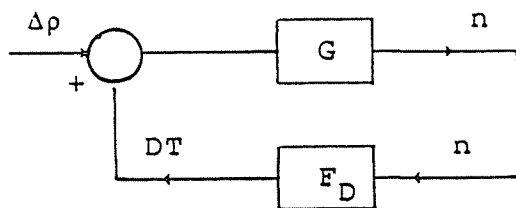


— De la ecuación (3) se obtiene tomando transformada de Laplace:

$$Ts = a_1 n - a_2 T$$

$$\frac{T}{n} = \frac{a_1}{s+a_2} = F$$

— De donde tendríamos una función de transferencia F_D ,



$$F_D = \frac{a_1 D}{s+a_2}$$

— Según esto,

$$\frac{n}{\Delta p} = \frac{G}{1 - GF_D} = \frac{\frac{s+\lambda}{s\Lambda \left(s+\lambda + \frac{\beta}{\Lambda} \right)}}{1 - \frac{(s+\lambda)}{s\Lambda \left(s+\lambda + \frac{\beta}{\Lambda} \right)} \frac{a_1 D}{s+a_2}}$$

$$\frac{n}{\Delta p} = \frac{(s+\lambda)(s+a_2)}{s\Lambda \left(s + \lambda + \frac{\beta}{\Lambda} \right) (s+a_2) - (s+\lambda) a_1 D}$$

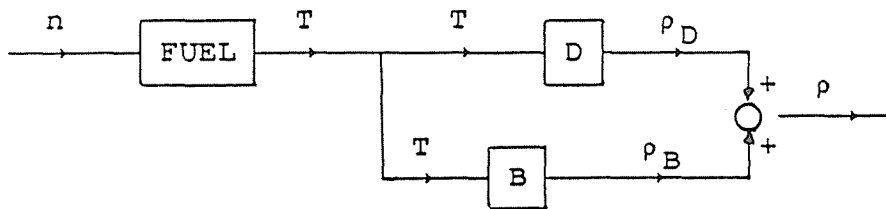
— Tomando transformada de Laplace en (4):

$$p_\alpha \left(s^2 + \frac{6s}{\tau} + \frac{12}{\tau^2} \right) = \frac{CH^2}{\tau} \left(s + \frac{6}{\tau} \right) T$$

se obtiene,

$$\frac{p_\alpha}{T} = \frac{\frac{CH^2}{\tau} \left(s + \frac{6}{\tau} \right)}{s^2 + \frac{6s}{\tau} + \frac{12}{\tau^2}} \equiv B$$

— Teniendo en cuenta el diagrama global,



se concluye,

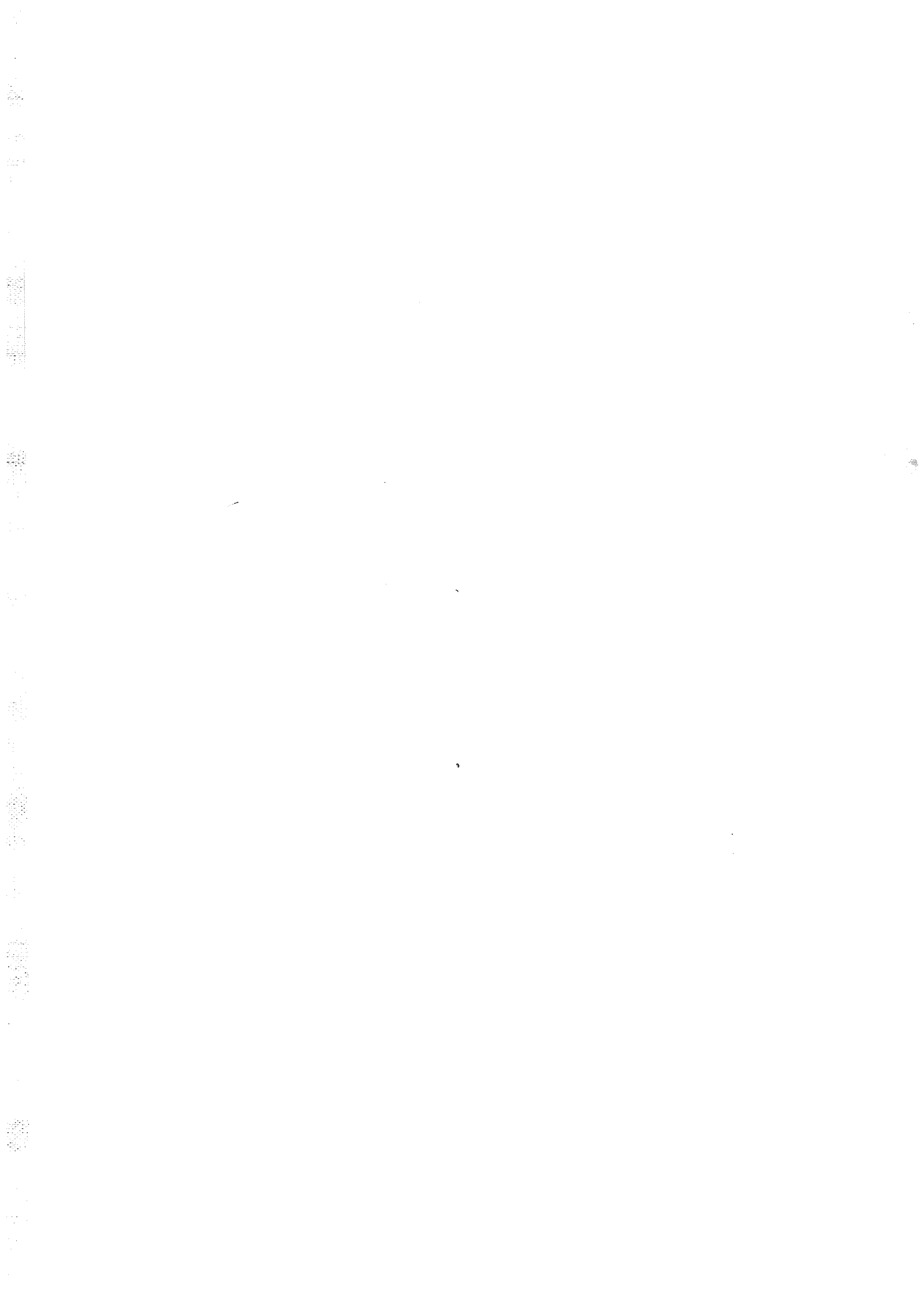
$$p = p_D + p_B = DT + BT = (D+B) T$$

Luego la función de transferencia total H(s) será,

$$\frac{(s+\lambda)(s+a_2)}{s\Lambda \left(s + \lambda + \frac{\beta}{\Lambda} \right) (s+a_2) - (s+\lambda) a_1} \left[D + \frac{\frac{CH^2}{\tau} \left(s + \frac{6}{\tau} \right)}{s^2 + \frac{6s}{\tau} + \frac{12}{\tau^2}} \right]$$

tras algunos pasos se obtiene,

$$H(s) = \frac{(s+\lambda)(s+a_2) \left(s^2 + \frac{6s}{\tau} + \frac{12}{\tau^2} \right)}{s\Lambda \left(s+\lambda + \frac{\beta}{\Lambda} \right) (s+a_2) \left(s^2 + \frac{6s}{\tau} + \frac{12}{\tau^2} \right) - (s+\lambda)a_1 \left[D \left(s^2 + \frac{6s}{\tau} + \frac{12}{\tau^2} \right) + \frac{CH^2}{\tau} \left(s + \frac{6}{\tau} \right) \right]}$$



CIEMAT 668

Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas
Instituto de Tecnología Nuclear. Madrid.

ESTABILIDAD DE UN BWR CON UN MODELO DINAMICO REDUCIDO

BALLESTRIN BOLEA, J.M. y BLAZQUEZ MARTINEZ, J.B. (1990) 31 pp. 7 figs. 7 refs.

La estabilidad de los BWR puede estimarse con modelos dinámicos reducidos. Las predicciones son exactas si los parámetros de los modelos provienen de datos experimentales.

En este trabajo se hace una deducción alternativa de la ecuación para la fracción de huecos, insistiendo en la estructura física de los parámetros. Dado que los polos de la función de transferencia potencia/reactividad están relacionados con los parámetros, si obtenemos los polos (por técnicas tales como análisis de ruido), podríamos obtener los parámetros, resolviendo un sistema no lineal de ecuaciones.

Se ha calculado la "decay ratio" en función de los parámetros mostrando por qué los BWR tienden a ser inestables si se operan a bajo flujo de refrigeración y alta potencia.

CLASIFICACION DOE Y DESCRIPTORES: 210100. BWR Type Reactors. Nuclear Power Plants. Reactor Stability. Mathematical Models. Void Fraction.

CIEMAT 668

Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas
Instituto de Tecnología Nuclear. Madrid.

ESTABILIDAD DE UN BWR CON UN MODELO DINAMICO REDUCIDO

BALLESTRIN BOLEA, J.M. y BLAZQUEZ MARTINEZ, J.B. (1990) 31 pp. 7 figs. 7 refs.

La estabilidad de los BWR puede estimarse con modelos dinámicos reducidos. Las predicciones son exactas si los parámetros de los modelos provienen de datos experimentales.

En este trabajo se hace una deducción alternativa de la ecuación para la fracción de huecos, insistiendo en la estructura física de los parámetros. Dado que los polos de la función de transferencia potencia/reactividad están relacionados con los parámetros, si obtenemos los polos (por técnicas tales como análisis de ruido), podríamos obtener los parámetros, resolviendo un sistema no lineal de ecuaciones.

Se ha calculado la "decay ratio" en función de los parámetros mostrando por qué los BWR tienden a ser inestables si se operan a bajo flujo de refrigeración y alta potencia.

CLASIFICACION DOE Y DESCRIPTORES: 210100. BWR Type Reactors. Nuclear Power Plants. Reactor Stability. Mathematical Models. Void Fraction.

CIEMAT 668

Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas
Instituto de Tecnología Nuclear. Madrid.

ESTABILIDAD DE UN BWR CON UN MODELO DINAMICO REDUCIDO

BALLESTRIN BOLEA, J.M. y BLAZQUEZ MARTINEZ, J.B. (1990) 31 pp. 7 figs. 7 refs.

La estabilidad de los BWR puede estimarse con modelos dinámicos reducidos. Las predicciones son exactas si los parámetros de los modelos provienen de datos experimentales.

En este trabajo se hace una deducción alternativa de la ecuación para la fracción de huecos, insistiendo en la estructura física de los parámetros. Dado que los polos de la función de transferencia potencia/reactividad están relacionados con los parámetros, si obtenemos los polos (por técnicas tales como análisis de ruido), podríamos obtener los parámetros, resolviendo un sistema no lineal de ecuaciones.

Se ha calculado la "decay ratio" en función de los parámetros mostrando por qué los BWR tienden a ser inestables si se operan a bajo flujo de refrigeración y alta potencia.

CLASIFICACION DOE Y DESCRIPTORES: 210100. BWR Type Reactors. Nuclear Power Plants. Reactor Stability. Mathematical Models. Void Fraction.

CIEMAT 668

Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas
Instituto de Tecnología Nuclear. Madrid.

ESTABILIDAD DE UN BWR CON UN MODELO DINAMICO REDUCIDO

BALLESTRIN BOLEA, J.M. y BLAZQUEZ MARTINEZ, J.B. (1990) 31 pp. 7 figs. 7 refs.

La estabilidad de los BWR puede estimarse con modelos dinámicos reducidos. Las predicciones son exactas si los parámetros de los modelos provienen de datos experimentales.

En este trabajo se hace una deducción alternativa de la ecuación para la fracción de huecos, insistiendo en la estructura física de los parámetros. Dado que los polos de la función de transferencia potencia/reactividad están relacionados con los parámetros, si obtenemos los polos (por técnicas tales como análisis de ruido), podríamos obtener los parámetros, resolviendo un sistema no lineal de ecuaciones.

Se ha calculado la "decay ratio" en función de los parámetros mostrando por qué los BWR tienden a ser inestables si se operan a bajo flujo de refrigeración y alta potencia.

CLASIFICACION DOE Y DESCRIPTORES: 210100. BWR Type Reactors. Nuclear Power Plants. Reactor Stability. Mathematical Models. Void Fraction.



CIEMAT 668

Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas. Madrid.
Instituto de Tecnología Nuclear. Madrid.

"BWR STABILITY USING A REDUCED DYNAMICAL MODEL".

BALLESTRIN BOLEA, J.M. y BLAZQUEZ MARTINEZ, J.B. (1990) 31 pp. 7 figs. 7 refs.

BWR stability can be treated with reduced order dynamical models. When the parameters of the model came from dynamical models. When the parameters of the model came from experimental data, the predictions are accurate.

In this work an alternative derivation for the void fraction equation is made, but remarking the physical structure of the parameters. As the poles of power/reactivity transfer function are related with the parameters, the measurement of the poles by other techniques such as noise analysis will lead to the parameters, but the system of equations is non-linear.

Simple parametric calculation of decay ratio are performed, showing why BWRs become unstable when they are operated at low flow and high power.

DOE CLASSIFICATION AND DESCRIPTORS: 210100. BWR Type Reactors. Nuclear Power Plants. Reactor Stability. Mathematical Models. Void Fraction.

CIEMAT 668

Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas. Madrid.
Instituto de Tecnología Nuclear. Madrid.

"BWR STABILITY USING A REDUCED DYNAMICAL MODEL".

BALLESTRIN BOLEA, J.M. y BLAZQUEZ MARTINEZ, J.B. (1990) 31 pp. 7 figs. 7 refs.

BWR stability can be treated with reduced order dynamical models. When the parameters of the model came from dynamical models. When the parameters of the model came from experimental data, the predictions are accurate.

In this work an alternative derivation for the void fraction equation is made, but remarking the physical structure of the parameters. As the poles of power/reactivity transfer function are related with the parameters, the measurement of the poles by other techniques such as noise analysis will lead to the parameters, but the system of equations is non-linear.

Simple parametric calculation of decay ratio are performed, showing why BWRs become unstable when they are operated at low flow and high power.

DOE CLASSIFICATION AND DESCRIPTORS: 210100. BWR Type Reactors. Nuclear Power Plants. Reactor Stability. Mathematical Models. Void Fraction.

CIEMAT 668

Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas. Madrid.
Instituto de Tecnología Nuclear. Madrid.

"BWR STABILITY USING A REDUCED DYNAMICAL MODEL".

BALLESTRIN BOLEA, J.M. y BLAZQUEZ MARTINEZ, J.B. (1990) 31 pp. 7 figs. 7 refs.

BWR stability can be treated with reduced order dynamical models. When the parameters of the model came from dynamical models. When the parameters of the model came from experimental data, the predictions are accurate.

In this work an alternative derivation for the void fraction equation is made, but remarking the physical structure of the parameters. As the poles of power/reactivity transfer function are related with the parameters, the measurement of the poles by other techniques such as noise analysis will lead to the parameters, but the system of equations is non-linear.

Simple parametric calculation of decay ratio are performed, showing why BWRs become unstable when they are operated at low flow and high power.

DOE CLASSIFICATION AND DESCRIPTORS: 210100. BWR Type Reactors. Nuclear Power Plants. Reactor Stability. Mathematical Models. Void Fraction.

CIEMAT 668

Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas. Madrid.
Instituto de Tecnología Nuclear. Madrid.

"BWR STABILITY USING A REDUCED DYNAMICAL MODEL".

BALLESTRIN BOLEA, J.M. y BLAZQUEZ MARTINEZ, J.B. (1990) 31 pp. 7 figs. 7 refs.

BWR stability can be treated with reduced order dynamical models. When the parameters of the model came from dynamical models. When the parameters of the model came from experimental data, the predictions are accurate.

In this work an alternative derivation for the void fraction equation is made, but remarking the physical structure of the parameters. As the poles of power/reactivity transfer function are related with the parameters, the measurement of the poles by other techniques such as noise analysis will lead to the parameters, but the system of equations is non-linear.

Simple parametric calculation of decay ratio are performed, showing why BWRs become unstable when they are operated at low flow and high power.

DOE CLASSIFICATION AND DESCRIPTORS: 210100. BWR Type Reactors. Nuclear Power Plants. Reactor Stability. Mathematical Models. Void Fraction.

