

1 1983

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA

UNIVERSIDAD DE CUYO

INSTITUTO BALSEIRO

APLICACION DE ANALISIS DE RUIDO NEUTRONICO PARA
LA DETERMINACION DE REACTIVIDADES SUBCRITICAS
EN UN REACTOR NUCLEAR

Tesis presentada ante el Instituto Balseiro de la Universidad de Cuyo para optar al título de Doctor en Física. Este trabajo fue realizado en el EIR (Suiza) durante la estada del autor, por un año como becario de la OIEA y posteriormente con una beca de doctorando otorgada por el EIR.

VICENTE HORACIO LESCANO

1983



Asesor Científico
Dr. Klaus Behringer



Doctorando
Lic. Vicente H. Lescano

RECONOCIMIENTO

La realización de este trabajo fue posible gracias al apoyo de las autoridades de la CNEA, a la Organización Internacional de Energía Atómica (OIEA) que otorgó una beca de perfeccionamiento, como / así también al Director del EIR, Prof. H. Gränicher, quien hizo posible la continuación de éste trabajo a través de una beca de Doctorando.

Se agradece, en especial, la colaboración de :
El Dr. K. Behringer, quién desde su estada en la CNEA como experto/ de la OIEA fue fuente de inspiración científica. Por su constante apoyo, por su guía y discusiones esclarecedoras sobre éste trabajo.

El staff de operaciones del reactor SAPHIR, y particularmente a su jefe el Sr. H. Winkler.

El Dr. D. Lübbesmeyer y el Dr. R. Crowe, quienes ayudaron en las mediciones de la evolución de la reactividad inducida por el xenon.

El Sr. B. Leoni, quién resolvió diversos problemas técnicos en la // construcción e instalación de los equipos de medición.

El Sr. J. Phildius, quién ayudó en las mediciones.

El Sr. P. Koehler, quién realizó los cálculos con CODIFF

El Lic. G. Amato, quien realizó los cálculos con TASK

El Lic. J. Piñeyro, por la lectura y crítica del manuscrito.

NOTA

Una versión resumida y parcial del estudio de efectos-espaciales se publicó en el Vol. 9 págs. 443-472 de la revista Annals of Nuclear Energy. Mientras que una versión muy resumida de las mediciones del / xenon forman parte de un trabajo presentado en el SMORN III (Specialist Meeting on Reactor Noise, realizado en Tokio) por el grupo de análisis de ruido, liderado por el Dr. K. Behringer (EIR). Este trabajo está incluido en la publicación del Progress in Nuclear Energy, Vol. 9 págs. 75-82.

DEDICATORIA

Al Dr. K. Behringer, con todo mi afecto.-

Resumen

El análisis de ruido neutrónico en reactores de potencia cero ha alcanzado, actualmente, el nivel de entendimiento adecuado para explicar los fenómenos fundamentales involucrados. La aplicación del análisis de ruido neutrónico, ya sea para medir o monitorear estados // del reactor ligeramente subcríticos, es una técnica bien conocida. Pero aún existen problemas interesantes sin resolver relacionados / con aplicaciones prácticas en la medición de reactividades subcríticas, tales como el rango de validez del modelo cinético puntual.

En el EIR se desarrolló un método especial, on-line, de medición de reactividades subcríticas que utiliza la correlación en el dominio temporal y que es conocido como "zero-crossing correlation method". Este medidor de reactividades subcríticas, denominado shut-down reactivity meter (SDRM), fue usado en mediciones realizadas en el reactor DIORIT, moderado con agua pesada. Además, el método fue también aplicado con suceso en investigaciones llevadas a cabo en la facilidad crítica KATHER, moderada con grafito. El método es general y puede ser aplicado ventajosamente en sistemas que poseen una cinética / mas rápida. El mismo consiste de dos detectores de neutrones, a fin de eliminar el ruido no correlacionado entre ambos canales de medición.

El objetivo es de usar este medidor de reactividades en el reactor tipo piletta SAPHIR (5MW, H_2O) como un equipo operacional para la determinación de reactividades subcríticas. El núcleo de este reactor no permite usar una instrumentación in-core, como normalmente se requiere para este tipo de aplicaciones del análisis de ruido neutrónico. Los detectores de neutrones solo pueden ser localizados en la zona del reflector, cerca de la interfase con el núcleo. La configuración del reactor SAPHIR no tiene una simple geometría rectangular y es modificada toda vez que se realiza un recambio de combustible. Además, una de sus caras está normalmente reflejada con Be.

Para investigar el rango en el cual el modelo cinético puntual / puede ser aplicado para determinar reactividades subcríticas usando el SDRM es necesario determinar, en las condiciones experimentales / mencionadas anteriormente, el rango de reactividades en el cual el equipo da información con una precisión estadística razonable. Después, es necesario investigar la influencia de los efectos espaciales.

La determinación de reactividades subcríticas via la constante de

decaimiento de los neutrones prontos requiere para el análisis un // rango de frecuencias que excede varias veces la frecuencia de corte de la función transferencia obtenida a través del modelo de la cinética puntual. Por lo tanto, aún para un reactor pequeño y desnudo los modos superiores no pueden ser despreciados para frecuencias altas, y como consecuencia de éstos efectos espaciales los datos experimentales deben ser corregidos. En consecuencia, nuestra idea intuitiva era que las mediciones realizadas en el reactor SAPHIR con / los detectores localizados en la zona del reflector (en la posición del pico de flujo térmico) deberían estar influenciadas por efectos espaciales.

Con el objeto de realizar la investigación experimental fue necesario llevar a cabo mediciones, tanto en el dominio temporal como en el de las frecuencias, con el reactor en diferentes condiciones de operación y con diferentes ubicaciones para los detectores. Con los / detectores localizados fuera del núcleo, cerca de la interfase, se / obtuvo para la eficiencia de detección un valor tal que permitió determinar reactividades en el rango de interés, $-5\% < \rho < 0$, con una // precisión estadística razonable lograda en un tiempo de medición aceptable.

El análisis en el dominio temporal requiere una operación manual para el control del reactor en crítico y evitar la refrigeración forzada, ya que ambos sistemas agregan un ruido correlacionado adicional en la región de bajas frecuencias del espectro, lo cual afecta en forma significativa el punto de cruce por cero de la cross-correlation / function.

En el rango de frecuencias altas (para frecuencias mayores que // 100 Hz), la CPSD decrece mas rápida o mas lentamente (dependiendo de la ubicación de los detectores) que lo predicho por el modelo de la / cinética puntual. Sin embargo, para mediciones realizadas en diferentes configuraciones del reactor con detectores ubicados en la zona // del reflector, en la interfase con el núcleo, fue hallado que en el análisis del método de cruce por cero el uso del modelo cinético puntual dió resultados que están en un buen acuerdo con aquellos obtenidos con el método de rod-drop.

Para la parte teórica del trabajo se desarrolló un modelo de cálculo con dependencia espacial, usando teoría de difusión a dos grupos de energía, con el objeto de fundamentar la investigación experimental. El modelo es unidimensional y consiste de un núcleo homogéneo y

reflejado en una de sus caras por un reflector infinito. La cantidad que es calculada e investigada en función de la reactividad del sistema, los parámetros nucleares, el tamaño del núcleo, el tamaño del detector (puntual o distribuido) y la ubicación de los detectores, es la cross-power spectral density entre las fluctuaciones en el count-rate de dos detectores.

Se desarrolló la solución analítica para la CPSD, lo cual permite // realizar su cálculo con la única limitación dada por las hipótesis / del modelo. Esto es especialmente importante en la zona de frecuen- / cias altas del espectro donde (normalmente) al usar la técnica del de sarrollo modal se presentan problemas de convergencia por lo cual es muy difícil reconocer la existencia de efectos espaciales.

El modelo reproduce la forma de la CPSD obtenida experimentalmen- te con ambos detectores localizados en la zona del reflector, cerca / de la interfase con el núcleo. Aplicando en el modelo de cálculo el / zero-crossing correlation method, con los mismos parámetros que los / usados en las mediciones para el condicionamiento de las señales, se demuestra que el uso del modelo cinético puntual es una aproximación muy adecuada. Además, para un modelo de reactor con un núcleo de tama ño grande, con los detectores separados una distancia apreciable y al menos con uno de ellos ubicado dentro del núcleo, se determina un com portamiento inusual en la CPSD o en la función coherencia. Esto es, / la aparición en la zona de frecuencias altas de las llamadas sink-fre cuencias. Este fenómeno es conocido en el tratamiento de núcleos aco plados y confirma la validez de nuestros cálculos.

Desde el punto de vista práctico debemos remarcar que el propósi- to de la investigación teórica es mostrar tendencias de los efectos / cinéticos espaciales para contribuir al entendimiento de las observa- ciones experimentales. Los resultados numéricos presentados en éste / trabajo fueron derivados de un modelo simple de cálculo y, por consi- guiente, no pueden ser usados como factores de corrección a ser apli- cados a los resultados dados por el modelo cinético puntual.

Basados en nuestras investigaciones experimentales, fundamentadas por los resultados del modelo teórico, esto es la validez del modelo cinético puntual en el rango $-5\% < \rho < 0$ para los detectores locali- zados en la región del reflector (cerca de la interfase), se realizó una aplicación práctica de estos resultados : la evaluación on-line, con el uso del SDRM y con los detectores ubicados fuera del núcleo, / del envenenamiento producido por el Xe-135 después de un shut-down //

del reactor SAPHIR operando a potencia estacionaria. Hasta tanto se pudo verificar en la literatura, esta es la primera vez que se mide, mediante un análisis on-line y usando las técnicas de ruido neutrónico, el envenenamiento por Xenon después de un shut-down. Para la evaluación de la reactividad inducida por el envenenamiento producido / por el Xenon se usó un tratamiento con teoría de perturbaciones a un grupo de energía. Para el análisis de los datos se desarrolló un proceso de ajuste que permitió la determinación de tres parámetros de interés :

- la constante de decaimiento del modo fundamental de los neutrones pronto para el reactor en estado crítico, α_c .
- la reactividad inducida por el Xenon en equilibrio al instante previo al shut-down.
- un valor de reactividad relacionado con el Xenon que se produce por decaimiento del I-135 después del shut-down.

Estas dos últimas cantidades fueron usadas para obtener una estimación del flujo promedio del reactor en potencia, previo al shut-down.- //

I N D I C E

Capítulo I.	Introducción.....	1
Capítulo II.	Investigación Experimental	7
II.1	Descripción del "Zero-Crossing Method"	7
II.2	Relaciones Teóricas Generales	12
II.3	Uso del Simulador	15
II.4	Uso del SDRM en el Reactor SAPHIR	17
II.4.1	Primera Serie de Mediciones	18
II.4.2	Segunda Serie de Mediciones	21
Capítulo III	Concepto del Modelo. Ecuaciones Fundamentales y Relaciones	24
III.1	Concepto del Modelo	24
III.2	Ecuaciones Estáticas Fundamentales	27
III.3	Teoría Cinética de Perturbaciones	28
III.4	Determinación de la Función Count-Rate Cross-Power Spectral Density (CPSD _R)	34
III.5	Densidad Espectral Global de Referencia	40
III.5.1	α - Search	41
III.5.2	Power Spectral Density de las Fluctuaciones en Potencia Inducidas por Fluctuaciones Estadísticas en la Reactividad	43
Capítulo IV	Resultados Numéricos del Modelo de Cálculo	45
Capítulo V	Medición y Análisis de la Evolución del Xenon después del Shut-Down	54
V.1	Fundamentos Teóricos del Envenenamiento Inducido por el Xe-135	55
V.1.1	Evolución Temporal de la Concentración del Xe-135	55
V.1.2	Tratamiento con Dependencia Espacial Usando Teoría de Perturbaciones en un Grupo de Energías..	57
V.1.2.1	Envenenamiento Producido por el Xenon en Equilibrio	57
V.1.2.2	Evolución del Envenenamiento Inducido por el Xenon Después del Shut-Down	59
V.2	Condiciones Experimentales	61

Abstract

Presently, zero-power neutron noise analysis has reached the level / of understanding the fundamental phenomena involved. The application of neutron noise analysis to measure or monitor weakly subcritical / reactor states is a well-known technique; but there are still interesting unsolved problems with regard to practical applications related to subcritical reactivity measurements, e.g. the validity range of the point kinetics model.

A special on-line correlation method in the time domain, established as "zero-crossing correlation method", has been developed at / EIR. This shut-down reactivity meter (SDRM) was practically used at the heavy water moderated reactor DIORIT, but successful investigations of the method were also performed on the graphite moderated / critical facility KATHER. The method is general and can also advantageously be applied to faster kinetic system. It consists of a // two detector measuring device to eliminate uncorrelated background noise.

The aim is to use this reactivity meter at the swimming pool reactor SAPHIR (5MW, H_2O) as an operational equipment for the determination of subcritical reactivities. The core of this reactor does / not allow a proper in-core instrumentation, as it is usually required for this type of neutron noise analysis application. The neutron detectors can only be located in the reflector zone close to the core boundaries. The core configuration of SAPHIR does not have simple rectangular geometry and is changed when a fuel element shuffling / is made. Moreover, on one side a Be-reflector bank is normally used.

To investigate the reactivity range in which the point kinetics model can be applied to determine subcritical states with the SDRM requires at first, and under the experimental conditions mentioned above, to find out the reactivity range for which the Meter gives information with a reasonable statistics accuracy. Then, it is necessary / to investigate the influence of the space-effects.

The determination of subcritical reactivities via the prompt flux / decay requires a frequency range for the analysis which exceeds several times the break frequency of the point reactor reactivity // transfer function. Then, even for a small bare reactor system the / appearance of higher modes cannot be disregarded at higher frequencies and this introduces spatial-effects for which the experimental data must be corrected. Consequently, it was our intuitive feeling

that measurements at the reactor SAPHIR with detectors located in // the reflector zone (at the position of the thermal flux peak) should be influenced by space-effects.

In order to fulfil the experimental investigation, it was necessary to perform measurements in both, the time and the frequency domains, with the reactor in different conditions of operation and with different detector arrangements. Near to the interface, ex-core detector arrangements give sufficient detector efficiencies to determine reactivities in the range of interest, $-5\% < \rho < 0$, within reasonable // measuring times and with a reasonably statistics accuracy.

Analysis in the time domain requires manual control operation at critical and to avoid the forced cooling, because they add correlated noise in the low frequency region of the spectrum which // affects significantly the zero-crossing point of the cross-correlation function.

In the high frequency range (for frequencies higher than 100 Hz), the CPSD is decreasing slower or faster (depends on the detector arrangement) than the point model prediction. Nevertheless, the use of the point reactor model, with detectors located in the reflector zone // close to the core boundaries, was found to be a useful approach in // the analysis of the zero-crossing correlation method yielding results which agreed well with those obtained from the rod-drop method, for different core configurations.

The theoretical part of the work is concerned with a space-dependent model calculation in two-group diffusion theory to support the experimental findings. The model, represents a 1 - D reactor system consisting of a homogeneous core and an infinite homogeneous reflector on the right-hand side. The quantity which is calculated and investigated as a function of the system reactivity, the nuclear parameters, the core size, the detectors size (punctual and distributed), and the detectors location, is the cross power spectral density of the count-rate fluctuations between the two detectors.

We developed the closed solution for the spectra evaluation, which // permits to determine the CPSD's with the only approximations given // by the model assumptions. This is specially important in the high // frequency region of the spectras, where (normally) due to the convergence problem, using the technique of the modal approach it is hard to recognize the space-effects.

The model reproduces the shape of the cross-spectra found in the ex-

periments when both detectors are located in the reflector zone near the core boundary. Applying the model calculation to the zero-crossing correlation method with the same instrumental data as used in the measurements reveals that the point-kinetics approximation holds very well. For detectors widely spaced in a large core model, and at least with one detector in the core zone, unusual behaviour of the cross-spectra or coherence function, respectively, can be observed. The appearance of a sink structure at higher frequencies. The breakdown of point kinetics in such cases is not a new result, but rather a confirmation of the validity of our calculations.

From the practical point of view, it must be emphasized that the aim of the theoretical investigation is to show trends involved in spatial kinetic effects and to give a contribution to a better understanding of experimental observations. The numerical results represented in this work were derived from simple model assumptions and are certainly not sufficient to enable quantitative correction factors to be applied to point kinetic results.

Based on our previous experimental investigations and support from our theoretical results, i.e. the validity of the point kinetics model in the range $-5\% < \rho < 0$ with detectors located in the reflector region (near the interface), we perform a practical application : the evaluation of on-line measurements of the xenon-poisoning at SAPHIR after shut-down from power operation by the use of the SDRM with ex-core detector locations. As far as we could check the literature, it is the first time that the xenon poisoning after a reactor / shut-down was measured by an on-line analysis and using the reactor / noise techniques. For the evaluation of the reactivity effects induced by the Xe-135 poisoning, we used the treatment of perturbation theory in one energy group. For the data analysis we developed a fitting procedure which permits the determination of three parameters of interest :

- the prompt neutron decay constant for the delayed critical state, α_c
- the stationary xenon reactivity worth at the time of shut-down
- a xenon reactivity worth involved in the build-up of the xenon peak due to the decay of iodine.

The latter two quantities were used for obtaining an estimate of the core averaged power flux before shut-down.

V.2.1	Equipo de Medición y Parámetros Seleccionados...	61
V.2.2	Condiciones en el Reactor	62
V.3	Análisis de las Mediciones	63
V.3.1	Procedimiento para el Cálculo de los Valores de α	63
V.3.2	Relaciones Básicas	64
V.3.3	Ajuste de los Datos Experimentales. Parámetros obtenidos	65
V.4	Resultados Numéricos	68
V.4.1	Resultado del Ajuste por Cuadrados Mínimos en el Intervalo $t_0 < t < t_1$	68
V.4.2	Estimación del Flujo Térmico Promedio para el Reactor en Potencia Estacionaria	69
V.4.3	Resultado del Ajuste por Cuadrados Mínimos pa- ra $t > t_2$	71
Capítulo VI	Conclusiones	73
Apéndice A	Flujos Estáticos	78
Apéndice B	Funciones Importancia Cinética	83
Apéndice C	Efectos Espaciales en la CPSD _R para un Reactor Homogéneo y Desnudo	89
Apéndice D	Proceso de Ajuste por Cuadrados Mínimos para la Determinación de la Reactividad Inducida por el Xenon	98
Referencias		101
Tablas		112
Figuras		120

I Introducción

La reactividad es un parámetro global del reactor que expresa el balance de reacciones en el mismo. Su conocimiento es esencial para la operación segura del sistema. La mayoría de las técnicas usadas / para medir reactividad fueron desarrolladas asumiendo la validez del modelo cinético puntual, pero el detector solo puede seguir la evolución temporal de la población neutrónica en una zona muy localizada del reactor por lo que la información experimental depende de la posición del detector. Su desviación con respecto al comportamiento // predicho por el modelo cinético puntual es conocida en la literatura como efecto-espacial. Es de mencionar que en estados cercanos a crítico dicho efecto es, en general, menos significativo.

Para corregir el efecto espacial se desarrollaron, principalmente, modelos sencillos con teoría de difusión a un grupo de energía, con el objeto de determinar las condiciones de medición óptimas (posición de los detectores, ubicación de la fuente externa, etc.) y/o calcular un factor de corrección espacial para obtener la reactividad como un parámetro global del reactor. Si nos referimos a los métodos que pueden ser aplicados a la determinación de reactividades / con valores subcríticos equivalentes a una barra de control, un banco de barras, etc. podemos mencionar una primera clasificación hecha por Gozani (40) donde se incluyen :

- Métodos estadísticos
- Rod-Drop
- Source-Jerk
- Fuente Pulsada

Particularmente interesante es un método de rod-drop modificado que fué desarrollado en el EIR (Suiza) por Demarmels (29). En el mismo, se obtiene la reactividad a través de un ajuste no - lineal por cuadrados mínimos de la evolución de la población neutrónica a partir de un cierto tiempo de producida la caída de barra; lo cual permite disminuir la influencia de los armónicos pronto y de la distorsión cinética (diferencia entre la forma espacial del modo fundamental pronto y los modos retardados). Este método fue usado con suceso en el reactor tipo swimming pool SAPHIR y, actualmente, forma parte del instrumental del reactor para la calibración off-line de las barras de control. En el método Source-Jerk, la contaminación de armónicos puede introducir errores muy significantes. El factor de corrección espacial puede ser calculado una vez que se asuma un modelo

para el sistema en estudio. En el reactor SAPHIR, por ejemplo, el / modelo de un reactor homogéneo desnudo y unidimensional con un tratamiento de teoría de difusión a un grupo de energías, fué usado // con suceso (40). El efecto de la contaminación por armónicos prontos fué largamente estudiado (39, 78, 62). En la técnica de fuente / pulsada, por ejemplo, la relación en el pulso de equilibrio entre el área total bajo la parte pronta y el área total bajo la parte retardada, fué originalmente identificada por Sjöstrand (89) como la reactividad subcrítica del sistema. El llamado "extrapolated area-ratio method" desarrollado por Gozani (39) y basado en resultados teóricos para un reactor térmico homogéneo y desnudo, utiliza solamente el // área bajo la parte fundamental de la respuesta pronta en vez del área pronta total. Por largo tiempo fué aceptado que al remover los / armónicos prontos el método de Gozani daba mejores resultados. En // una serie de trabajos teóricos (48,49) fué investigada la validez de éste concepto. El resultado final es que los armónicos prontos no // siempre son indeseables. Los métodos de Sjöstrand y Gozani son, en / un cierto sentido, complementarios. Mientras que el método de Gozani es válido cuando no hay distorsión cinética, el método de Sjöstrand comienza a ser aplicable justamente en núcleos fuertemente refleja-/ dos.

En los métodos de Source-Jerk y Fuente Pulsada la inyección de / los neutrones rápidos es muy localizada, por lo que la excitación // de armónicos superiores puede ser importante, dependiendo de la geometría del sistema y del punto espacial donde está ubicada la fuente. En ruido neutrónico las fisiones están distribuidas sobre todo el núcleo; entonces uno podría suponer que la excitación de modos superiores es de menor importancia.

El desarrollo de las técnicas de análisis de ruido neutrónico introdujo posibilidades nuevas e interesantes con respecto a investigaciones relacionadas con mediciones de reactividad, ya que los procesos estadísticos de las cadenas neutrónicas contienen información correlacionada y actúan como una perturbación natural distribuida en / el núcleo del sistema. Luego, es de remarcar de que ésta característica especial del análisis de ruido hace innecesario el introducir / una perturbación externa con el sistema en crítico. Para reactores / que tienen como background una fuente natural de fotoneutrones, la / misma actúa como una perturbación distribuida sobre el reactor en estado subcrítico.

Un primer intento fué el uso del método estadístico de Rossi- α .

Después de una serie de mejoras en el sistema de reducción de los / datos de Rossi- α , fué posible evaluar mediciones realizadas en condiciones experimentales desfavorables en el reactor STARK (principalmente térmico) y en la facilidad rápida SNEAK en el rango de / reactividades -0.1 a -5\$ (84).

Entre 1964 y 1965 fué desarrollado el experimento de cross-correlation, con dos detectores. Un sistema de medición con dos detectores elimina la componente del ruido de detección la cual es sin / correlación entre ambas señales de los detectores y que, de otra forma, sería un background predominante. En experimentos con dos detectores fueron usados diversos métodos para determinar reactividades / subcríticas. De acuerdo a Seifritz y Stegemann (84), podemos incluir:

- Métodos basados en el análisis de la cross-power spectral density
- Correlación de polaridad, en el dominio temporal

Asumiendo la validez del modelo cinético puntual, fueron desarrollados diferentes prototipos de medidores de reactividad on-line para determinar valores de reactividad, en reactores térmicos de potencia cero, de hasta -7\$ (84). Debemos remarcar que éstos límites en / reactividad están dados por la performance del equipo experimental / y no se refieren al rango de validez del modelo cinético usado.

Un método especial para la medición on-line de reactividades subcríticas, conocido como Zero-Crossing Correlation Method, fué desarrollado en el EIR (8 , 9 , 10 , 12). El mismo está basado en un sistema con dos detectores y una etapa de filtros aplicada a cada canal de medición. Este equipo fué desarrollado originalmente para sistemas con cinética-pronta lenta. La idea es que con una simple etapa / de filtros RC-pasa altos para las señales de los detectores, idénticas en ambos canales de medición, las componentes de ruido de los // neutrones retardados son eliminadas quedando solamente como componente la cinética pronta.

Asumiendo la validez del modelo cinético puntual, la constante / de decaimiento de los neutrones prontos está relacionada en forma // simple con la reactividad. La función cross-correlation de la señal filtrada tiene un punto de cruce por cero el cual depende de la constante de decaimiento de los neutrones prontos y es, por lo tanto, usado como una medida de la reactividad.

Este medidor de reactividades subcríticas fué usado con suceso / tanto en el reactor DIORIT, moderado con D_2O , como en el reactor KA-

THER (90) moderado con grafito. El método es general y puede ser aplicado ventajosamente en sistemas con una cinética más rápida. La idea es de usar éste equipo en el reactor tipo swimming pool SAPHIR (5 MW, H₂O) con el propósito de incorporarlo como parte de su instrumentación, pero por razones operativas los detectores solo pueden ubicarse en la interfase núcleo-reflector. De acuerdo a la literatura, para ésta posición de los detectores es esperable la aparición de efectos espaciales.

En el estudio de efectos espaciales, se determinó que en reactores acoplados existe la llamada "sink-frequency" en la CPSD (43, 2, 83, 28). Este efecto, la aparición de uno o más mínimos en la CPSD medida con un detector en cada núcleo, fué investigado en diferentes geometrías de núcleos acoplados. Por otra parte, en un reactor de tamaño grande la función cross-power spectral density debe depender de la posición de los detectores. Investigaciones experimentales llevadas a cabo en éste tipo de sistemas (20, 91, 73) demuestran que en éste caso la aplicabilidad del modelo cinético puntual es una aproximación muy pobre, especialmente para detectores ubicados cerca de la interfase núcleo-reflector. Este comportamiento no ha sido reproducido, todavía, con un modelo teórico.

Entonces, nosotros sospechamos que mediciones hechas en el reactor SAPHIR con detectores localizados en la zona del reflector (en la posición del pico del flujo térmico) deberían ser influenciadas por efectos espaciales. Esta idea es contraria a los resultados experimentales obtenidos en un reactor tipo swimming pool (77), donde se afirma que el modelo cinético puntual es válido hasta frecuencias de 1 KHz. Dado que en ese trabajo solo se midió la densidad espectral con un detector, el ruido de detección es un parámetro desconocido (y predominante) en el ajuste de los datos. El análisis, entonces, no es lo suficientemente sensible como para discriminar efectos en altas frecuencias.

Para determinar el rango de validez del modelo cinético puntual usado en la estimación de reactividades con el SDRM, la investigación experimental es desarrollada con diferentes configuraciones del reactor SAPHIR y con detectores ubicados en diferentes posiciones, especialmente en la zona del reflector en la interfase con el núcleo. Estas investigaciones son complementadas por el desarrollo de un modelo teórico que contribuye a un mejor entendimiento de los efectos espaciales.

Las investigaciones experimentales fueron realizadas tanto en el

dominio temporal como en el de las frecuencias y con el reactor en diferentes condiciones de operación. SAPHIR no es un reactor "limpio", y uno puede esperar que la fuente natural de fotoneutrones, la operación del servo-mecanismo (que se usa para estabilizar el reactor en crítico), y vibraciones mecánicas puedan distorsionar / mediciones de reactividad hechas con el SDRM. El punto de cruce por cero de la función cross-correlation es una cantidad global y una / información mas detallada acerca de la estructura del ruido neutrónico puede obtenerse en el dominio de las frecuencias.

Con el objeto de fundamentar las investigaciones experimentales, se desarrolló un modelo teórico simple que permita estimar un orden de magnitud para los efectos espaciales como así también sus tendencias. Esto es de mucha utilidad para entender las mediciones hechas en SAPHIR. Este es un reactor de potencia destinado a la investigación. Su núcleo no tiene una geometría simple y normalmente en una de sus caras se usa un banco reflector de Berilio. De acuerdo a los resultados obtenidos el modelo de cálculo puede ser luego refinado.

Una aplicación práctica de parte de ésta investigación, es la evaluación on-line de la reactividad inducida por el Xenon-135 después de un shut-down del reactor SAPHIR y mediante el uso del SDRM con dos detectores ubicados fuera del núcleo. Hasta tanto se pudo / chequear la literatura, ésta es la primera vez que la reactividad / inducida por el xenon después de un shut-down fué medida on-line y usando métodos de ruido.

En el capítulo II están descriptos los fundamentos del llamado "zero-crossing correlation method" y las investigaciones experimentales, tanto en el dominio temporal como en el de las frecuencias, con el reactor en crítico y en subcrítico con el objeto de determinar la desviación de la cinética del SAPHIR con respecto al modelo cinético puntual.

El capítulo III trata la descripción del modelo, la definición de las ecuaciones fundamentales y las funciones estadísticas básicas que han sido consideradas en éste trabajo. La cantidad que será calculada e investigada como una función de la reactividad del sistema, los parámetros nucleares, el tamaño del núcleo y la ubicación de los detectores es la función cross-power spectral density de las fluctuaciones del count-rate de ambos detectores. La función count-rate cross-power spectral density se deriva usando teoría de perturbaciones de primer orden en el dominio de las frecuencias empleando

las técnicas de Langevin con fuentes equivalente de ruido. Para // ello, es necesario calcular los flujos estáticos y las llamadas funciones de importancia. También se describen otras funciones estadísticas básicas que fueron usadas en las investigaciones numéricas.

En el capítulo IV se dan los resultados de la investigación numérica. Dos tamaños de núcleos son considerados; el reactor "realístico" cuya dimensión corresponde a un reactor de investigación, y el reactor "grande" cuyo tamaño es representativo de un reactor de potencia.

La investigación con detectores distribuidos y el análisis de la densidad espectral de las fluctuaciones de potencia son también consideradas. Algunos resultados numéricos de la CPSD son transformados al dominio temporal con el objeto de evaluar, mediante el uso del // "zero-crossing correlation method", la reactividad y ver en que medida éste parámetro está afectado por los efectos espaciales (dependencia del zero-crossing point de la cross-correlation function con la reactividad). Un punto muy interesante es la comparación entre las / tendencias de los efectos espaciales medidos en reactores con geometrías diferentes, y en particular en el reactor SAPHIR, con detectores localizados en la región del reflector cerca de la interfase con el núcleo y para diferentes estados de subcriticidad, con los resultados dados por el modelo teórico.

En el capítulo V, se incluye el análisis del envenenamiento por xenon medido en el reactor SAPHIR después del shut-down y usando análisis de ruido neutrónico. Los efectos en reactividad debido al Xe-135 son tratados mediante teoría de reactores con dependencia espacial usando teoría de perturbaciones en un grupo de energías. Se desarrolla un método de ajuste de los datos experimentales que permite determinar parámetros de interés práctico con un error del orden de 1%.-

Finalmente, en el capítulo VI, se dan las conclusiones.

II Investigación Experimental

II.1 Descripción del "Zero-Crossing Method"

La señal de corriente de un detector de neutrones, $i(t)$, consiste de un valor medio de corriente, $\bar{i}$, al cual se le superpone una / señal pequeña y oscilante. Se define la función de autocorrelación como :

$$\phi_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T [i_x(t) - \bar{i}_x] [i_x(t+\tau) - \bar{i}_x] dt \quad (2.1.1a)$$

y la función de correlación cruzada :

$$\phi_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T [i_x(t) - \bar{i}_x] [i_y(t+\tau) - \bar{i}_y] dt \quad (2.1.1b)$$

Para un experimento con un detector, x, o dos detectores, x e y, // respectivamente.

Usando la aproximación de la cinética puntual, incluyendo a los neutrones retardados, se obtiene una expresión explícita para las / funciones auto y cross-correlation (84) :

$$\phi_{xx}(\tau) = \epsilon_x F \left[\bar{q}^2 \delta(\tau) + f \epsilon_x D \bar{q}^2 \sum_p A_p G(s_p) \exp(-s_p |\tau|) \right] \quad (2.1.2a)$$

y

$$\phi_{xy}(\tau) = f \epsilon_x \epsilon_y F D \bar{q}^2 \sum_p A_p G(s_p) \exp(-s_p |\tau|) \quad (2.1.2b)$$

donde:

$\epsilon_{x(y)}$: eficiencia del detector en el canal x (y), en cuentas / por fisiones en el sistema.

$q_{x(y)}$: carga liberada por neutron detectado en el canal x (y)

D : factor de Diven ($\sim .8$)

f : factor de corrección espacial, de orden 1, el cual depende de la geometría del reactor y de la distribución espacial de fisiones.

A_p y S_p son los coeficientes y los polos de la función transferencia del reactor, que se expresa como :

$$G(\omega) = \sum_{p=0}^6 \frac{1}{i\omega + s_p}$$

con :

$$A_p = \frac{1}{\Lambda + \sum_p \frac{b_p \lambda_p}{(s_p + \lambda_p)^2}}$$

Λ : tiempo entre generaciones

$$b_p = \beta_p / \beta$$

λ_p : constante de decaimiento, del grupo p, de neutrones retardados

β_p : fracción efectiva, del grupo p, de neutrones retardados

$$\beta = \sum_p \beta_p$$

Las expresiones analíticas para las funciones auto y cross-power spectral density en la aproximación del modelo cinético puntual se obtienen, asumiendo un tiempo de medición suficientemente largo, haciendo la transformada de Fourier de las funciones de correlación dadas por las ecs. (2.1.2a) y (2.1.2b), respectivamente :

$$APSD_{xx}(\omega) = 2 \epsilon_x F \left(\overline{q^2} + f \epsilon_x D \overline{q^2} |G(\omega)|^2 \right) \quad (2.1.3a)$$

para la función auto-power spectral density, y :

$$CPSD_{xy}(\omega) = 2 f F \epsilon_x \epsilon_y D \overline{q^2} |G(\omega)|^2 \quad (2.1.3b)$$

para la función cross-power spectral density, la cual en la aproximación pronta, $\omega \gg \lambda_i$, se reduce a :

$$CPSD_{xy}(\omega) \sim \frac{1}{\omega^2 + \left(\frac{\beta - \rho}{\Lambda}\right)^2} \quad (2.1.4)$$

con : ρ = reactividad

En la función de autocorrelación hay dos contribuciones, el pri

mer término representa el ruido sin correlación (ruido de detección) mientras que el segundo término es el ruido correlacionado. Es de / mencionar que en la función de correlación cruzada el ruido sin co- rrelación desaparece.

Diferentes investigaciones, tanto experimentales como teóricas (30,92), han demostrado la posibilidad de medir parámetros cinéticos del reactor por medio de la auto o cross-correlation de la función / definida al determinar la polaridad de la señal proveniente de las / cámaras de ionización. Las funciones auto y cross-correlation de las funciones de polaridad son ;

$$\Pi_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \text{sign} [i_x(t) - \bar{i}_x] \text{sign} [i_x(t+\tau) - \bar{i}_x] dt \quad (2.1.5a)$$

$$\Pi_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \text{sign} [i_x(t) - \bar{i}_x] \text{sign} [i_y(t+\tau) - \bar{i}_y] dt \quad (2.1.5b)$$

siendo la función de polaridad :

$$\text{sign} [X(t)] \begin{cases} = 1 & \text{cuando } X(t) > 0 \\ = -1 & \text{cuando } X(t) < 0 \end{cases}$$

Las funciones (2.1.5) son más fáciles de computar que las (2.1.1), / ya que las funciones de correlación de polaridad son mas simples y / por lo tanto los algoritmos usados para computar la correlación son más rápidos.

Las relaciones entre $\phi_{xx}(\tau)$, $\phi_{xy}(\tau)$ y $\Pi_{xx}(\tau)$, $\Pi_{xy}(\tau)$

están dadas en las referencias (92, 71) . Se verifica que :

$$\phi_{xx}(\tau) = \text{RMS}_x^2 \sin \left[\frac{\pi}{2} \Pi_{xx}(\tau) \right] \quad (2.1.6a)$$

y

$$\phi_{xy}(\tau) = \text{RMS}_x \text{RMS}_y \sin \left[\frac{\pi}{2} \Pi_{xy}(\tau) \right] \quad (2.1.6b)$$

donde RMS_x , RMS_y son los valores RMS de las señales analógicas pro

venientes de las cámaras de ionización para los canales x e y, respectivamente.

Las relaciones (2.1.6) se derivan asumiendo que las señales fluctuantes a ser correlacionadas son señales de ruido aleatorio y normal, / teniendo una distribución de amplitudes Gaussiana y valor medio cero.

La técnica de correlación fué aplicada con suceso en la medición de parámetros cinéticos tanto en reactores rápidos como térmicos // (84). Para la evaluación de la constante de decaimiento de los neutrones pronto se usó el modelo cinético de un reactor puntual.

En el EIR se desarrolló un reactímetro on-line basado en el análisis de ruido neutrónico en el dominio temporal (10-12). Este equipo usa el llamado "zero-crossing correlation method", empleando además las técnicas de correlación de polaridad. Las señales de ruido de ambos detectores de neutrones son primero amplificadas y filtradas. La característica principal de ésta etapa de filtro es la aplicación de un circuito RC pasa-alto lo cual permite establecer el llamado zero-crossing correlation method, al forzar a la función cross-correlation a tener un punto de cruce por cero (G_0). G_0 es, de acuerdo a (2.1.6b) invariante ante el uso de las técnicas de correlación directa o de polaridad y, además, no depende de la eficiencia de los detectores. La etapa de filtros incluye también un filtro pasa-bajo de segundo orden, para garantizar un valor finito en el número de cruces por cero de la señal filtrada (caso contrario la función $\text{sign}[X(t)]$ no existiría) y para reducir la influencia en altas frecuencias del background originado por el ruido de detección (ruido blanco) que es sin correlación entre ambos canales de medición.

La función transferencia de la etapa de amplificación y filtros está dada por :

$$W(\omega) = \frac{j \omega \omega_{H1} \omega_{H2}}{(\omega_L + j\omega)(\omega_{H1} + j\omega)(\omega_{H2} + j\omega)} \quad (2.1.7)$$

siendo :

$$\begin{aligned} \omega_L &= 3 \text{ db frecuencia de corte inferior} \\ \omega_{H1}, \omega_{H2} &= 3 \text{ db frecuencia de corte superior} \end{aligned}$$

Los potenciómetros son ajustados en forma tal de tener, dentro del error experimental, iguales características de filtro en ambos canales de medición. Un juego adecuado de parámetros de filtro es :

$$\omega_L \simeq \alpha_c = \frac{\beta}{\Lambda} \quad ; \quad \omega_{H1} = \omega_{H2} \simeq 20 \times \omega_L$$

Luego, la contribución en bajas frecuencias de los neutrones / retardados (mas fotonetrones) es eliminada, por lo que es válido / usar, en el modelo puntual, la aproximación pronta para la función transferencia de la reactividad que se obtiene de la ec.(2.1.4) :

$$T(\omega) \approx \frac{1}{\lambda(\alpha + i\omega)}$$

con :

$$\alpha = \frac{\beta}{\lambda} (1 - \rho^*)$$

α : constante de decaimiento del modo fundamental de los neutrones prontos

ρ^* : reactividad del reactor en \$.

El diagrama en bloques del Shut Down Reactivity Meter (SDRM), / se muestra en la Fig.1 . El mismo consiste, básicamente, de un gene_rador de signo, necesario para usar las técnicas de correlación de polaridad, y una unidad que introduce un retardo en el circuito de realimentación para determinar el punto de cruce por cero (G_0) de la cross-correlation function (CCF). El uso de la técnica de corre-lación de polaridad permite que los circuitos de display y de con-/trol puedan ser diseñados completamente en bases digitales. En la / Fig.2 se observa una fotografía del panel frontal del equipo experi_mental. Las llaves del Correlation Mode permiten seleccionar la de-terminación del punto de cruce por cero de las funciones de auto ó cross-correlation. Un valor proporcional al punto de cruce por cero, G_0 , aparece en forma digital en el display con un período fijado en el Read Out Period. La función del resto de las llaves de control y de las señales de entrada y salida, como así también una descrip- / ción detallada de las bases teóricas y del circuito del SDRM puede verse en (11).

La relación entre el punto de cruce por cero, G_0 , y la reactivi_dad del sistema se obtiene asumiendo un modelo cinético para el reac_tor. Por ejemplo, considerando la validez del llamado modelo cinéti_co puntual en su llamada aproximación pronta, se obtiene :

$$\begin{aligned} \phi_{xy}(\tau) \sim & \frac{\alpha}{(\omega_1^2 - \omega_L^2)(\omega_1^2 - \omega_{H1}^2)(\omega_1^2 - \omega_{H2}^2)} \exp(-\alpha|\tau|) \\ & + \frac{\omega_L}{(\omega_L^2 - \omega_1^2)(\omega_L^2 - \omega_{H1}^2)(\omega_L^2 - \omega_{H2}^2)} \exp(-\omega_L|\tau|) \\ & + \frac{\omega_{H1}}{(\omega_{H1}^2 - \omega_1^2)(\omega_{H1}^2 - \omega_L^2)(\omega_{H1}^2 - \omega_{H2}^2)} \exp(-\omega_{H1}|\tau|) \\ & + \frac{\omega_{H2}}{(\omega_{H2}^2 - \omega_1^2)(\omega_{H2}^2 - \omega_L^2)(\omega_{H2}^2 - \omega_{H1}^2)} \exp(-\omega_{H2}|\tau|) \end{aligned} \quad (2.1.8)$$

La condición $\Phi_{xy}(G_c) = 0$ nos da el llamado punto de cruce por /
cero, G_c , el cual está relacionado con la constante de decaimiento
de los neutrones prontos a través de la ecuación (2.1.8). Para un //
dado G_c , α no puede ser calculado analíticamente de (2.1.8) por /
lo que la solución numérica implica el uso de un programa iterativo
de cálculo. Debemos remarcar que G_c es, de acuerdo a (2.1.6), un inva-
riante ante el uso de las técnicas de correlación directa o de pola-
ridad.

II.2 Relaciones Teóricas Generales

De acuerdo a lo mencionado en la sección anterior, a través del
uso de las técnicas de correlación de polaridad es posible de dise-
ñar un reactímetro muy simple. El circuito de realimentación es usa-
do para hallar, automáticamente, el punto de cruce por cero, G_c , de
la función de correlación. Por otro lado, es de suponer que lo que /
se gana en simplicidad al usar las técnicas de polaridad se pierde /
en performance con respecto a la técnica de correlación ordinaria, /
ya que la pérdida de información contenida en las amplitudes de las
señales fluctuantes debería producir que, para tiempos de medición /
iguales usando la técnica de polaridad la varianza de G_c debería ser
mayor que la obtenida usando la técnica de correlación ordinaria. Pa-
ra establecer una relación entre las funciones de correlación ordina-
ria y las funciones de correlación de polaridad, como así también pa-
ra derivar expresiones acerca de la precisión de ambos métodos; es /
necesario conocer el tipo de proceso estadístico de la población neu-
trónica del reactor. Además, podemos mencionar que en diferentes tra-
bajos (64, 15) se han derivado relaciones de gran interés práctico a
partir de diversas hipótesis teóricas. Por ejemplo :

- Si las fluctuaciones estadísticas en cada canal de medición per-
tenecen a un proceso Gaussiano-estacionario, luego el número espera-
do de cruces por cero por unidad de tiempo de la función $\text{sign}[x(t)]$ puede
ser obtenida de la derivada segunda de la función de autocorrelación
para $G = 0$ (64) :

$$N = \frac{1}{\pi} \sqrt{-\left(\frac{d^2 \phi(G)}{dG^2}\right)_{G=0}} \quad (2.2.1)$$

con :

$\phi(G)$ = función de autocorrelación, normalizada para tener va-
rianza=1 para $G = 0$

Es de mencionar que para garantizar un valor finito en (2.2.1) es
necesario usar al menos un filtro pasa bajo de segundo orden (15).

Si las fluctuaciones estadísticas pertenecen a un proceso Gaussiano-estacionario, la introducción del llamado constant trend admixture descrito en (11), puede ser aplicado para medir la pendiente S_{π} de la polarity cross-correlation function para $\bar{G} = \bar{G}_0 \cdot S_{\pi}$, está relacionado con la eficiencia de los detectores a través de :

$$S_{\pi} = \frac{\sqrt{Q_x Q_y}}{\Lambda^2} \frac{A}{\sqrt{(B + Q_x/\Lambda^2)(B + Q_y/\Lambda^2)}} \quad (2.2.2a)$$

con :

A, B = funciones de los parámetros de filtro y de la reactividad
 Q = eficiencia reducida de los detectores, definida por

$$Q_x = \frac{f \frac{\epsilon_x}{q^2} D \bar{q}^2}{q^2} \quad Q_y = \frac{f \frac{\epsilon_y}{q^2} D \bar{q}^2}{q^2} \quad (2.2.2b)$$

Al aplicar el llamado trend admixture, el nuevo punto de cruce / por cero de la polarity cross-correlation function ($\bar{G}_A$) está relacionado con S_{π} , usando una aproximación de primer orden, por (11) :

$$\bar{G}_A = \bar{G}_0 - \frac{c_1}{S_{\pi}} 2^{-j} \quad j = 0, 1, \dots, 6 \quad (2.2.3)$$

con :

c_1 : constante del SDRM, que se puede considerar como libre de error.

j : trend frequency set, en el SDRM : parámetro del instrumento con el que se determina el valor para el trend-admixture. Ver Fig.2.

Luego, asumiendo que $Q_x = Q_y$, la eficiencia reducida de los detectores puede ser obtenida determinando $\bar{G}_0$ y $\bar{G}_A$ y usando las ecuaciones (2.2.2a) y (2.2.3).

- Si las fluctuaciones estadísticas de la señal condicionada por la etapa de amplificación y filtros son del tipo Gaussiano - Markofiana luego, expandiendo hasta el primer orden la ecuación estadística de / control, la varianza del punto de cruce por cero (con respecto a la / aplicación de las técnicas de correlación de polaridad) puede ser obtenida por (19) :

$$\text{Var}_{\pi, y} \bar{G}_0 = \frac{1}{\tau S_{\pi}^2} \int_0^{\infty} d\bar{G}' \exp(-\bar{G}'/\tau) A_{\pi}(\bar{G}_0, \bar{G}') \quad (2.2.4)$$

con :

Π_{xy} = polarity cross-correlation function

τ = constante efectiva de control

$A_{\pi}(G, G')$ = función autovarianza de la polarity correlation function

La ec.(2.2.4) solo es válida si τ es suficientemente grande como para garantizar valores pequeños en la varianza obtenida a través de un promedio exponencial. Se ha demostrado que bajo ésta condición, la cual es válida en casi todos los casos de aplicación práctica, se verifica que la relación $RMS_{\pi} G_c / RMS_{\phi} G_c$ es independiente de τ , y que su dependencia de los parámetros Q y ρ^* es muy pequeña (15). Se encontró que :

$$Var_{\pi} G_c \approx (1.25)^2 Var_{\phi} G_c \quad (2.2.5)$$

donde :

$$Var_{\phi} G_c = \frac{1}{\tau^2} \int_0^{\infty} dG' \exp(-G'/\tau) A_{\phi}(G_c, G') \quad (2.2.6)$$

con :

$A_{\phi}(G, G')$ = función autovarianza de la función normalizada de correlación ordinaria. La ec.(2.2.6) puede ser calculada mas fácilmente que la ec. (2.2.4), por lo que (2.2.5) es de una importancia práctica fundamental. Debemos mencionar que el factor en la ec.(2.2.5) es un límite superior, para estar en el lado seguro, y que está en un buen acuerdo con los resultados experimentales obtenidos por Dragt (31). // Por lo tanto, la diferencia en la precisión usando la técnica de polaridad o de correlación ordinaria es sorprendentemente pequeña.

La próxima etapa consiste en verificar el buen funcionamiento del SDRM, para luego determinar la validez de las ecuaciones y relaciones expresadas anteriormente. Un chequeo de la performance del SDRM puede llevarse a cabo comparando los valores teóricos de G_c , usando las ecs. (2.1.6) y (2.1.8), con los valores experimentales. Una vez verificada la performance del SDRM, la comparación entre $Var_{\pi} G_c$, medida con el SDRM, y el resultado de los cálculos, usando la relación (2.2.5), permite verificar la validez de las aproximaciones hechas al derivar ésta relación.

Además, la función ordinaria de autocorrelación del punto de cruce por cero, $A(G')$, puede ser calculada bajo la aproximación de linealización en la ecuación de control estadístico (15). Determinando experimentalmente ésta función es posible de estimar la constante efec-

tiva de control, τ , al comparar con la expresión analítica derivada al asumir que $\sigma'/\tau < 1$ (53) :

$$A_y(G') = \text{Var}_{\pi} G \exp(-G'/\tau) \quad (2.2.7)$$

Un chequeo experimental de los parámetros y funciones mencionadas anteriormente, no requieren un reactor ya que las fuentes de ruido / que generan la señal en el detector pueden ser simuladas a través de una red electrónica llamada Simulador. En la próxima sección se describe el simulador y se comparan los resultados obtenidos.

II.3 Uso del Simulador

Asumiendo la validez del modelo cinético puntual en la aproximación pronta (se desprecia el efecto de los neutrones retardados), y considerando el llamado ruido de detección, las fuentes de ruido pueden ser simuladas por medio de tres generadores de ruido blanco. Dos de ellos generan el ruido de detección,

mientras que el ruido neutrónico en la aproximación pronta se genera al filtrar la señal del tercer generador de ruido blanco / por un RC pasa-bajo de primer orden. Las señales son luego mezcladas en los amplificadores de salida, tal como se observa en la Fig.3.-

La relación entre los parámetros electrónicos y nucleares está dada por (53) ;

$$\frac{\beta}{\Lambda} (1 - \rho^*) = \frac{1}{r_1 c_1} \quad (2.3.1)$$

$$Q_x = \left(\frac{a_c}{a_x} \right)^2 \left(\frac{R_x}{R_{cx}} \right)^2 \beta^2 \quad (2.3.2)$$

$$Q_y = \left(\frac{a_c}{a_y} \right)^2 \left(\frac{R_y}{R_{cy}} \right)^2 \beta^2 \quad (2.3.3)$$

con : a_i^2 : densidad espectral de potencia del generador de ruido blanco "i" (Volts²/Hz)

Y los otros parámetros tienen su significado usual.

Para realizar la verificación del funcionamiento del SDRM fueron usados valores típicos para un reactor moderado con D₂O :

$$\begin{aligned} \beta &= 7.23 \cdot 10^{-3} \\ \Lambda &= 9.4 \cdot 10^{-4} \text{ seg.} \\ \omega_L = \alpha_c &= 7.698 \text{ seg}^{-1} \end{aligned}$$

$$\omega_{H_1} = \omega_{H_2} = 1.953 \cdot 10^2 \text{ seg}^{-1}$$

$$\Omega_x = \Omega_y = 10^{-3}$$

En la calibración de los generadores de signo de cada canal de / medición del SDRM, un valor de histéresis adecuado fue encontrado en el rango : $15 \text{ mV} < \Delta h < 20 \text{ mV}$. Además, en todas las mediciones la ganancia de los amplificadores fué ajustada para tener un RMS de salida en el orden de 1 Volt.

En la Fig.4 se observa el diagrama en bloques del sistema experimental. El correlador HP es usado como una verificación de la performance del SDRM. Los contadores agregados al polarity correlator sirven para contar el número de cruces por cero de las señales de ruido de cada canal.

En la Tabla 1 se observa un buen acuerdo entre los valores teóricos y experimentales correspondientes al zero-crossing point y al número medio de cruces por cero de la señal de entrada. En consecuen-/cia, el comportamiento del SDRM es considerado como correcto. Además, es posible de ver que el número medio de cruces por cero de la señal de entrada varía lentamente con la reactividad.

En la Tabla 2 se da el valor teórico y el valor experimental del punto de cruce por cero al aplicar el trend-admixture ($\hat{G}_A$ de la ec. (2.2.3)) para dos estados de reactividad. Se observa que el mejor acuerdo se obtiene usando para el trend-frequency set el valor $j=3$. Se recomienda, entonces, usar el trend-admixture con $j=3$ para la determinación de la eficiencia reducida de los detectores via la ecuación (2.2.2a).

En la Tabla 3 vemos un excelente acuerdo, para un tiempo largo / de medición ($T=10^5 \text{ s.}$), entre los valores teóricos y experimentales / correspondientes a la varianza del zero-crossing point. Este resultado confirma la validez de las aproximaciones realizadas en (15) al deri/var la relación (2.2.5). Con respecto a la validez de la ec. (2.2.7), derivada en (53), podemos mencionar que solo para un tiempo de medi-/ción $T=10^5 \text{ seg.}$ se observa un buen acuerdo teórico-experimental siempre y cuando se verifique que $\sigma^1 < \tau$ (ver Fig.5); en ésta zona la ec. (2.2.7) fue ajustada para obtener el valor de la constante efectiva / de control, τ , dada en la Tabla 3. Las discrepancias que se observan en la Tabla 3 para $T=10^4 \text{ seg}$ son debidas al tiempo finito de medi-/ción. Estos resultados confirman el hecho interesante del análisis de ruido en potencia cero : tiempos largos de medición son necesarios para extraer la información con suficiente precisión. En un sistema con

una cinética más rápida, caso de un reactor tipo pileta, éstos tiempos de medición se reducen, al menos un orden de magnitud. Como se observa en la Tabla 3, τ depende de parámetros del instrumento, de la eficiencia de los detectores y de la reactividad del sistema.

La electrónica del SDRM fué posteriormente cambiada para poderlo utilizar en un reactor moderado y reflejado con H_2O ; ya que la intención era realizar mediciones en el reactor tipo pileta SAPHIR. En éstas condiciones se realizó un chequeo de la performance del reactímetro en la misma forma que la descripta anteriormente. El acuerdo / teórico-experimental para el zero-crossing point, el RMS_{π} , y para / el número de cruces por cero por unidad de tiempo de la señal de entrada fue bueno, de acuerdo a lo que se indica en la Tabla 4. Nuevamente, el uso del trend-admixture con $j=3$ es recomendable para determinar la eficiencia reducida de los detectores. Las constantes usadas fueron:

$$\begin{aligned}\Lambda &= 6.66 \quad 10^{-5} \text{ seg.} \\ \beta &= .008 \\ Q_x = Q_y &= .001 \\ \omega_{H_1} = \omega_{H_2} &= 1950 \text{ seg}^{-1} \\ \omega_L &= 94.2 \text{ seg}^{-1}\end{aligned}$$

II.4 Uso del SDRM en el Reactor SAPHIR

La ventaja del SDRM, el cual está basado en el zero-crossing method, es que permite obtener la reactividad del sistema como una información on-line. Pero, por otro lado, el punto de cruce por cero / (G_0) es un parámetro global que no permite discriminar la desviación de la cinética del reactor con respecto al modelo cinético puntual.// SAPHIR no es un reactor "limpio". Entonces, es de esperar que la fuente natural de fotoneutrones, el mecanismo de servo-control (el cual / es usado para estabilizar el reactor en crítico), el efecto de las // bombas de refrigeración y las vibraciones mecánicas, pueden distorsionar mediciones de reactividad basadas en análisis de ruido neutrónico. Además, para mediciones con detectores localizados en la interfase núcleo-reflector (que es la zona de interés práctico) es de suponer la existencia de efectos cinéticos espaciales.

Para obtener una información mas detallada acerca de la existencia e influencia de cada uno de éstos efectos, la CPSD fué también medida para diferentes condiciones de operación del reactor, distintas posiciones de los detectores, y comparada con la expresión correspondiente al modelo cinético puntual. Además, de la información obtenida tanto en el dominio temporal como en el de las frecuencias se evalúa,

por distintos métodos, la eficiencia reducida de los detectores (Q). También se determina el número de cruces por cero por unidad de tiempo de la función signo ($\text{sign}[X(t)]$) para cada canal de medición.

Independientemente, para cada medición subcrítica, fué obtenido el valor de la reactividad usando el método de rod-drop. Este método es usado en el reactor SAPHIR como un proceso de rutina para la determinación de reactividades subcríticas. El decaimiento del flujo / neutrónico después de la caída de la barra, es medido por medio de / un canal contador de alta resolución el cual está equipado con una / cámara de fisión. Este sistema permite contar hasta 10^7 cps con una pérdida, debido al tiempo muerto, de alrededor 12%. Además, permite seguir la evolución del flujo sobre varias décadas y es insensitivo al γ - background. El método de evaluación fué desarrollado por Demarmels (29) y está basado en una técnica modificada en la cual se usa la aproximación modal lo que permite reducir los armónicos prontos y la distorsión cinética. El tiempo de caída de la barra también es tomado en cuenta. Los fotoneutrones producidos en el reflector Be no / están considerados en el código. De acuerdo a los puntualizado por / Cohn (21), los mismos pueden introducir un error apreciable en la de terminación de reactividades. Dado que el reflector Be cubre solo // una parte del núcleo de SAPHIR, parece que, de acuerdo a las experien cias realizadas hasta ahora, el efecto de esos fotoneutrones es despreciable.

En las experiencias de ruido neutrónico, se usaron cámaras de ionización llenas con He-3. Sus dimensiones son tales de permitir que el container pueda ocupar cualquier espacio vacío debido a la ausencia de un elemento combustible o reflector. Los amplificadores de // ruido y parámetros de filtro fueron los mismos que se utilizaron en el chequeo del SDRM con el simulador electrónico. Se emplearon los / parámetros de filtro adecuados para la cinética de un LWR (53), Para las mediciones, tanto en el dominio temporal como en el de las frecuencias, se tomó de cada amplificador una señal condicionada por filtros RC pasa-altos y pasa-bajos. El diagrama en bloques del equipo experimental se muestra en la Fig.6. El correlador HP fue usado para un chequeo adicional del SDRM. Los contadores agregados al Polarity Correlator sirven para contar el número de cruces por cero (cambio de / signo) de las señales de ruido en cada canal.

II.4.1 Primera Serie de Mediciones

El objeto de éstas mediciones es coleccionar información con el reactor en distintas condiciones de operación y para diferentes posiciones /

de los detectores, con el propósito de comparar en forma relativa / la información correlacionada y de determinar parámetros de interés práctico para diferentes posiciones, tanto in-core como ex-core, de los mismos (54). Para ello se usó la configuración 358. En la Fig.7 se pueden ver la configuración empleada y las localizaciones usadas para las cámaras de ionización. Adicionalmente, a requerimiento del Staff del reactor SAPHIR, se midió el α_c para las configuraciones del reactor 360B y 361; las cuales se muestran en la Fig.8.

Para estimar el valor del parámetro α a partir de las mediciones en el dominio de las frecuencias, se graficó la relación $\log \xi$, // siendo:

$$\xi = \frac{|CPSD_M|}{|CPSD_P|} \quad (2.4.1.1)$$

para diferentes valores de α en la $CPSD_P$. Siendo ;

$|CPSD_M|$: magnitud de la CPSD medida

$|CPSD_P|$: magnitud de la CPSD dada por el modelo cinético puntual / en la aproximación pronta y corregida por la respuesta en frecuencia del sistema de medición.

Por éste método fue obtenida una estimación de α , (α_{FFT}), determinando aquel valor para el cual la relación (2.4.1.1) ajusta mejor a una línea horizontal, dentro de cierto rango de frecuencias (se usó $10 \text{ Hz} < f < 100 \text{ Hz}$). Por otro lado, del valor medio del punto de cruce por cero de la CCF ($\bar{0}_0$) se obtuvo una estimación de α (α_{ccf}) usando la ec.(2.1.5) con los parámetros de filtro correspondiente.

En la Tabla 5 están dadas las distintas estimaciones de α obtenidas para cada posición de los detectores y con el reactor a distintos niveles de potencia. Se observa que a 250 W el reactor estaba ligeramente subcrítico. Hay un buen acuerdo entre la información obtenida en el dominio temporal (α_{pc} corresponde al punto de cruce por / cero del Polarity Correlator, mientras que α_{HP} corresponde a la información obtenida con el correlador HP). Este chequeo es útil para confirmar el buen funcionamiento del SDRM cuya electrónica fue modificada para operar con un LWR. Por otro lado, hay una diferencia sistemática de éstos valores con los obtenidos en el dominio de las frecuencias (α_{FFT}). Del análisis en el dominio de las frecuencias se / obtiene que ésta diferencia es causada principalmente por la acción del mecanismo de servo control que se usa para estabilizar el reactor en crítico ya que en la $CPSD_M$ se observa la presencia de picos en las frecuencias de 6 Hz y 13 Hz (ver Fig 9). También se observa /

que en el rango de frecuencias $f > 100$ Hz las CPSD's decrecen mas lentamente que lo predicho por el modelo puntual. Un caso típico de este efecto se grafica en la Fig. 9. Hay una excepción a ésta tendencia, la CPSD_M que corresponde a los detectores en la posición D. Además, se observa que para el reactor subcrítico los efectos espaciales tienen la misma tendencia que para el reactor en crítico. Es de esperar que, dada la magnitud del efecto espacial, la influencia del mismo sobre $\bar{\sigma}_0$, y por ende sobre la reactividad, sea prácticamente despreciable. La fase de las CPSD's, para todas las mediciones, es estadísticamente cero.

Para la determinación de la eficiencia reducida de los detectores, definida por la ec. (2.2.2b), fueron utilizados dos métodos independientes. Asumiendo la validez del modelo cinético puntual y que la eficiencia reducida de los detectores es la misma en ambos canales de medición, de acuerdo con (76) puede obtenerse que la eficiencia reducida de los detectores está dada por :

$$Q = \frac{\lambda^2 (\omega^2 + \alpha^2)}{\left(\sqrt{\frac{1}{R^2(\omega)}} - 1 \right)} \quad (2.4.1.2)$$

Siendo $R(\omega)$ la función de coherencia definida como :

$$R(\omega) = \frac{| \text{CPSD}_M(\omega) |}{\sqrt{\text{APSD}_{M_x}(\omega) \text{APSD}_{M_y}(\omega)}}$$

Para $\omega = \alpha_c$ y $\beta = 8 \cdot 10^{-3}$, la ec. (2.4.1.2) se reduce a :

$$Q = \frac{1.28 \times 10^{-4}}{1/R(\alpha_c) - 1} \quad (2.4.1.3)$$

El otro método usado para obtener la eficiencia reducida de los detectores es el llamado "trend admixture", ya mencionado en la sección II.2.

Los resultados están dados en la Tabla 6. Hay una discrepancia de hasta un 30% entre la eficiencia reducida de los detectores obtenida usando la ec. (2.4.1.2) y el método de trend-admixture incorporado al SDRM. La inconsistencia puede ser atribuida al hecho de que mientras un método usa como información solo un punto en frecuencia ($\omega = \alpha_c$), el otro utiliza todo el espectro de la señal amplificada y filtrada. Los datos, sin embargo, muestran una eficiencia alta, la cual no depende fuertemente de la posición de los detectores tal como se indi-

ca en la Tabla 6. Hay una excepción, para la posición "E" de los detectores, donde por ambos métodos se verifica que la eficiencia es menor debido al efecto del reflector Be. Esta posición fue investigada ya que puede ofrecer ventajas de índole práctica para la futura localización de los detectores. Pero los resultados demuestran que / esa ubicación no es recomendable.

Luego, por requerimiento del Staff del reactor SAPHIR, se determinó el α_c para las configuraciones 360B y 361. Dichas configuraciones y la posición usada para los detectores en cada medición se muestran en la Fig 8. Es de mencionar que el núcleo 360B está formado // con elementos combustibles totalmente frescos. El analizador FFT no se pudo usar en éstas mediciones debido a que se estaba procesando / la información de la serie de mediciones anteriores.

Los valores de α_c recomendados para las distintas configuracio-/ nes corresponden a los obtenidos sin la operación del servo-control y se muestran en la Tabla 7.

Las principales conclusiones de ésta primera serie de mediciones realizadas en SAPHIR son :

- a) Una posición de los detectores cerca de la interfase no ofrece // prácticamente desventajas con respecto a ubicaciones dentro del núcleo. Pero una localización detrás del reflector de Be es desfavorable, ya que al estar el reactor ligeramente subcrítico ($\rho \approx -1.7\%$) la información correlacionada que se mide es muy pobre.
- b) Para obtener la información del reactor en estado crítico, principalmente en el dominio temporal, se debe evitar la operación con el servo-control. Se recomienda usar el control manual.
- c) Los efectos espaciales se observan en la región de frecuencias altas ($f > 100$ Hz). Por lo tanto, es de esperar que la influencia de / los mismos sobre el $\bar{Q}_0$, y por ende sobre la reactividad obtenida, // sea prácticamente despreciable.

II.4.2 Segunda Serie de Mediciones

Para éstas mediciones se trató de optimizar la performance del / equipo experimental como así también, de acuerdo al resultado de las experiencias realizadas anteriormente, las condiciones de operación del reactor (55), con el objeto de determinar el rango de reactividades en que puede operarse el SDRM y de discriminar lo mejor posible los efectos espaciales observados en la región de frecuencias altas.

Se usaron cámaras de ionización especialmente diseñadas para lo-

grar una alta eficiencia en éste reactor. Los detectores están llenos con gas He-3 al 99% y con una presión de 5 atmósferas. La longitud activa (40 cm.) asegura una buena integración sobre la dirección axial del núcleo (altura de los elementos combustibles = 60 cm.). El diámetro de la cámara de ionización es de 4 cm. El electrodo de colección fue conectado a través de un cable de 8 metros de largo a un amplificador de corriente de baja impedancia de entrada, mientras que la alta tensión (negativa) es suministrada por una batería y aplicada a la caja de la cámara ($V = -1600$ Volts). Cada cámara está completamente blindada a través de una conexión a tierra, la cual es aislada de la masa del reactor. Este procedimiento se usó para evitar los 50 Hz de la línea de tensión. Las cámaras fueron ubicadas en contenedores con un diámetro interior de 7 cm. Luego se usaron tubos de extensión de, aproximadamente, 1 metro de largo. A través de esa extensión las conexiones se hacían con hilos metálicos aislados por medio de un material cerámico, de esta manera los cables con protección de plástico, conectados a la parte superior del tubo de extensión, era protegidos del daño por radiación.

El sistema de amplificación fue mejorado. Además de eliminar la componente DC, la ganancia de la señal de ruido es ajustada automáticamente en forma tal de tener 1 Volt RMS a la salida, independientemente del nivel de flujo que exista en el reactor. Esta característica, hace innecesaria toda operación manual de ajuste en la etapa de amplificación.

Para las mediciones de espectros, se usó una salida adicional de la etapa de amplificación en forma tal que las frecuencias de corte del conjunto amplificador-grabador eran .1 Hz y 1 KHz.

La Fig 10 muestra la configuración 392B y la posición de los detectores que fue usada en éstas experiencias. Las mediciones en crítico fueron realizadas con operación manual de la barra de control fino y, con el objeto de minimizar el efecto de la fuente de fotoneutrones, con un nivel de potencia tan alto como fuese posible sin necesidad de usar las bombas de refrigeración (5 KW), ya que las vibraciones mecánicas inducidas por el mecanismo de enfriamiento podrían inducir cambios significantes en el espectro de la señal.

En la Tabla 8 se observa un buen acuerdo entre los valores de α obtenidos con el zero-crossing method y los determinados a partir de la CPSD, lo cual confirma que las discrepancias obtenidas en la primera serie de mediciones en la evaluación de éste parámetro eran debidas al efecto del servo mecanismo; además se observa el excelente

acuerdo que existe entre las reactividades determinadas por el método de ruido y las obtenidas usando el método de rod-drop implementado por Demarmels (29). Como se muestra en la Fig.11 la refrigeración forzada introduce un ruido correlacionado adicional en la región de bajas frecuencias ($f < 25$ Hz). En consecuencia, las mediciones de α deben realizarse sin bombas en operación. Estos resultados confirman que, en las condiciones determinadas precedentemente, el SDRM puede ser utilizado para la medición de reactividades en el rango $0 > \rho > -5\%$ con un error menor del 8%.

Algunas mediciones típicas de los efectos espaciales encontrados con detectores ubicados en la zona del reflector, en la interfase // con el núcleo, se muestran en las Figs 12 y 13, donde se representa la cantidad ξ definida en la ec.(2.4.1.1) para distintos valores de α y en el rango de frecuencias entre 2.5 Hz y 500 Hz. La Fig.12 representa el caso del sistema en un estado ligeramente subcrítico / (potencia del reactor = 500 W), y la Fig 13 corresponde al reactor / subcrítico con $\rho = -3.7\%$. En todos los casos el tiempo de medición // fue de 30 minutos. Las curvas están normalizadas en 10 Hz y corregidas por el efecto de filtro pasa-bajo del sistema amplificador grabador (frecuencia de corte = 1 KHz). En una región de bajas frecuencias, la cual es mayor a medida que el sistema está más subcrítico debido a la extensión de la zona del plateau en la función transferencia, ξ puede ser llevado a una línea prácticamente horizontal ajustando adecuadamente el parámetro α . Esto sugiere (pero no implica) / de considerar a ésta región de bajas frecuencias como el rango de validez del modelo cinético puntual. Para frecuencias altas, donde la / definición estadística empieza a ser pobre debido a que la coherencia decrece rápidamente, ξ empieza a desviarse significativamente del valor 1. Este comportamiento, el cual para una dada frecuencia es menos pronunciado a medida de que el reactor está más subcrítico, indica de que la $CPSD_M$ decrece más lentamente que lo predicho por el modelo puntual. Esta tendencia fue hallada en todas las mediciones de la $CPSD_M$ con detectores ex-core ubicados en posiciones adyacentes y con diferentes localizaciones alrededor del núcleo.

Teniendo en cuenta éste resultado experimental, consideraremos en el capítulo próximo los fundamentos del modelo de cálculo elegido, como así también la definición y desarrollo de las ecuaciones estadísticas básicas y necesarias para obtener los resultados numéricos.-

III - Concepto del Modelo. Ecuaciones Fundamentales y Relaciones

III.1 Concepto del Modelo

El modelo se muestra en la Figura 14. Esto es, un reactor asimétrico unidimensional el cual consiste de un núcleo homogéneo y de un reflector infinito ubicado en su lado derecho. El reactor se considera moderado y reflejado con H_2O . Con respecto a la posición de un detector ubicado en la zona del reflector, es obvio de que solo una ubicación del mismo en una zona cercana al pico del flujo térmico es de interés, ya que a medida que la distancia entre detector e interfase aumenta, el ruido correlacionado disminuye.

La geometría elegida es el modelo más simple que puede ser tratado analíticamente con relativa facilidad y se espera obtener resultados que permitan interpretar las investigaciones experimentales y contribuir a un mejor entendimiento de los efectos espaciales observados en análisis de ruido neutrónico. Se considera que un reflector adicional ubicado en el lado izquierdo del núcleo tiene poca influencia sobre lo observado en un punto localizado en el otro reflector, en la parte derecha del núcleo. Además, mientras que no hay mayores diferencias en el formalismo si uno considera un reactor reflejado simétricamente, esto complicaría la resolución matemática haciendo necesario para la misma el uso de programas de cálculo en una etapa más previa que la requerida usando el modelo en dos zonas.

Con respecto a la elección del número de grupos de energía, es de mencionar que en un trabajo de Sheff (88), éste establece que en el cálculo de efectos espaciales en densidades espectrales una teoría a dos grupos de energía no es representativa de experiencias que son posibles en reactores térmicos ya que el amplio espectro energético de los neutrones y el hecho de que los detectores sean sensibles, principalmente, a neutrones de muy baja energía hace necesario un cierto número de grupos energéticos para describir los efectos espaciales en la zona de altas frecuencias. Sheff sugiere de que al menos un tratamiento a tres grupos de energía es necesario.

Nosotros discrepamos con ésta afirmación. Ciertamente que un tratamiento a multigrupo de energías dará mejores resultados. Por ejemplo para el cálculo de flujos estáticos en SAPHIR se requiere, al menos, un tratamiento a cinco grupos. Pero, en cambio, para evaluar densidades espectrales las ecuaciones de difusión a dos grupos de energía contienen toda la información que es esencial para describir los efectos energéticos. En la solución de un reactor desnudo y ho-

homogéneo las funciones de Green en el dominio de las frecuencias están compuestas de una componente $-\mu$ y de una componente $-\lambda$ en cada grupo de energía. La componente $-\mu$ tiene un rango espacial en el / orden del tamaño del reactor y contiene (no exclusivamente) la función transferencia. La componente $-\lambda$ tiene una longitud de relajación que es corta, en el orden de la longitud de difusión térmica, y su contribución a la respuesta del detector es despreciable en bajas / frecuencias (14). Recientemente (5), Analytis investigó el concepto de las componentes $-\mu$ y λ con tres grupos de energía en un reactor / homogéneo y desnudo. Demostró que la respuesta del detector puede ser separada en una componente con una longitud de relajación larga (μ) y dos componentes ($\lambda_1 ; \lambda_2$) cuyas longitudes de relajación en reactores moderados con H_2O están casi juntas y sus magnitudes son del orden de la longitud de difusión térmica. Este resultado permite suponer que, en un reactor moderado con H_2O , un tratamiento a m-grupos de energía dará como resultado una componente de largo rango (μ) y / m-1 componentes con longitudes de relajación en el mismo orden de / magnitud, la longitud de difusión térmica, lo cual representaría un splitting de la componente $-\lambda$ que se obtiene en un tratamiento a dos grupos de energía.

En consecuencia, nuestro tratamiento teórico estará basado en la ecuación de difusión a dos grupos de energía. Es de mencionar que en un tratamiento a dos grupos de energía en un sistema reflejado, las componentes μ y λ de las funciones de Green no son separables, ya // que las mismas están acopladas a través de las condiciones de contorno.

En nuestro modelo los detectores pueden ser del tipo "puntual", esto significa en un tratamiento unidimensional que tienen físicamente la forma de un plano de espesor infinitesimal y paralelo a la geometría slab del modelo, o con propósitos comparativos pueden ser distribuidos sobre el núcleo y/o el reflector. Se asume que ambos detectores tienen idénticas características de detección. La teoría incluye la opción que los mismos pueden ser sensibles a neutrones térmicos y/o rápidos.

Suponemos válida la hipótesis usual que se hace en teoría de ruido de despreciar los efectos de la perturbación introducida por los detectores lo cual puede afectar la interpretación de los espectros obtenidos en sistemas moderados con H_2O . Es de esperar sin embargo, que este efecto sea menos significativo para una ubicación ex-core de los detectores, cerca de la interfase con el núcleo.

En este trabajo se usa el concepto de reactividad estática asociado con el autovalor fundamental de la ecuación estática del reactor (41). Es de mencionar que de acuerdo a su definición esta cantidad no se mide directamente. La reactividad en un sentido general describe el balance total del rate de reacciones en todo el sistema. Experimentalmente, un detector ocupa una fracción muy pequeña del volumen total del sistema. Su respuesta temporal no representa una característica global del reactor, ya que la misma depende de la ubicación y propiedades del detector.

En nuestro modelo se asume una fuente estacionaria de neutrones rápidos en el núcleo con la misma distribución espacial que la del flujo térmico en crítico. Con esta suposición, los modos superiores estáticos no existen en el sistema en subcrítico sin perturbar. Si uno considera que el comienzo de las mediciones se produce después de un cierto tiempo del shut-down desde una operación a potencia estacionaria, los neutrones retardados de larga vida y aquellos neutrones de reacciones (λ, n) pueden ser considerados como una fuente rápida natural la cual puede ser aproximada por la distribución del modo fundamental de los neutrones térmicos. Con respecto a los tiempos usuales de medición en análisis de ruido neutrónico, el reactor se comporta como en una situación de quasiequilibrio. Esto último es también una buena aproximación si se considera el envenenamiento por xenon. Esto afecta el operador de destrucción manteniendo la misma distribución del modo térmico fundamental en el núcleo, cambiando la reactividad pero muy lentamente en el tiempo.

Un tratamiento simple, basado en un modelo a dos nodos (núcleo y reflector) con el detector en la zona del reflector, está dado en (23). Se encontró que, para datos típicos de un reactor térmico la función transferencia tiene la misma forma, hasta la frecuencia de corte, que la función transferencia dada por el modelo cinético puntual. Algunas desviaciones aparecen en frecuencias altas. El mismo modelo fue usado por Randall y Griffin (76) para derivar la expresión de la densidad espectral de potencia del ruido en el reflector. Cohn (24) extendió luego este modelo a dos grupos de energía. Danofsky (28) usó la expansión modal para evaluar la densidad espectral de potencia en un modelo con cinco regiones y dos grupos de energía. Los resultados obtenidos en la zona de frecuencias altas están afectados por la incerteza con respecto a la convergencia de la solución modal.

Es nuestra impresión que si uno simplemente agrega regiones con sus correspondientes coeficientes de acoplamiento hay una tendencia a sobresimplificar el comportamiento cinético del sistema al considerar regiones espacialmente independientes. Por ello, hemos elegido el desarrollo de un modelo con dependencia espacial. Nuestro propósito es trabajar con soluciones analíticas a fin de poder discriminar exactamente las tendencias encontradas, especialmente en la zona de frecuencias altas.

Una teoría de ruido neutrónico con dependencia espacial usando la ecuación de difusión en un grupo de energías con la aproximación del modo fundamental, fue desarrollada por Albrecht y Sheff (85,86). Se aplica teoría de perturbaciones de primer orden y las técnicas de Langevin para obtener una función de correlación de salida en función de la correlación del ruido de entrada como una doble convolución sobre dos sistemas de funciones de Green. Los términos de la fuente equivalente de ruido son introducidos a través de la fórmula de Schottky. Nuestro tratamiento sigue, básicamente, estas ideas. El modelo de cálculo se extiende al uso de la ecuación de difusión en dos grupos de energía. Además, son usadas las técnicas de la función adjunta en el dominio de las frecuencias.

La cantidad que va a ser calculada e investigada, como una función de la reactividad total del sistema, el tamaño del núcleo y la ubicación de los detectores, es la cross power spectral density // (CPSD) del count-rate de las fluctuaciones entre los dos detectores de neutrones. Es de mencionar de que un sistema de medición con dos detectores elimina el ruido de detección el cual es sin correlación entre ambos detectores.

La dependencia espacial de la CPSD, para diferentes ubicaciones de los detectores, es expresada relativamente comparando su magnitud con la CPSD dada por la aproximación del modelo cinético puntual. Para ello, es necesario de calcular el parámetro α , autovalor fundamental de los neutrones prontos, el cual puede ser considerado como una cantidad característica global para describir el comportamiento de los neutrones prontos. Para la determinación de éste parámetro se usa el proceso de α - search dado en (75).

III.2 Ecuaciones Estáticas Fundamentales

Consideremos un reactor subcrítico que se encuentra en equilibrio con una fuente estacionaria. El sistema puede ser completamente inhomogéneo. Si usamos parámetros de grupo con dependencia espacial,

no será necesario distinguir entre zonas en nuestro modelo de cálculo. Las ecuaciones estáticas fundamentales en teoría de difusión a dos grupos de energía están dadas por :

$$\text{div } D_1 \text{ grad } \phi_1 - \Sigma_1 \phi_1 + \nu \Sigma_f \phi_2 + Q = 0 \quad (3.2.1a)$$

$$\text{div } D_2 \text{ grad } \phi_2 - \Sigma_2 \phi_2 + \Sigma_R \phi_1 = 0 \quad (3.2.1b)$$

Donde los diferentes parámetros tienen su significado usual :

ϕ_1, ϕ_2 = flujo rápido y térmico, respectivamente

D_1, D_2 = coeficientes de difusión

$\Sigma_1 = \Sigma_{a1} + \Sigma_R$

$\Sigma_2 = \Sigma_{a2}$

Σ_{a1}, Σ_{a2} = secciones eficaces de absorción

Σ_R = sección eficaz de traspaso

$\nu \Sigma_f$ = sección eficaz de fisión térmica multiplicada por el número promedio de neutrones emitidos por fisión.

Q = densidad de neutrones rápidos de la fuente externa

y la fisión rápida ha sido despreciada. Las ecuaciones de difusión a dos grupos de energía deben ser resueltas con la condición de borde que los flujos tienen que anularse en la superficie libre (extraplada).

Por conveniencia, se asume que existe continuidad y que las variables son suficientemente diferenciables con respecto al vector espacial $\vec{x}$. En el caso límite de un cambio brusco, como es nuestro modelo con dos zonas homogéneas, tenemos las condiciones usuales de / continuidad del flujo y de la corriente en la interfase.

El tratamiento en dos grupos de energía de un reactor unidimensional y simétrico, el cual consiste de un núcleo homogéneo y reflejado simétricamente en ambos lados, puede ser encontrado en varios / libros de teoría de reactores (63). Con respecto a nuestro modelo / asimétrico, dado que la solución para los flujos estáticos no ofrece ninguna novedad, solo será desarrollada una breve reseña que es presentada en el apéndice A.

III.3 Teoría Cinética de Perturbaciones

La ecuación temporal de difusión en dos grupos de energía está dada por :

$$\begin{aligned} \text{div } D_1 \text{ grad } \phi_1 - \Sigma_1 \phi_1 + \nu \Sigma_f (1 - \beta) \phi_2 \\ + \sum_i \lambda_i c_i + Q = \frac{1}{v_1} \frac{\partial \phi_1}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.3.1a)$$

$$\text{div } D_2 \text{ grad } \phi_2 - \Sigma_2 \phi_2 + \Sigma_R \phi_1 = \frac{1}{v_2} \frac{\partial \phi_2}{\partial t} \quad (3.3.1b)$$

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = -\lambda_i c_i + \beta_i \nu \Sigma_f \phi_2 \quad (3.3.1c)$$

donde :

c_i = densidad de precursores, en el grupo i , de neutrones retardados.

λ_i = constante de decaimiento, del grupo i , de neutrones retardados.

β_i = fracción efectiva, del grupo i , de neutrones retardados

$$\beta = \sum_i \beta_i$$

v_1, v_2 = velocidades de los neutrones en los grupos rápido y térmico, respectivamente, y la fisión rápida ha sido despreciada.

Tanto los parámetros de grupo como la fuente externa pueden tener una dependencia general en espacio y tiempo.

Las velocidades rápida y térmica se consideran como constantes en todo el sistema, es decir que los neutrones solo pueden pasar de v_1 a v_2 . Los β_i son tratados como parámetros constantes. Otra posibilidad es considerarlos como la probabilidad condicional de que, // cuando un neutron es emitido el mismo sea un neutron retardado del grupo i (85). Las ecuaciones de difusión a dos grupos deben ser resueltas con la condición de contorno de que los flujos tienen que anularse en la superficie (extrapolada) del sistema.

Consideremos el caso de un reactor que está en un estado estacionario y subcrítico en equilibrio con una fuente externa de intensidad constante. Se perturba el sistema estacionario por medio de fluctuaciones estadísticas pequeñas de los parámetros de grupo y de la fuente externa, y se asume ergodicidad en los procesos estadísticos. Las excitaciones paramétricas están dadas por :

$$D_{1,2}(\vec{x}, t) = D_{1,2}(\vec{x}) + \delta D_{1,2}(\vec{x}, t) \quad (3.3.2a)$$

$$\Sigma_{1,2,R}(\vec{x}, t) = \Sigma_{1,2,R}(\vec{x}) + \delta \Sigma_{1,2,R}(\vec{x}, t) \quad (3.3.2b)$$

$$\nu \Sigma_f(\vec{x}, t) = \nu \Sigma_f(\vec{x}) + \delta(\nu \Sigma_f(\vec{x}, t)) \quad (3.3.2c)$$

y la excitación por fuente externa :

$$Q(\vec{x}, t) = Q(\vec{x}) + \delta Q(\vec{x}, t) \quad (3.3.2d)$$

Estas fluctuaciones (con valor medio cero) afectan las fluctuaciones de los flujos neutrónicos y de las densidades de los precursores,

$$\begin{pmatrix} \Phi_1(\vec{x}, t) \\ \Phi_2(\vec{x}, t) \\ C_i(\vec{x}, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi_1(\vec{x}) \\ \Phi_2(\vec{x}) \\ C_i(\vec{x}) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta\Phi_1(\vec{x}, t) \\ \delta\Phi_2(\vec{x}, t) \\ \delta C_i(\vec{x}, t) \end{pmatrix} \quad (3.3.3)$$

Introduciendo las ecuaciones (3.3.2) y (3.3.3) en las ecuaciones de difusión dependiente del tiempo (3.3.1), eliminando la densidad/ de precursores, considerando de que para el sistema sin perturbar / las ecuaciones estáticas (3.2.1) son válidas, despreciando los términos de perturbación de segundo orden (linealización), y aplicando la transformada de Fourier en un dado intervalo finito de tiempo // (ya que la transformada de Fourier en un dado intervalo temporal de longitud infinita no existe), el resultado final para las fluctuaciones del flujo puede ser escrito en forma de operador ;

$$M_{op} \begin{pmatrix} \delta\Phi_1 \\ \delta\Phi_2 \end{pmatrix} = - P_{op} \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \delta Q \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.3.4)$$

con

$$M_{op} = \begin{pmatrix} \text{div } D_1 \text{ grad} - \Sigma_1', \nu \Sigma_f(1 - h) \\ \Sigma_R, \text{div } D_2 \text{ grad} - \Sigma_2' \end{pmatrix} \quad (3.3.5a)$$

y el operador de perturbación paramétrico :

$$P_{op} = \begin{pmatrix} \text{div } \delta D_1 \text{ grad} - \delta \Sigma_1, \delta(\nu \Sigma_f)(1 - h) \\ \delta \Sigma_R, \text{div } \delta D_2 \text{ grad} - \delta \Sigma_2 \end{pmatrix} \quad (3.3.5b)$$

donde :

$$\begin{aligned} \Sigma_1' &= \Sigma_1 + j\omega/\nu_1 \\ \Sigma_2' &= \Sigma_2 + j\omega/\nu_2 \\ h &= j\omega \sum_i \frac{\beta_i}{\lambda_i + j\omega} \\ \omega &= \text{frecuencia angular} \end{aligned}$$

Todos los términos fluctuantes son funciones del vector espacial $\vec{x}$ y de la frecuencia ω .

Si se localiza un detector de neutrones de un espesor infinitesimal (detector puntual) dentro del sistema, el count-rate promedio por unidad de volumen es;

$$R(\vec{x}_1) = \sum_{1d} \phi_1(\vec{x}_1) + \sum_{2d} \phi_2(\vec{x}_1) \quad (3.3.6)$$

Donde :

$\sum_{1d}, \sum_{2d}$ = sección eficaz de detección de neutrones rápidos y térmicos.

Si los flujos fluctúan, el count-rate (si no se especifica lo contrario, en el resto del trabajo se entiende de que es por unidad de volumen) fluctuará de acuerdo a :

$$\delta R(\vec{x}_1, \omega) = \sum_{1d} \delta \phi_1(\vec{x}_1, \omega) + \sum_{2d} \delta \phi_2(\vec{x}_1, \omega) \quad (3.3.7)$$

El espectro del count-rate puede ser relacionado con las fuentes de ruido usando las técnicas de la función adjunta (26, 13, 14) :

$$\delta R(\vec{x}_1, \omega) = \int_{\text{Sistema}} dV (\phi_1^+, \phi_2^+) \left[P_{op} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta Q \\ 0 \end{pmatrix} \right] \quad (3.3.8)$$

La ecuación (3.3.8) representa la respuesta lineal del detector a las perturbaciones distribuidas espacialmente. ϕ_1^+, ϕ_2^+ son funciones adjuntas las cuales denominaremos funciones importancia cinética. Las mismas están definidas por (26) :

$$M_{op}^+ \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_2^+ \end{pmatrix} = -\delta(\vec{x} - \vec{x}_1) \begin{pmatrix} \sum_{1d} \\ \sum_{2d} \end{pmatrix} \quad (3.3.9a)$$

con el operador adjunto M_{op}^+ , que es el traspuesto de M_{op} :

$$M_{op}^+ = \begin{pmatrix} \text{div } D_1 \text{ grad} - \sum_1' & , & \sum_R \\ \nu \sum_f (1 - h) & , & \text{div } D_2 \text{ grad} - \sum_2' \end{pmatrix} \quad (3.3.9b)$$

$\delta(\vec{x} - \vec{x}_1)$ denota la función delta de Dirac.

Toda solución de la ecuación (3.3.9) tiene que satisfacer las mismas condiciones de contorno que los flujos.

ϕ_1^+ y ϕ_2^+ son funciones de $\vec{x}, \vec{x}_1$ y ω . Estas son las funciones de Green de las ecuaciones-adjuntas en el dominio de las frecuencias. También pueden ser consideradas como funciones transferencia entre una perturbación que ocurre en el punto $\vec{x}$ y la respuesta del detector en el punto de observación $\vec{x}_1$. Las perturbaciones están distribuidas espacialmente en el reactor como una entrada múltiple, mientras que el detector actúa como una salida localizada en un punto.

La representación de la ec.(3.3.8) en el dominio de las frecuencias tiene la ventaja de ser mas conveniente y clara que la expresión en el dominio temporal, donde una integral de convolución temporal aparece adicionalmente. Este formalismo puede ser extendido fácilmente a un tratamiento en multigrupos. Una versión general en teoría de transporte ha sido elaborada por Van Dam (27). La ecuación (3.3.8) muestra que, independiente de la dependencia en frecuencia de la fuente de entrada, la salida aparece "filtrada" por el efecto de la integración espacial y el efecto pasa-banda contenido en las funciones importancia cinética. Además, hablando en términos del dominio temporal, debemos considerar que si bien las fluctuaciones de entrada dependen de los tiempos y longitudes características asociados con los procesos individuales, los incrementos espaciotemporales en la salida deben ser considerablemente mayores para asegurar la validez de la aproximación de un count-rate continuo. En el detector, los pulsos de corriente son condicionados por filtros pasa-bajo apropiados de forma de producir una fluctuación continua de corriente a la salida.

Aplicando la ec.(3.3.8) a un segundo detector puntual localizado en $\vec{x}_2$ (se asume de que este segundo detector tiene las mismas características de detección que el primero), la llamada one-sided count-rate cross-power spectral density, CPSD_R , (por unidad al cuadrado del volumen del detector) está dada por (19);

$$\text{CPSD}_R(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \omega) = 2 \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\langle \delta R(\vec{x}_1, \omega, T) \delta R(\vec{x}_2, \omega, T) \rangle}{T} \quad (3.3.10)$$

considerando de que intervalos temporales de longitud finita, T , han sido usados para establecer (3.3.8). Los brackets en la ec.(3.3.10) significan ensemble average. Esto significa que al introducir (3.3.8) en (3.3.10) los promedios de muestras deben ser tomados entre pares de las varias señales de entrada. Si uno escribe :

$$\begin{pmatrix} \delta S_1 \\ \delta S_2 \end{pmatrix} = P_{op} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta Q \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.3.11)$$

La $CPSD_R$ de salida puede ser expresada por las $CPSD$'s de entrada relacionadas con las fluctuaciones δS_1 y δS_2 .

$$CPSD_R(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \omega) = \sum_{\substack{i,k \\ (i,k=1,2)}} \iint_{\text{Sistemas}} dV dV' \Phi_i^+(\vec{x}, \vec{x}_1, \omega) CPSD_{S_{ik}}(\vec{x}, \vec{x}', \omega) \Phi_k^+(\vec{x}, \vec{x}_2, \omega) \quad (3.3.12)$$

i, k son los índices de grupo.

De acuerdo a la ec. (3.3.11), cada $CPSD_{S_{ik}}$ está compuesta de un / subconjunto de $CPSD$'s de entrada de los distintos procesos individua les y términos cruzados posibles. La ec. (3.3.12) indica como las // distintas contribuciones a la $CPSD_R$ de salida están pesadas por las funciones importancia cinética.

El formalismo descrito en ésta sección fue usado, por ejemplo, por van Dam (26), Behringer, Kosály y Kostić (13), Behringer, Kosály y Pázsit (14) para tratar efectos-espaciales en ruido neutrónico en BWR_S. En éstos sistemas existe una fuente dominante de ruido repre- / sentada por el efecto denominado two-phase coolant flow. Esta fuente, la cual contiene frecuencias relativamente altas, está generada por la propagación de las fluctuaciones en la densidad del refrigerante. Todo cambio en la densidad del moderador influencia, principalmente, el proceso de termalización. Entonces la mayor contribución a las // fuentes de ruido δS_1 , δS_2 en la ec. (3.3.11) proviene de las fluctua- ciones en la sección eficaz de traspaso $\delta \Sigma_R$. Dado que, en esos estu- dios el interés principal estuvo centrado en el comportamiento del // ruido en altas frecuencias, los efectos del feedback fueron desprecia- dos. Mayores detalles con referencia a este tema están dados en un / reciente review de Kosály (51).

La ec. (3.3.12) es de carácter general y también puede ser utiliza- da para estudiar los fenómenos que aparecen en ruido neutrónico de / reactores en potencia-cero.

Pero su validez no es general. Para determinar el count- rate cross-power spectral density es necesario hacer suposiciones a- dicionales con respecto a los términos de fuente. No es válida para / computar count-rate auto-power spectral densities debido a que es ne- cesario incluir, adicionalmente, el llamado ruido de detección.

En la próxima sección, la ec. (3.3.12) será aplicada a los proble- mas específicos encontrados en las fuentes de ruido en reactores a po- tencia-cero; y será derivada una expresión explícita para la $CPSD_R$.

III.4 Determinación de la Función Count-Rate Cross-Power Spectral Density (CPSD_R).

Entre los distintos procesos estadísticos que contribuyen a la CPSD_R, no existe correlación-espacial excepto para puntos localizados en la misma posición :

$$\text{CPSD}_{S_{ik}}(\vec{x}, \vec{x}', \omega) = S_{ik}(\vec{x}, \omega) \delta(\vec{x} - \vec{x}') \quad (3.4.1)$$

Luego, sustituyendo la expresión anterior en la ec. (3.3.12), resulta :

$$\text{CPSD}_R(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \omega) = \sum_{i,k} \int dV \Phi_i^{+*}(\vec{x}, \vec{x}_1, \omega) S_{ik}(\vec{x}, \omega) \Phi_k^+(\vec{x}, \vec{x}_2, \omega) \quad (3.4.2)$$

El paso siguiente es determinar las funciones S_{ik} . Para ello, // Cohn (22) propuso de asumir la validez de la llamada fórmula de // Schottky (*). Esta es una fuente equivalente de ruido para los procesos estadísticos que perturban al sistema, y es especialmente adecuada para representar fenómenos discretos. En ésta aproximación, el // término S_{ik} de la ec. (3.4.2.) está dado por :

$$S_{ik} = 2 \sum_{\ell} q_{\ell}^2 \bar{m}_{\ell} \quad (3.4.3)$$

donde q_{ℓ} es el número neto de neutrones producidos (o removidos) en la reacción nuclear de tipo ℓ , y $\bar{m}_{\ell}$ es el número promedio de reacciones de tipo ℓ por unidad de tiempo y volumen. En la ec. (3.4.3) / se asume, implícitamente, que los distintos procesos son independientes entre sí. Esta suposición es válida, si no se tiene en cuenta a los neutrones retardados. Por ejemplo si en un dado punto espacial $\vec{x}$ un neutrón térmico inicia una fisión en la cual se emiten un par de neutrones rápidos, el neutrón que produjo la fisión se pierde y no / puede generar otro proceso. En consecuencia, solo las auto-power // spectral densities (APSDs) contribuyen en S_{ik} como fuente equivalente de ruido.

En la fórmula de Schottky se asume de que los distintos procesos tienen una APSD independiente de la frecuencia (ruido-blanco). Esta suposición es válida hasta frecuencias que son del orden de la inversa del tiempo medio de reacción de cada proceso. Esta aproximación /

(*) Saito (80) demostró de que la fórmula de Schottky no es necesariamente una suposición, sino la consecuencia de una hipótesis mas general de que las variables macroestocásticas que caracterizan el estado de un sistema nuclear se comportan como Markofianas.

es bien justificada, ya que las funciones cinéticas de importancia / actúan como filtros pasa-bajo con una frecuencia de corte que es ordenes de magnitud mas baja que el rango de validez de la formula de Schottky.

Es necesario distinguir entre los procesos en los que participan uno o dos neutrones. En general, procesos tales como absorción, scattering, y emisión de una fuente externa son denominados single (interviene un neutron). La fisión, sin embargo, produce dos tipos de / procesos, el single y el llamado paired. Otros efectos que producen neutrones paired, tales como emisión múltiple por decaimiento radiactivo de una fuente externa o la reacción (n,2n) en el Be (reflector), no serán considerados.

Dado que el detector remueve del sistema a todo neutron que detecta, el proceso de detección elimina toda correlación de los procesos single. Los mismos no contribuyen (caso de los neutrones que se fugan) o aparecen como un background dominante (ruido-blanco) en la $APSD_R$. Debemos remarcar de que la ec. (3.4.2) no tiene en cuenta el término "ruido de detección": Este término es sin correlación entre dos detectores, por lo tanto, es eliminado en la $CPSD_R$. El único término que contribuye a la $CPSD_R$ es el de los neutrones paired del proceso de fisión. El mismo aparece en el término δS_1 de la ec. (3.3.11) como :

$$\delta S_1 = (1 - h) \sum_f \phi_2 \delta \nu \quad (3.4.4)$$

ν , es el número total de neutrones (prontos y retardados) emitidos / por fisión.

Los procesos de emisión de neutrones prontos y retardados, no son independientes como lo requiere la aplicabilidad de la fórmula de // Schottky. El tiempo medio de decaimiento para los retardados del grupo i es $1/\lambda_i$, lo cual hace que la suposición de ruido-blanco sea in válida para el proceso de emisión de los neutrones retardados. Este problema fue discutido y clarificado en diversos trabajos (85,81). / Por otro lado, un neutron retardado puede ser considerado como un / neutrón almacenado en un dado precursor y liberado, después de un cierto tiempo, en forma casi instantánea. En nuestro caso, dado que la / fluctuación en la densidad de precursores no ha sido considerada, el efecto de la emisión de los neutrones retardados aparece en la ec. / (3.4.4) como una realimentación a través del factor $(1 - h)$, el cual depende de la frecuencia.

De acuerdo a éstas consideraciones, debemos aplicar la fórmula / de Schottky al número total de neutrones emitido por fisión. Combinando las ecs. (3.4.3) y (3.4.4) con

$$q_{\nu'} = \nu' - 1$$

y

$$\bar{m}_{\nu'} = \sum_f \phi_2 p_{\nu'}$$

siendo $p_{\nu'}$ = probabilidad de que en una fisión se emita un total de ν' neutrones.

Y separando los neutrones paired, los cuales son $\nu'(\nu'-1)$ pares/ordenados, se obtiene la fuente equivalente de ruido de los procesos de entrada :

$$S_{11} = 2 |1 - h|^2 \overline{\nu(\nu-1)} \sum_f \phi_2 \quad (3.4.5)$$

Reemplazando la ec. (3.4.5) en la ec. (3.4.2) se obtiene el resultado final para la CPSD_R debido al proceso de fisión iniciado por neutrones térmicos.

$$CPSD_R(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \omega) = 2 |1 - h|^2 \frac{\overline{\nu(\nu-1)}}{\nu} \int dV \phi_1^+(\vec{x}, \vec{x}_1, \omega) \nu \sum_f(\vec{x}) \phi_2(\vec{x}) \phi_1^{+*}(\vec{x}, \vec{x}_2, \omega) \quad (3.4.6)$$

Este resultado es consistente con el obtenido usando la aproximación en un grupo de energías. Teóricamente, uno puede superponer dos detectores en una misma posición. La ec. (3.4.6) es aún válida ya que los dos detectores se pueden considerar como diferentes.

Para la evaluación de (3.4.6), los flujos estáticos y las funciones importancia cinética deben ser conocidas. Una manera usual de resolver las ecuaciones estáticas y cinéticas es el desarrollo modal :

$$\phi_i(\vec{x}) = \sum_n a_{in} \phi_{in}(\vec{x}) \quad (3.4.7)$$

$$\phi_i^+(\vec{x}, \vec{x}_1, \omega) = \sum_n A_{in}^+(\vec{x}_1, \omega) \phi_{in}^+(\vec{x}) \quad (3.4.8)$$

donde i, significa índice de grupo.

$\phi_{in}(\vec{x})$ es un sistema de autofunciones y $\phi_{in}^+(\vec{x})$ son las autofunciones / adjuntas. Los coeficientes a_{in} dependen de la distribución espacial

de la fuente externa, mientras que los coeficientes $A_{\lambda n}^+$ son funciones complejas que dependen de la posición del detector y de la frecuencia (o del tiempo, si las funciones de Green están expresadas en el dominio temporal). El sistema de autofunciones no es único. Mas / aún, no hay necesidad de usar el mismo sistema de autofunciones (y / el sistema asociado adjunto) para los casos estático y cinético. Los problemas fundamentales de éste método son la selección de un sistema de autofunciones adecuado y la determinación de los coeficientes de la expansión.

Existen dos sistemas naturales de autofunciones, el sistema de / autofunciones multiplicativo (k) y el sistema de autofunciones de / período (ω). Es bien conocido de que, excepto para casos triviales el sistema- k y sus sistema adjunto asociado no forman un conjunto or to g o n a l y completo de autofunciones para expandir las soluciones en la ecuación de transporte (18). Es fácilmente demostrable en un trata m i e n t a m i e n t o de un reactor reflejado a un grupo de energías, que la rela- / ción de ortogonalidad solo es válida en el núcleo del reactor y no so bre todo el sistema.

El manejo del sistema de autofunciones- k es un poco tedioso, debi d o a la degeneración en modos prontos y retardados. Un tratamiento / simple de las funciones de Green en un grupo de energía para detecto- r e s i n - c o r e en un reactor unidimensional reflejado (37) demuestra que, un reflector infinito tiene el efecto de reemplazar los autovalores / discretos por un continuo. En particular, la solución contiene un nú- m e r o f i n i t o d e raíces prontas y un número infinito de raíces retarda - d a s. En análisis de ruido neutrónico, el sistema de autofunciones- ω fue aplicado, entre otros, por Harris et al. (42) en un modelo a cua t r o g r u p o s de energías con el objeto de aplicar un método de α - F e y n m a n modificado. Otros estudios (44) demuestran de que en casos bi y t r i d i m e n s i o n a l e s m u y d i f i c i l t o s o d e t e r m i n a r o m o - ω a p a r t e d e l f u n d a m e n t a l solución directa de los autovalores - ω se puede evitar usando una expansión de Taylor en la variable "s" que se ob - t i e n e al transformar por Laplace las ecuaciones cinéticas (45).

Otro método de expansión (35, 36) asume que la dependencia espa- c i a l en todo el sistema, tanto para el caso estático como cinético, e st á g o b e r n a d a por la ecuación de Helmholtz :

$$A \nabla^2 \phi(\vec{x}) + B^2 \phi(\vec{x}) = 0 \quad (3.4.9)$$

La condición de contorno permite determinar un conjunto de autovalores B_n y el correspondiente conjunto de autofunciones ϕ_n las cuales forman un sistema ortogonal y completo. Por lo tanto, la dependencia espacial de los flujos estático y de las funciones importancia cinética puede ser expandida en una serie infinita de autofunciones ϕ_n . Este método fue aplicado para la formulación de una teoría de ruido neutrónico con dependencia espacial (66) en el estudio de un modelo de un reactor a multi-regiones y con dos grupos de energía, para obtener la función transferencia entre un absorbente y un detector localizados arbitrariamente (60), como así también para hacer un cálculo tri-dimensional de la distribución de flujo en potencia (46). La desventaja de este método (y que es común a todos los métodos basados en una expansión modal), es que la convergencia resulta muy lenta en el caso de que haya heterogeneidades. Por ejemplo, la resolución espacial del pico de flujo térmico en el reflector requiere, para el caso de un reactor unidimensional, un gran número de modos. Además, éste método es aplicable solo en sistemas de tamaño finito. En nuestro caso hemos elegido un reflector infinito solo por conveniencia. Esta suposición puede ser reemplazada, desde el punto de vista práctico, por un reflector suficientemente ancho pero de tamaño finito. Otra solución aproximada, usando las técnicas de expansión modal, es el uso de los modos espaciales de las funciones de Green y la determinación de los coeficientes de expansión, para el caso cinético, por medio del método variacional semi-directo (32). Basado en éste desarrollo, fue investigada en el reactor-acoplado Argonaut la dependencia espacial de la $CPSD_R$ usando un modelo en multi-zonas y con dos grupos de energía. Una característica especial de éste método es de que el número de modos está determinado por el número de zonas en que se divide al reactor. En el caso mencionado, el modelo del reactor era unidimensional y simétrico. Es de suponer de que para el tratamiento de un caso inhomogéneo deben ser definidas un mayor número de zonas (o modos), (28).

Actualmente, casi todos los códigos de cálculo están basados en la aproximación nodal. Cohn et al. (25) sugirió de calcular las funciones de transferencia, en la aproximación de una teoría a multi-zonas y multi-grupos, usando técnicas de cálculo estático. Además, van Dam (27) extendió el uso de las técnicas de cálculo estático para la evaluación de las funciones importancia cinética en teoría de transporte a multi-zonas y multi-grupos de energía. Es fácil de ver, que separando la ec.(3.3.9) en la parte real e imaginaria se obtiene un sistema equivalente en cuatro grupos de ecuaciones diferenciales aco-

pladas :

$$\begin{pmatrix} \text{div } D_1 \text{ grad} - \Sigma_1, & \Sigma_R & , & \frac{\omega}{N_1} & , & 0 \\ (1 - \frac{\omega^2 \beta}{(\bar{\lambda}^2 + \omega^2)}) \nu \Sigma_f, & \text{div } D_2 \text{ grad} - \Sigma_2, & \frac{\omega \beta \bar{\lambda} \nu \Sigma_f}{(\bar{\lambda}^2 + \omega^2)}, & \frac{\omega}{N_2} \\ - \frac{\omega}{N_1} & , & 0 & , & \text{div } D_1 \text{ grad} - \Sigma_1, & \Sigma_R \\ - \frac{\omega \beta \bar{\lambda} \nu \Sigma_f}{(\bar{\lambda}^2 + \omega^2)}, & - \frac{\omega}{N_2}, & (1 - \frac{\omega^2 \beta}{\bar{\lambda}^2 + \omega^2}) \nu \Sigma_f, & \text{div } D_2 \text{ grad} - \Sigma_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_{1R} \\ \phi_{2R} \\ \phi_{1I} \\ \phi_{2I} \end{pmatrix} = -\delta(\vec{x} - \vec{x}_1) \begin{pmatrix} \Sigma_{1d} \\ \Sigma_{2d} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.4.10)$$

Donde $\phi_{\lambda R}^+$, $\phi_{\lambda I}^+$ son las componentes real e imaginaria de ϕ_{λ}^+ ; y por simplicidad la contribución de los neutrones retardados se incluye en un solo grupo con una constante de decaimiento promedio $\bar{\lambda}$.

La ec. (3.4.10) puede ser resuelta por medio de las técnicas de cálculo estático para cada frecuencia de interés, siempre y cuando el código incluya up-scattering y los flujos pueden tomar valores negativos. Por ejemplo, el código tri-dimensional NODLEG desarrollado en el EIR (61). Una ventaja adicional de éste método es que el detector ya no es una función delta espacial, sino que puede ser distribuido adecuadamente para representar una mejor aproximación al tamaño de los detectores usados en análisis de ruido neutrónico. Es la intención de usar éste camino para mejorar el modelo de cálculo empleado en la evaluación de la CPSD.

En nuestro modelo unidimensional, sin embargo, los flujos estáticos y cinéticos pueden ser calculados analíticamente, de acuerdo a lo sugerido por Sheff (87). Para el flujo estático en subcrítico, se asume la misma dependencia espacial que en el estado crítico. Las expresiones explícitas para los flujos estáticos están dadas en el apéndice A. La solución de las funciones importancia cinética están representadas en el apéndice B, tanto para detectores in-core como ex-core. Dado que la dependencia espacial de todas éstas funciones está dada por medio de expresiones trigonométricas y exponenciales, la integración espacial de la ec. (3.4.6) es inmediata. La evaluación requiere el desarrollo de un programa de computación bastante simple. El cálculo es obtenido en un tiempo de computación relativamente ba-

jo (~ 6 segundos para la evaluación de cada CPSD_R con 45 puntos de frecuencia); lo cual permite coleccionar información con poco costo. / Debemos remarcar que una ventaja significativa de operar con la solución analítica es que permite calcular efectos espaciales sin las limitaciones de otras técnicas, por ejemplo la de expansión modal / donde los problemas de convergencia, especialmente en frecuencias altas, enmascaran los efectos espaciales.

III.5 Densidad Espectral Global de Referencia

Con el objeto de comparar la CPSD_R para distintas posiciones de los detectores, es conveniente definir una densidad espectral de referencia (PSD) que sea una característica global del sistema, o sea independiente de la variable espacial. Luego, podemos definir ;

$$\xi(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \omega) = \frac{|\text{CPSD}_R(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \omega)|}{\text{PSD}(\omega)} \quad (3.5.1)$$

donde ξ representa una magnitud relativa de la CPSD_R y por conveniencia se lo puede normalizar a uno en la región del plateau de la función transferencia del reactor.

Hay diferentes posibilidades para la definición de la PSD. Una primera PSD de referencia puede ser definida si aproximamos la cinética de nuestro modelo reflejado por un sistema desnudo y equivalente con detectores distribuidos uniformemente en el núcleo. La CPSD de éste sistema será denotada por PSD_p y tiene la expresión (ver apéndice C) :

$$\text{PSD}_p \sim |1 - h|^2 |G|^2 \quad (3.5.2)$$

Donde se ha incluido el efecto de los neutrones retardados en la fuente equivalente de ruido.

En la ec.(3.5.2), G es la función transferencia de un reactor // puntual :

$$G = \frac{1}{j\omega\Lambda + h - \rho} \quad (3.5.3a)$$

donde Λ es el tiempo entre generaciones de neutrones, y ρ la reactividad.

La ec.(3.5.3a) está dada en la aproximación pronta ($\omega > \frac{1}{\lambda_i}$) por:

$$G \sim \frac{1}{\Lambda(j\omega + \alpha)} \quad (3.5.3b)$$

$\alpha = (\beta - \rho)/\Lambda$ es la constante de decaimiento del modo fundamental de /

los neutrones prontos.

Para usar la ec.(3.5.2) como función de referencia, es necesario de calcular Λ (como una cantidad global del sistema) o bien determinar el parámetro α (a través de un α - search).

Una función alternativa que puede ser usada como referencia es la APSD de la potencia del reactor. Esto es, perturbamos al reactor a través de variaciones estadísticas de pequeña amplitud en la reactividad. Esta función de referencia puede ser calculada directamente, sin necesidad de conocer Λ ó α .

Otra función de referencia posible es, por ejemplo la CPSD_R con detectores distribuidos sobre todo el sistema (núcleo y reflector). Este caso será comentado en el capítulo IV.

III.5.1 α - Search

De acuerdo a Preskitt et al. (75), consideremos un reactor subcrítico y estacionario al cual se le extrae en el tiempo $t=0$ una fuente externa. Las soluciones de las ecuaciones cinéticas varían / exponencialmente en el tiempo de acuerdo a :

$$\phi_{1n}(\vec{x}, t) = \psi_{1n}(\vec{x}) \exp(\omega_n t) \quad (3.5.1.1a)$$

$$\phi_{2n}(\vec{x}, t) = \psi_{2n}(\vec{x}) \exp(\omega_n t) \quad (3.5.1.1b)$$

$$c_{\lambda n}(\vec{x}, t) = c_{\lambda n}(\vec{x}) \exp(\omega_n t) \quad (3.5.1.1c)$$

Si éstos vectores son introducidos en la ec.(3.3.1) sin el término de fuente y la densidad de precursores es eliminada, se obtiene un sistema de autofunciones- ω el cual tiene que satisfacer las condiciones de contorno en los bordes del sistema :

$$\begin{pmatrix} \text{div } D_1 \text{ grad} - \Sigma_1, \nu \Sigma_f (1 - h_n) \\ \Sigma_R, \text{div } D_2 \text{ grad} - \Sigma_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{1n} \\ \psi_{2n} \end{pmatrix} = \omega_n \begin{pmatrix} \frac{1}{\lambda_1} \psi_{1n} \\ \frac{1}{\lambda_2} \psi_{2n} \end{pmatrix} \quad (3.5.1.2)$$

Con :

$$h_n = \omega_n \sum_{\lambda} \frac{\beta_{\lambda}}{\lambda_{\lambda} + \omega_n}$$

La ec.(3.5.1.2) es una expresión general que permite determinar

los autovalores, ω_n , y las autofunciones, ψ_{1n} , del sistema

De acuerdo al concepto convencional de reactividad, la misma se define como $\rho = (k-1)/k$ siendo k el factor de multiplicación efectivo en el reactor estático. ρ es obtenido a través del mayor autovalor algebraico que resulta de la ecuación estática :

$$\begin{pmatrix} \text{div } D_1 \text{ grad} - \Sigma_1 & , & \nu \Sigma_f (1 - \rho) \\ \Sigma_R & , & \text{div } D_2 \text{ grad} - \Sigma_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = 0 \quad (3.5.1.3)$$

Escribiendo la ecuación correspondiente a las funciones adjuntas estáticas ϕ_1^+ , ϕ_2^+ (75) y operando, se obtiene una ecuación in-hour generalizada :

$$\rho = \omega_n \left(\frac{\int dV \left(\frac{1}{N_1} \phi_1^+ \psi_{1n} + \frac{1}{N_2} \phi_2^+ \psi_{2n} \right)}{\int dV \phi_1^+ \nu \Sigma_f \psi_{2n}} + \sum_i \frac{\beta_i}{\lambda_i + \omega_n} \right) \quad (3.5.1.4)$$

en donde podemos identificar el tiempo entre generaciones para cada modo como :

$$\Lambda_n = \frac{\int dV \left(\frac{1}{N_1} \phi_1^+ \psi_{1n} + \frac{1}{N_2} \phi_2^+ \psi_{2n} \right)}{\int dV \phi_1^+ \nu \Sigma_f \psi_{2n}} \quad (3.5.1.5)$$

Todos los autovalores ω_n son negativos. La constante de decaimiento del modo fundamental de los neutrones prontos, α , de la ec. (3.5.3b), es el mayor autovalor negativo que pertenece al conjunto de autovalores y al conjunto de modos cinéticos correspondientes que satisfacen la ec. (3.5.1.4). Si Λ es el tiempo entre generaciones que corresponde al autovalor- α , la ec. (3.5.1.4) se puede aproximar por :

$$\text{con} \quad \rho = -\alpha \Lambda + \beta \quad (3.5.1.6)$$

$$\beta = \sum_i \beta_i$$

En las investigaciones numéricas de nuestro modelo de núcleo reflejado, los estados subcríticos han sido generados a través del término de producción :

$$\nu \Sigma_f = K (\nu \Sigma_f)_{cr}$$

donde $(\nu \Sigma_f)_{cr}$ contiene la sección eficaz de fisión usada para el cálculo del tamaño crítico del reactor. Con éste procedimiento ρ es una cantidad conocida, α fue determinado resolviendo la ec.(3.5.1.2), β es conocido y Λ se obtiene usando la ec.(3.5.1.6). La ecuación de los autovalores- ω_n puede ser escrita en forma similar a la ecuación estática de autovalores (A. 9) del apéndice A, y no será dada explícitamente. Es una ecuación trascendental que puede ser resuelta solamente por un proceso de iteración. La ec.(3.5.1.5) fue usada para // chequear la validez del cálculo de α .

III.5.2 Power Spectral Density de las Fluctuaciones en Potencia Inducidas por Fluctuaciones Estadísticas en la Reactividad.

Perturbemos al reactor por medio de fluctuaciones aleatorias en reactividad $\delta\rho(t)$ de modo que $\langle \delta\rho(t) \rangle = 0$. Usando teoría de perturbaciones de primer orden, éstas fluctuaciones en reactividad en / el dominio temporal aparecen en la señal de entrada δS_1 de la ec. // (3.3.11) como :

$$\delta S_1 = - (1 - h) \nu \Sigma_f \phi_2 \delta\rho \quad (3.5.2.1)$$

La fluctuación en la población de los neutrones térmicos, se obtiene a partir de la ec.(3.3.8) y considerando que $\sum_{1d}=0$ y $\sum_{2d}=1$. Llamando ahora ϕ_1^+ , ϕ_2^+ a las funciones adjuntas, se obtiene :

$$\delta\phi_2(\vec{x},\omega) = -(1-h)\delta\rho(\omega) \int dV \phi_1^+(\vec{x},\vec{x}_1,\omega) \Sigma_f(\vec{x}) \nu \phi_2(\vec{x}) \quad (3.5.2.2)$$

Luego, el espectro en frecuencias de las fluctuaciones en potencia es,

$$\delta P(\omega) = c \int dV_1 \Sigma_f(\vec{x}_1) \delta\phi_2(\vec{x}_1,\omega) \quad (3.5.2.3)$$

donde c es una constante de conversión.

Reemplazando (3.5.2.2) en (3.5.2.3), se obtiene :

$$\delta P(\omega) = (1 - h) G_{PF}(\omega) \delta\rho(\omega) \quad (3.5.2.4)$$

donde G_{PF} es la función transferencia :

$$G_{PF}(\omega) = c \iint dV_1 dV \Sigma_f(\vec{x}_1) \phi_1^+(\vec{x},\vec{x}_1,\omega) \nu \Sigma_f(\vec{x}) \phi_2(\vec{x}) \quad (3.5.2.5)$$

Finalmente, la PSD de las fluctuaciones en potencia del reactor, está dada por

$$\text{PSD}_{\text{PF}} = |1 - h|^2 |G_{\text{PF}}|^2 \text{PSD}_{\rho} \quad (3.5.2.6)$$

Donde PSD_{ρ} denota la PSD de las fluctuaciones en reactividad. / Es de mencionar que el factor $|1-h|^2$ aparece como un factor común a la CPSD_{R} y a las PSD's de referencia definidas anteriormente y, por lo tanto, se cancela en ξ . Si se asume que las fluctuaciones en reactividad son un ruido blanco, la ec.(3.5.2.6) es otra posibilidad / de usar como PSD de referencia. En el primer caso de referencia (PSD_{p} de la ec. (3.5.2)) solo la contribución del modo pronto fundamental fué considerado. Mientras que en este segundo caso de referencia (PSD_{PF}) la solución analítica contiene implícitamente todos los modos / cinéticos y, en consecuencia, todo el efecto de realimentación neu- / trónica del reflector al núcleo.

En nuestras evaluaciones numéricas hemos encontrado pequeñas diferencias entre las funciones PSD_{p} y PSD_{PF} en altas frecuencias (~ 400 Hz) para el caso de nuestro modelo moderado y reflejado con H_2O . Por esta razón hemos usado como referencia la simple expresión de la PSD_{p} . Si uno reemplaza el material reflector por D_2O o grafito, la / distorsión cinética y los armónicos espaciales introducen diferencias significantes entre ambas funciones de referencia, aún en bajas frecuencias. Estos casos no serán representados graficamente ya que en este trabajo nos limitaremos a presentar las investigaciones realiza- das en un sistema moderado y reflejado con H_2O .

En investigaciones realizadas con fuente pulsada (49) se puntualizaba la importancia de la contribución de los armónicos prontos en el caso de un sistema reflejado con grafito. Estos resultados no son directamente comparables con el problema tratado aquí, debido a la / naturaleza diferente de ambas técnicas de medición.

En el capítulo próximo consideraremos los resultados numéricos / para ver si las tendencias observadas experimentalmente pueden ser / reproducidas con nuestro modelo simple de cálculo.-

IV Resultados Numéricos del Modelo de Cálculo.

De acuerdo a los resultados obtenidos con un simple modelo de // cálculo (14), para un reactor en potencia cero los efectos espaciales dependen fuertemente del tamaño del reactor. Se encontró que los efectos espaciales son despreciables, en un rango de frecuen-// cias que no esté muy por encima de la frecuencia de corte, α_c (*), / cuando :

$$H \ll \frac{\pi M}{\sqrt{\beta}} \quad (4.1)$$

siendo :

M = longitud de migración

β = fracción efectiva de neutrones retardados.

y cuando los detectores no están ubicados muy cerca de los bordes del núcleo. La importancia de la desigualdad (4.1) se explica en el a-// ppendice C. Las consideraciones anteriores son aplicables a un reactor unidimensional, homogéneo y desnudo. Para un sistema reflejado y con un núcleo de tamaño pequeño, el reflector-saving es relativamente al to. Por lo tanto la cinética del sistema puede verse fuertemente mo-// dificada por las propiedades nucleares del material reflector. En // consecuencia, los efectos espaciales no solo serán generados por el/ tamaño del núcleo, H , sino que también estarán influenciados por las propiedades nucleares del material del reflector.

La cantidad $\pi M/\sqrt{\beta}$ de la desigualdad (4.1) tiene un valor de a proximadamente 2.5 metros para un LWR, el cual para plantas de poten cia de éste tipo es comparable al tamaño de su núcleo. Entonces, un reactor de ésta dimensión debería designarse como reactor de tama ño intermedio. Sin embargo, a un sistema de tales dimensiones lo lla maremos, siguiendo la terminología usual, reactor de tamaño grande. En éstos casos el reflector tiene poca influencia para mediciones // realizadas con detectores in-core; pero la cinética del sistema tiene una fuerte dependencia espacial.

En nuestros cálculos numéricos se usaron parámetros de grupo tí-
picos de un reactor con uranio altamente enriquecido, moderado y re-

(*) Esto no es válido para el caso de una perturbación que se propa-
ga a través del núcleo, como es el caso del two-phase coolant //
flow en un BWR (14).

flejado con H_2O . Los datos correspondientes a los valores de los parámetros usados están dados en la Tabla 9. Los mismos fueron elegidos para un alto grado de quemado (50%). En éste caso se alcanzó un tamaño del núcleo en crítico $H = 77.6$ cm y un $\alpha_c = 122$ rad/seg (con $\beta = 0,007$). Estos valores son representativos del reactor SAPHIR en un estado de burn-up avanzado y se cree que no son muy diferentes de los valores experimentales con los cuales se llevaron a cabo las mediciones. De acuerdo al tamaño de su núcleo, designaremos a éste sistema como realístico.

Con el objeto de lograr una mejor comprensión de las tendencias en los efectos espaciales, un sistema con $H = 197$ cm fué también considerado. Para ajustar ese tamaño del núcleo se cambió la sección eficaz de absorción térmica, Σ_a . En estas condiciones se obtuvo un $\alpha_c = 130$ rad/seg. A los efectos comparativos también se consideró el estudio de un reactor desnudo, siendo ajustada la sección eficaz de absorción térmica para compensar el reflector-saving y poder comparar, para cada tamaño del núcleo, con el reactor reflejado.

De acuerdo a lo mencionado en la sección (III.5.1), los estados subcríticos fueron generados cambiando el $\nu \Sigma_f$. Nuestras investigaciones numéricas están limitadas a dos estados de reactividad, $\rho = 0$ y $\rho = -5\%$. Las fracciones de neutrones retardados, β_i , fueron tomadas de (47).

Unicamente se presentan los resultados para detectores sensibles solo a neutrones térmicos.

Una función que fué muy usada, por ejemplo, para caracterizar el grado de acople entre regiones en las cuales están ubicados los detectores, es la función coherencia. La misma, de acuerdo a (2) se define como :

$$COH(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \omega) = \frac{|CPSD_R(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \omega)|}{\sqrt{CPSD_R(\vec{x}_1, \vec{x}_1, \omega) CPSD_R(\vec{x}_2, \vec{x}_2, \omega)}} \quad (4.2)$$

Resultados Numéricos con Ambos Detectores Localizados en el Núcleo.

La Fig. 15 muestra el primer caso, en el que la cantidad ξ definida en la ec. (3.5.1) es graficada para detectores ubicados en la misma posición y dentro del núcleo. En éste y en todos los demás casos, la cantidad ξ fué normalizada en forma tal que $\xi(f = 1 \text{ Hz}) = 1$. El rango de frecuencias considerado es desde 1 hasta 400 Hz. Es posible de diferenciar, en todos los casos, que $\xi > 1$ en altas frecuencias./

Esta es una tendencia general. El efecto espacial, para una dada frecuencia, es obviamente mas pronunciado para el sistema con un núcleo de mayor tamaño y cuando los detectores están ubicados mas cerca de las interfases. Para dos posiciones de los detectores ubicadas simétricamente con respecto al centro del núcleo, el efecto espacial es mayor para la posición más próxima a la interfase sin reflector (ver curvas 3 y 1). Habrá una posición, en las proximidades del centro del núcleo, en donde el efecto espacial sea mínimo (en un reactor desnudo y homogéneo ese punto es, precisamente, el centro del reactor en donde el primer armónico se anula). En el estado subcrítico, para // una dada frecuencia, el efecto espacial aparece menos pronunciado que en el estado crítico debido a la mayor extensión de la zona del plateau en la función transferencia.

Estas tendencias no son novedosas, ya que diversos cálculos llevados a cabo en un reactor desnudo (86, 68) o en un sistema reflejado (87) muestran resultados similares. Además, la característica principal de los efectos espaciales que se muestran en la Fig. 15 puede ser entendida si consideramos un caso límite, el comportamiento del parámetro ξ en altas frecuencias para un reactor desnudo y homogéneo. Usando la ec. (C.21) se obtiene que ;

$$\xi (x_1=x_2, \omega) \sim \sqrt{\frac{\omega^2 + \alpha^2}{\alpha + \sqrt{\omega^2 + \alpha^2}}} \quad (4.3)$$

Esta ecuación representa un caso límite pero, sin embargo, muestra la tendencia principal que se encontró para el efecto espacial.

Para detectores in-core, pero localizados en distintas posiciones, las tendencias son diferentes. En la Fig 16 se muestran las CP SD's (magnitud relativa y fase) y funciones coherencia para el reactor de tamaño realístico en estado crítico, mientras que en la Fig./ 17 se representan los resultados para el estado subcrítico. Los resultados correspondientes al sistema de tamaño grande se muestran en las Figs 18 y 19.

Existen nuevamente casos en los que en la zona de altas frecuencias la magnitud de la CP_{SD_R} decrece menos rápidamente que la PSD_p, pero aparecen otros casos donde el comportamiento es justamente o-// puesto. Debemos mencionar que el efecto de que el parámetro ξ decrezca con la frecuencia fue observado experimentalmente en una medición realizada en el reactor SAPHIR con detectores ubicados en diferentes caras de la interfase núcleo-reflector (54). Sin embargo una inter-/

pretación clara de éste resultado no puede darse debido, principalmente, a la ubicación de los detectores y a la irregularidad de la / configuración del núcleo usado.

Para detectores que estén muy separados en el núcleo de tamaño / grande, pueden ser observados uno o mas mínimos en la $CPSD_R$ o fun-// ción Coherencia, respectivamente. Los puntos en frecuencia en los que éstos mínimos ocurren se conocen en la literatura como sink-freque-
ncies. En esas frecuencias se observa un cambio de signo en la parte real de la $CPSD_R$, la fase es 90 grados (positiva o negativa), y la / $CPSD_R$ es puramente imaginaria. Los valores de la sink-frequency se / incrementan a medida que aumenta la subcriticidad o decrece la distan-
cia entre los detectores.

La existencia de las sink-frequencies en la $CPSD_R$ es bien conoci-
da en reactores acoplados, donde fue verificada experimentalmente a través de diferentes trabajos (43, 2, 83, 33, 38, 65). Lo que es un hecho totalmente novedoso es que tal comportamiento pueda apare-
cer con detectores ubicados dentro de una misma zona homogénea, de / acuerdo a lo encontrado con nuestro modelo. El fundamento físico de la existencia de estas sink-frequencies es cierto tipo de cancela-/
ción de las fluctuaciones estadísticas, a frecuencias particulares / de la $CPSD_R$, debido a que los neutrones arri^{van} a los detectores con una relación de fase de 90 grados causada por los efectos espaciales (3). Usando la aproximación de un medio homogéneo e infinito (ver // Apéndice C), se puede observar que detectores puntuales que están muy espaciados entre sí toman la información de la evolución neutrón-
ica en regiones diferentes. De acuerdo a la información de las Figs. 18 y 19, la función Coherencia es muy pobre aún en bajas frecuencias.

La dependencia espacial mostrada por la $CPSD_R$ para detectores in-
core no es típica de un sistema reflejado, excepto para detectores / localizados cerca de la interfase núcleo-reflector. El H_2O es, en // principio, un reflector pobre el cual no altera significativamente la cinética del núcleo, moderado también con H_2O . Esto surge de con-
siderar un estudio comparativo con un reactor homogéneo y desnudo // (en dos grupos de energía). Las tendencias de los efectos espaciales son muy similares y también aparecen las sink-frequencies en la CP -
 SD_R para detectores separados una gran distancia dentro del núcleo / desnudo. Estos cálculos fueron llevados a cabo en dos formas diferen-
tes, usando la solución analítica de las funciones importancia ci-
nética y aplicando la expansión modal. Ambos procedimientos die-
ron el mismo resultado.

Resultados Numéricos con un Detector Localizado en el Núcleo y el Otro Detector Ubicado en el Reflector,

En el report EIR 446 (58) se muestran los resultados obtenidos / para las CPSD's (magnitud relativa y fase) y las funciones de Coherencia para los estados crítico y subcrítico, respectivamente, cuando un detector es colocado en diferentes lugares en el núcleo del reactor y el otro detector está ubicado en el reflector, en la posición del pico de flujo térmico. Las tendencias son similares al caso anterior, para los dos detectores in-core. No hay una diferencia remarcable. / Cuando en el núcleo de tamaño grande los detectores están separados una gran distancia, las sink-frequencies también aparecen en la CPSD_R.

Para éste tipo de ubicación de los detectores (in-core, ex-core) fueron realizadas mediciones de la CPSD en el ORNL (79). Los datos / experimentales son ajustados por medio de un modelo de cálculo y se demuestra que la parte imaginaria de la CPSD tiene una frecuencia de corte en la zona de los 500 Hz para detectores separados 9.8 cm y // 15.8 cm. Se encontró que el valor de la frecuencia de corte es menor a medida que aumenta la distancia entre los detectores. Este comportamiento no se reproduce si se usa el modelo nodal. Con nuestro modelo de cálculo, para el sistema realístico ($H = 77.6$ cm), se encuentra / que la parte imaginaria de la CPSD depende de la frecuencia y que la frecuencia de corte es menor a medida que la distancia entre los detectores aumenta. En nuestros cálculos, se encontró una frecuencia de corte de 100 Hz para un detector ubicado en $x_1 = 0.1 * H$ y el otro en el pico térmico (distancia $\simeq 72$ cm). Luego, se concluye de que nuestro modelo de cálculo reproduce las principales tendencias de los // efectos espaciales encontrados experimentalmente.

Resultados Numéricos con Ambos Detectores Localizados en la Zona del Reflector.-

Los efectos espaciales en la zona del reflector fueron estudiados para los detectores ubicados en posiciones cercanas al pico de flujo térmico. Es claro de que ubicaciones alejadas de la interfase carecen de interés práctico ya que la información correlacionada es muy pobre.

En la Fig. 20 se muestran los resultados obtenidos para las CPSD's. Las curvas muestran que, en el rango de frecuencias considerado, la / CPSD_R decrece en altas frecuencias mas lentamente que la PSD_p. Para / detectores ubicados en diferentes posiciones, alrededor del pico de / flujo térmico, el comportamiento de ξ es prácticamente el mismo; por ejemplo la diferencia en las curvas que representan el parámetro ξ cuando los dos detectores están ubicados directamente en la interfase

o en el pico de flujo térmico es tan pequeña, que no puede ser diferenciada en la representación gráfica. Es interesante de remarcar que para una dada separación entre los detectores ubicados en el reflector, la fase de la $CPSD_R$ es independiente del tamaño del núcleo y de la reactividad.

En la Fig 20 se incluye el caso en que ambos detectores están colocados a 20 cm. de la interfase (curva 2). En éste caso, el parámetro ξ pasa por un máximo y luego decrece.

El reflector se comporta como un filtro pasa-bajo eliminando la información en altas frecuencias. La frecuencia de corte disminuye a medida que la distancia de los detectores con respecto a la interfase aumente.

La función Coherencia para detectores ubicados en distintas posiciones (dentro de la región espacial investigada) es prácticamente 1 en el rango de frecuencias considerado, e independiente del tamaño / del núcleo y de la reactividad. Es posible que ésta característica sea consecuencia del carácter unidimensional de nuestro modelo.

Las curvas de mas interés en la Fig 20 son las 1a. Se observa // que el incremento de ξ , en función de la frecuencia, empieza en ~ 100 Hz; lo cual está de acuerdo con nuestros resultados experimentales que se muestran en las Figs 12 y 13 (segunda curva desde arriba). También hay un buen acuerdo en la magnitud, aunque este hecho puede considerarse como fortuito. Los efectos espaciales observados experimentalmente son un poco mayores que los predichos por el modelo de / cálculo.

Con el propósito de verificar la validez de nuestros resultados numéricos, los cuales se basan en teoría de difusión en dos grupos / de energía, Amato (4) calculó la $CPSD_R$ para el sistema realístico en crítico usando el código de transporte unidimensional TASK en dos // grupos y con la aproximación S-2. El reflector considerado es de // 30 cm. de espesor. Las $CPSD_R$'s (magnitud y fase) y las funciones Coherencia calculadas están en un buen acuerdo con nuestros resultados numéricos para detectores ubicados : in-core, ex-core, e in-core / ex-core. Diferencias típicas en la magnitud de las $CPSD_R$'s calculadas con nuestro modelo y las evaluadas con el código de transporte mencionado son de 2% en 100 Hz y de 8% en 400 Hz.

Aplicación del Zero-Crossing Correlation Method

La Cross-Correlation Function (CCF) se obtiene aplicando la transformada inversa de Fourier a la $CPSD_R$. Para detectores localizados /

en la misma posición, la CCF es una función simétrica con respecto / al tiempo de retardo τ :

$$CCF(\vec{x}_1=\vec{x}_2, \tau) = \frac{q^2}{2\pi} \int_0^\infty d\omega \xi(\vec{x}_1=\vec{x}_2, \omega) PSD_p(\omega) |H(\omega)|^2 \cos(\omega\tau) \quad (4.4)$$

La ec.(4.4) ha sido escrita en forma tal que ξ aparece como un / término de corrección espacial a los resultados del model cinético / puntual. $H(\omega)$ es la función transferencia de los filtros pasa-ban- da en cada canal, los cuales son un filtro RC pasa-alto y dos filtros RC pasa bajo. q es la carga liberada por netron detectado (se asume que ambos detectores tienen características operacionales idénticas).

De acuerdo a las investigaciones llevadas a cabo en el dominio de las frecuencias, la aparición de efectos espaciales en la CCF depende de la relación entre la frecuencia a la cual ξ se empieza a desviar / de 1 y la frecuencia de corte, α , de la CPSD del sistema. A medida que ésta relación (que depende de la subcriticidad del reactor) aumen- ta, la influencia de los efectos espaciales sobre la CCF será mas pe- queña. Los efectos espaciales pueden reducirse eligiendo adecuadamente la frecuencia de corte superior en los filtros pasa-bajo. Para ello / debe tenerse en cuenta de que reduciendo el valor de ω_H se disminuye el error sistemático debido a los efectos espaciales pero, por otro / lado, se aumenta el error estadístico en la reactividad evaluada debi- do a que la relación funcional $G=\bar{G}(\rho)$ tiende a "aplanarse" cuando ω_H disminuye (12).

La Fig. 21 muestra los resultados del cálculo de la relación fun- cional entre la reactividad y el punto de cruce por cero de la CCF // con los mismos parámetros de filtro que los utilizados en las investi- gaciones experimentales. La curva 1 se refiere al caso donde se asu- me que no hay dependencia espacial y en consecuencia $\xi = 1$ para todas las frecuencias, la curva 2 corresponde a un caso bastante favorable ya que ambos detectores están ubicados en el centro del núcleo donde / de acuerdo a la Fig.15 los efectos espaciales son pequeños; mientras que la curva 3 corresponde al caso en que ambos detectores están ubica- dos en el reflector y en el punto que corresponde al pico de flujo tér- mico. Se puede ver que en el sistema realístico, parte superior de la Fig.21, la cinética puntual es una buena aproximación aún para detec- tores ubicados en el reflector. En el sistema con núcleo grande, par- te inferior de la Fig.21, las mediciones con detectores localizados en el centro del núcleo siguen aproximadamente el modelo cinético puntual,

mientras que las mediciones hechas con detectores ex-core muestran / una divergencia apreciable de ese modelo, debido a que los efectos espaciales, en ese caso, empiezan a frecuencias tan bajas como α_c . De acuerdo a los efectos-espaciales obtenidos en el dominio de las / frecuencias, Figs. 15 y 20, es de esperar que para ambos detectores ubicados juntos en posiciones intermedias entre el centro del núcleo y el pico del flujo térmico, las curvas $G=G(\rho)$ deben variar entre los dos casos (2 y 3) mostrados en la Fig. 21.

El punto de cruce por cero de la CCF fue obtenido del análisis / del gráfico de la CCF. Asumiendo el modelo cinético puntual en la aproximación pronta, la CCF toma una expresión analítica bastante simple. En nuestro modelo de cálculo es necesario resolver numéricamente la ec. (4.4.). Para ello se usó el algoritmo llamado FFT. Los límites de integración en frecuencia fueron variados, por encima y / por debajo de los valores de los filtros pasa-banda, hasta lograr la convergencia, para una dada precisión en los resultados.

Detectores Distribuidos

Si cada detector está distribuido uniformemente sobre una cierta región del sistema, la count-rate cross-power spectral density para detectores distribuidos sobre los volúmenes V_1 y V_2 está dada por :

$$CPSD_{RD}(V_1, V_2, \omega) = \int_{V_1} \int_{V_2} dV_1 dV_2 CPSD_R(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \omega) \quad (4.5)$$

Los detectores distribuidos representan, por cierto, un caso irreal ya que no puede darse en la práctica. Por lo tanto solo consideraremos los casos en que las zonas definidas por V_1 y V_2 corresponden a la región del núcleo y/o reflector. La ec. (4.5) debería dar / resultados relacionados con los obtenidos a través de un tratamiento en el cual se use la aproximación nodal en dos grupos de energía; con la excepción de que en éste caso el tamaño del núcleo no entra como / un parámetro del modelo.

Fueron considerados cuatro casos de detectores distribuidos :

- ambos detectores distribuidos sobre la región del núcleo.
- un detector distribuido sobre el núcleo y el otro sobre la zona del reflector.
- ambos detectores distribuidos sobre la región del reflector.
- ambos detectores distribuidos a través de todo el sistema.

Los resultados se muestran en la Fig. 22 . El valor de ξ es // prácticamente 1, en el rango de frecuencia considerado, para detecto-

res distribuidos sobre el núcleo (curvas 2 y 6), Cohn (23) demostró / que usando un modelo a un grupo de energía y con dos nodos (núcleo y reflector), había un incremento de ξ por encima de $\omega=\alpha_c$ cuando la CPS D_{RD} del sistema reflejado se compara con la PSD_p del reactor desnudo y equivalente. En el trabajo citado, se usaron constantes típicas de un reflector de grafito o berilio por lo que, usando para el reflector constantes correspondientes al H_2O se obtiene de que el parámetro ξ es prácticamente constante en el rango de frecuencias considerado (hasta 400 Hz).

Debido al tipo de reflector usado en nuestro modelo (H_2O), la forma de la $CPSD_R$ para detectores distribuidos in-core es muy similar a la forma de la $CPSD_R$ para detectores distribuidos sobre todo el sistema (curvas 3 y 7 de la Fig. 22).

Cuando ambos detectores están distribuidos sobre el reflector, / ver Fig. 22, curvas 1 y 5, la $CPSD_{RD}$ exhibe un comportamiento muy similar a la $CPSD_R$ cuando ambos detectores están localizados en la zona del reflector, cerca de la interfase con el núcleo. Esto no es una sorpresa debido a que para detectores distribuidos, solo la región / del reflector cerca del núcleo contribuye en forma significativa al / ruido correlacionado. De acuerdo a esto, uno podría concluir (siempre refiriéndose a nuestro simple modelo unidimensional), de que el tamaño real de un detector localizado en el reflector no es un parámetro decisivo en la forma espectral de la $CPSD_R$.

V Medición y Análisis de la Evolución del Xenon después del Shut-Down.-

Las investigaciones previas llevadas a cabo en el reactor tipo / swimming pool SAPHIR, demuestran la posibilidad de usar el SDRM para determinar reactividades subcríticas con detectores localizados en / la zona del reflector, cerca de la interfase con el núcleo. De acuerdo a los resultados experimentales obtenidos, confirmados por el desarrollo de un modelo teórico unidimensional, para ésta posición de los detectores y en la región de altas frecuencias ($f > 100$ Hz) la CPSD se desvía del modelo puntual. Sin embargo, el hecho de que este rango de frecuencias esté muy por encima de α_c y el empleo de etapas / de filtro pasa-bajo inherentes al zero-crossing method hacen que el uso del modelo cinético puntual sea una buena aproximación para el / análisis del parámetro determinado (punto de cruce por cero de la // CCF). Se determinó que el rango de reactividades para el cual el modelo cinético puntual es aplicable y el SDRM da información con una precisión razonable es, $0 \geq \rho > -5\%$.

Debemos mencionar que durante la evolución temporal del Xe-135, el sistema no se encuentra en un estado de equilibrio estacionario. Pero podemos considerarlo en una condición de equilibrio cuasiestacionario ya que el valor elegido para la constante temporal de control en el SDRM (~ 1 minuto) es mucho menor que la constante temporal de relajación de este fenómeno.

Basados en las consideraciones anteriores, concluimos que es posible determinar la reactividad inducida por el Xe utilizando el SDRM con detectores ubicados en la interfase núcleo-reflector y asumiendo la validez del llamado modelo cinético puntual para el análisis del punto de cruce por cero de la CCF.

Al comienzo de las experiencias, el reactor fue llevado después de una operación a potencia estacionaria a un estado ligeramente subcrítico. Luego, la evolución temporal de la reactividad inducida por el crecimiento en la concentración del Xenon fue medida, automáticamente, con la ayuda del sistema amplificador descrito en la sección II.4.2 La aplicabilidad del modelo cinético puntual fue chequeada a través de la evaluación de la CPSD en diferentes niveles de subcriticidad inducida por el Xe.

Los efectos en reactividad inducidos por el Xenon-135 fueron tratados mediante el uso de una simple teoría de reactores con dependencia espacial. Del ajuste de los datos experimentales fueron obtenidos

tres parámetros ;

- α_c , constante de decaimiento en crítico de los neutrones prom-
tos
- ρ_0 , reactividad en equilibrio inducida por el Xe-135
- $\bar{\phi}$, valor medio del flujo térmico del reactor operando a poten-
cia (antes del shut-down)

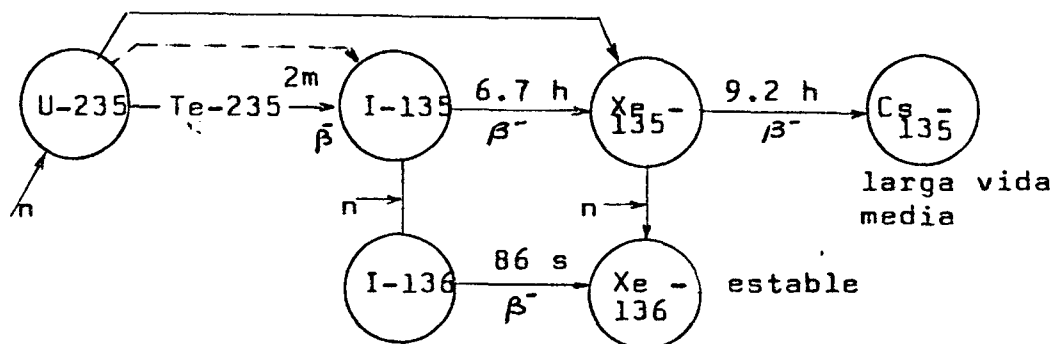
Esta última cantidad es relevante para una operación segura del reac-
tor.

Con el objeto de confirmar la validez de nuestras investigacio-/
nes, se realizaron mediciones de la evolución temporal del envenena-
miento por Xenon con dos configuraciones diferentes para el reactor;
en la segunda medición el valor medio del flujo térmico era mayor que
en la primera. Además, en la segunda configuración, núcleo 392B, des-
pués que el reactor volvió a crítico por sí mismo se hizo una inser-
ción de las barras de control CR2 y CR4 con el objeto de seguir la e-
volución temporal de la reactividad inducida por el Xenon hasta 72 /
horas después del shut-down de la operación en potencia.

V.1 Fundamentos Teóricos del Envenenamiento Inducido por el Xenon- 135.-

V.1.1 Evolución Temporal de la Concentración del Xe-135

El Xe-135 se genera en la siguiente cadena de decaimiento,



El Xe-135 se forma como producto directo de fisión con una rela-
ción fraccional (número promedio de átomos producidos por fisión) de
 2×10^{-3} . Una cantidad mucho mayor resulta del decaimiento del produc-
to de fisión Te-135, el cual tiene una relación fraccional de 0.056.
Dado que la vida media del Te-135 es de solo 2 minutos, mientras que
su producto de decaimiento, el I-135, decae en Xe-135 con una vida /

media de 6,68 hrs; es usual el asumir que el I-135 es producido directamente por fisión. También se desprecia la captura de neutrones térmicos en el I-135.

Las ecuaciones diferenciales para las concentraciones son ;

$$\frac{dI}{dt} = \gamma_1 \Sigma_f \phi - \lambda_1 I \quad (5.1.1.1)$$

$$\frac{dX}{dt} = \lambda_1 I + \gamma_2 \Sigma_f \phi - \sigma_2 \phi X - \lambda_2 X \quad (5.1.1.2)$$

donde :

$I(\vec{x}, t)$ = concentración de I-135 (número de núcleos por unidad de volumen)

$X(\vec{x}, t)$ = concentración de Xe-135

$\phi(\vec{x})$ = flujo térmico en $\vec{x}$

γ_1 = relación fraccional de fisión del I-135.

γ_2 = relación fraccional de fisión del Xe-135.

λ_1 = constante de decaimiento del I-135.

λ_2 = constante de decaimiento del Xe-135.

σ_2 = sección eficaz microscópica de captura de neutrones térmicos del Xe-135.

$\Sigma_f(\vec{x})$ = sección eficaz macroscópica de fisión para neutrones térmicos.

Las ecuaciones (5.1.1.1) y (5.1.1.2) tienen dependencia espacial. En consecuencia, los efectos en reactividad debido al envenenamiento por Xe-135 deben ser tratados usando una teoría de reactores con dependencia espacial. Veamos primero el valor de las concentraciones / en equilibrio. Luego de un largo tiempo de irradiación,

$$\frac{dI(\vec{x}, t)}{dt} = 0$$

$$\frac{dX(\vec{x}, t)}{dt} = 0$$

Y la concentración de Xenon alcanza un valor de equilibrio de

$$x_0(\vec{x}) = \frac{(\gamma_1 + \gamma_2) \Sigma_f(\vec{x}) \phi(\vec{x})}{\lambda_2 \left(1 + \frac{\sigma_2 \phi(\vec{x})}{\lambda_2} \right)} \quad (5.1.1.3)$$

Después de un shut-down desde esta condición de equilibrio, la / evolución temporal en la concentración de Xenon es la solución de ;

$$\frac{dX}{dt} = \lambda_1 I_0 \exp(-\lambda_1 t) - \lambda_2 X \quad (5.1.1.4)$$

con la condición inicial,

$$X(\vec{x}, t=0) = X_0(\vec{x})$$

Siendo $I_0(\vec{x})$ la concentración (en equilibrio) del I-135 antes del // shut-down.

La solución de la ec.(5.1.1.4), via la transformada de Laplace, está dada por :

$$X(\vec{x}, t) = X_0(\vec{x}) \left(\exp(-\lambda_2 t) + \frac{\lambda_1 \lambda_2 \left(1 + \frac{G_2 \Phi(\vec{x})}{\lambda_2}\right)}{(\lambda_1 + \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2)} (\exp(-\lambda_2 t) - \exp(-\lambda_1 t)) \right) \quad (5.1.1.5)$$

V.1.2 Tratamiento con Dependencia Espacial Usando Teoría de Perturbaciones en un Grupo de Energías.

La descripción del efecto de envenenamiento por Xenon mediante el uso del modelo cinético puntual puede dar lugar a errores apreciables. Los efectos en reactividad debidos al Xe-135 deben ser tratados mediante el uso de un modelo con dependencia espacial.

V.1.2.1 Envenenamiento Producido por el Xenon en Equilibrio

Consideremos primero la concentración del Xe-135 en equilibrio. Esta concentración es mas grande en aquellas zonas del núcleo del // reactor donde el flujo de neutrones es mayor. Usando teoría de perturbaciones uno puede calcular un valor global para una concentración efectiva de Xe-135 tal que represente correctamente la influencia en la reactividad del sistema. Esta concentración efectiva del Xenon puede ser apreciablemente mayor que el valor calculado usando el modelo cinético puntual.

Para un reactor de tamaño finito y en estado estacionario, el // cual puede ser inhomogéneo y también reflejado, se demuestra usando teoría de perturbaciones en un grupo de energías (63) que el valor / de reactividad inducido por la absorción adicional ($\delta \Sigma_a$) debido al envenenamiento por Xenon es ;

$$\rho = \frac{\int \delta \Sigma_a \Phi' \Phi \, dV}{\int \nu \Sigma_f \Phi' \Phi \, dV} \quad (5.1.2.1.1)$$

donde :

Φ = flujo del sistema no perturbado

Φ' = flujo del sistema perturbado

Dado que la perturbación $\delta\Sigma_a$ es pequeña, Φ' no difiere en forma / significativa de Φ y en consecuencia la reactividad debida al xenon se puede aproximar por

$$\rho \approx \frac{G_2 \int dV x_0(\vec{x}) \Phi^2}{\int dV \nu \Sigma_f \Phi^2} \quad (5.1.2.1.2)$$

Ahora, es posible de calcular un valor global efectivo para la concentración de Xenon en forma tal que el valor global de la reactividad del sistema permanezca sin cambio

$$x_{\text{oeff}} \int dV \Phi^2 = (\gamma_1 + \gamma_2) \int dV \frac{\Sigma_f \Phi^3}{\lambda_2 + G_2 \Phi} \quad (5.1.2.1.3)$$

De acuerdo a (94) el flujo térmico puede ser representado en la forma :

$$\Phi(\vec{x}) = \bar{\Phi} C \varphi(\vec{x})$$

con la normalización

$$\varphi_{\text{max}}(\vec{x}) = 1$$

C describe la nomenclatura de la distribución de flujo en la región del núcleo.

$$C = \frac{\Phi_{\text{max}}}{\bar{\Phi}} = \frac{V}{\int dV \varphi} \quad (5.1.2.1.4)$$

Introduciendo esta representación de flujo en (5.1.2.1.3) se tiene,

$$G_2 x_{\text{oeff}} = (\gamma_1 + \gamma_2) A C \frac{\int dV \frac{\Sigma_f \varphi^3}{1 + A C \varphi}}{\int dV \varphi^2} \quad (5.1.2.1.5)$$

con : $A = G_2 \bar{\Phi} / \lambda_2$

Luego, haciendo el cociente entre x_{oeff} y $\bar{x}_0$ definimos el factor S:

$$S = \frac{x_{\text{oeff}}}{\bar{x}_0} = (1 + \frac{1}{A}) A C \frac{\int dV \frac{\Sigma_f \varphi^3}{1 + A C \varphi} \int dV \varphi}{\int dV \varphi^2 \int dV \Sigma_f \varphi} \quad (5.1.2.1.6)$$

Esta fórmula es ligeramente diferente de la dada en (94). La // causa puede ser que Wenzel utiliza el concepto de dependencia espacial para el factor k en el sistema no perturbado. El factor de multiplicación o la reactividad es una cantidad global que describe el balance total de neutrones. Solo se obtiene un acuerdo cuando $\sum_f = \text{cte}$; en ese caso S toma la forma

$$S = (1 + \frac{1}{A}) AC \frac{\int dV \frac{\phi^3}{1+AC\phi}}{\int dV \phi^2} \quad (5.1.2.1.7)$$

En éste caso particular, una forma aproximada para el cálculo de S / está dada en (94);

$$S \approx CQ_3 \frac{1 + A\gamma}{1 + A CQ_3 \gamma} \quad (5.1.2.1.8)$$

con

$$Q_n = \frac{\int dV \phi^n}{\int dV \phi^{n-1}} \quad (5.1.2.1.9)$$

$$\gamma = \frac{Q_4 C - 1}{Q_3 C - 1} \quad (5.1.2.1.10)$$

Además, Wenzel encontró que para un reactor homogéneo con una longitud extrapolada de hasta un 20% de la dimensión lineal del núcleo, / se puede expresar :

$$CQ_3 \approx 0.110 + 0.583 C \quad (5.1.2.1.11)$$

Y para valores de C > 2 :

$$\gamma \approx 1.3 \pm 0.1 \quad (5.1.2.1.12)$$

V.1.2.2. Evolución del Envenenamiento Inducido por el Xenon Después del Shut-Down.-

Transcurrido un tiempo t después del shut-down del reactor operando a potencia estacionaria, la concentración del Xenon en el punto espacial $\vec{x}$ está dada por la ec.(5.1.1.5). En éste caso, el efecto de envenenamiento a un dado instante t después del shut-down está mucho mas influenciado por la dependencia espacial del flujo antes del shut-down que para el caso de la operación en potencia estacionaria. Consideremos el cambio en la concentración del Xenon a tiempo t=0;

$$\left(\frac{dX}{dt}\right)_{t=0} = \gamma_1 \sum_f \Phi(\vec{x}) - \lambda_2 X_0(\vec{x})$$

Para el reactor operando a potencia, normalmente se cumple que $\gamma_1 \sum_f \Phi(\vec{x}) > \lambda_2 X_0(\vec{x})$ en la mayor parte del núcleo. El crecimiento en la concentración de Xenon en $t=0$ es, en consecuencia, aproximadamente proporcional al flujo antes del shut-down en ese punto espacial. En aquellas ubicaciones donde el flujo y la concentración de Xenon en equilibrio son altas, el incremento en la concentración de Xenon después del shut-down será también elevado y mayor que en aquellas ubicaciones donde el flujo en potencia era menor.

Debido al decaimiento del I-135 el crecimiento de Xe-135 después del shut-down puede producir en algunos lugares del núcleo concentraciones de Xenon tan elevadas, que la forma del flujo puede cambiar apreciablemente. El uso de teoría de perturbaciones, en éste caso, no sería válido.

En nuestro caso, asumimos que después del shut-down :

- a) La distribución de flujo para $t=0$ es muy similar a la que tenía el reactor cuando operaba a potencia (levemente subcrítico en $t=0$ sin cambios significantes en la posición de las barras de control).
- b) El crecimiento del pico del Xenon no altera apreciablemente la distribución espacial de flujo.

Luego, la evolución temporal de la reactividad inducida por el Xenon, está dada por :

$$\rho(t) \approx \sigma_2 \frac{\int dV X(\vec{x}, t) \Phi^2}{\int dV \nu \sum_f \Phi^2} \quad (5.1.2.2.1)$$

Nuevamente podemos expresar la evolución temporal de la concentración de Xenon por un valor efectivo, $X_{eff}(t)$, haciendo que el valor global de la reactividad del sistema permanezca sin cambio para cada instante t ;

$$X_{eff}(t) = X_{0eff} \exp(-\lambda_2 t) + \frac{\gamma_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \frac{\int dV \sum_f \Phi^3}{\int dV \Phi^2} \left(\exp(-\lambda_2 t) - \exp(-\lambda_1 t) \right) \quad (5.1.2.2.2)$$

Definiendo,

$$x_{1\text{eff}} = \frac{\gamma_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \frac{\int dV \sum_f \phi^3}{\int dV \phi^2}$$

Podemos formar la relación :

$$\frac{x_{1\text{eff}}}{x_{0\text{eff}}} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \frac{\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_2} \frac{\int dV \sum_f \phi^3}{\int dV \frac{\sum_f \phi^3}{1 + AC\phi}} \quad (5.1.2.2.3)$$

Para el caso particular en que $\sum_f = \text{cte.}$; la expresión anterior se reduce a :

$$\frac{x_{1\text{eff}}}{x_{0\text{eff}}} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \frac{\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_2} \frac{\int dV \phi^3}{\int dV \frac{\phi^3}{1 + AC\phi}} \quad (5.1.2.2.4)$$

Y finalmente, usando la misma aproximación que en la derivación de / (5.1.2.1.8) se obtiene :

$$\frac{x_{1\text{eff}}}{x_{0\text{eff}}} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \frac{\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_2} (1+A) \frac{1+AC Q_3 \gamma}{1+A\gamma} \quad (5.1.2.2.5)$$

V.2 Condiciones Experimentales

V.2.1 Equipo de Medición y Parámetros Seleccionados

En la Fig.23 se muestra el diagrama en bloques del sistema de medición utilizado. Los detectores de neutrones y los amplificadores son los ya usados y descriptos en la sección II.4.2. Para un chequeo off-line del espectro con el analizador FFT las señales fueron grabadas en cinta magnética. El correlador HP fue usado para una verificación on-line del SDRM.

Para el condicionamiento de las señales al correlador, es necesario usar etapas de filtro. El filtro pasa-banda, idéntico en ambos canales de medición, consiste en dos filtros RC pasa-altos y dos filtros RC pasa-bajos. Las frecuencias de corte fueron ajustadas a :

$$\begin{aligned} \nu_{L1} &= .1 \text{ Hz } 3 \text{ db frecuencia de corte inferior} \\ \nu_{L2} &= 15 \text{ Hz } 3 \text{ db frecuencia de corte inferior} \\ \nu_{H1} = \nu_{H2} &= 300 \text{ Hz } 3 \text{ db frecuencia de corte superior} \end{aligned}$$

Para la evaluación off-line en el dominio de las frecuencias, las señales fueron filtradas con una frecuencia de corte :

$$\nu_{H3} = 1 \text{ KHz } 3 \text{ db frecuencia de corte superior}$$

Para buscar automáticamente el punto de cruce por cero de la CCF el rango de la constante temporal de control (promedio temporal exponencial) en el correlador de polaridad es del orden de 1 minuto. Es una característica intrínseca de éste equipo que esta constante de control depende, entre otros parámetros, de la reactividad y se incrementa automáticamente cuando aumenta la subcriticidad; en cuyo caso la información correlacionada contenida en las señales de ruido / decrece.

El rango seleccionado para la constante temporal de control permite seguir muy bien en el display del SDRM los cambios en reactividad inducidos por el Xenon. Por otro lado, este parámetro define el RMS / del display y para que éste sea mas bajo el valor de la constante temporal de control debe aumentar

El período para el pasaje de datos a cinta perforada fue fijado en 20 segundos. Se almacenaron 4 parámetros. Los contadores 1 y 2 se usaron para contar el número de cruces por cero (cambios de signo) / en cada canal. Esta cantidad es muy útil para detectar la aparición de perturbaciones extrañas las cuales a menudo tienen un contenido en altas frecuencias.

El tercer contador almacena para cada intervalo de medición una información en frecuencias, la cual es inversamente proporcional al punto de cruce por cero de la CCF. Entonces, cada punto de medición es un valor medio sobre el período de medición.

Finalmente, el valor instantáneo del display en el SDRM es también transferido a la cinta de papel.

V.2.2 Condiciones en el Reactor

En las Figs 24 y 10 se muestran las configuraciones y las ubicaciones de los detectores usados en ambas mediciones. El tiempo durante el cual se operó el reactor a potencia estacionaria (~ 3 semanas) fue suficiente para alcanzar la saturación en la concentración de Xenon. La posición de las barras de control grueso (igual para las cuatro barras) fue de aproximadamente 550 mm y 525 mm para la primera y segunda medición, respectivamente, al final de la operación en potencia. Es decir estaban cerca del límite superior.

Los detectores fueron insertados después del shut-down. El tiempo de inicio de la primera medición fue $t_0=43$ min. después del shut-down. Debido a la alta eficiencia de los detectores (valor de reactividad entre 0.5 y 1 β) y al crecimiento en la concentración de Xenon durante ese lapso, no fue posible empezar esta medición con el reac-

tor nuevamente en estado crítico, En t_0 el reactor estaba ligeramente subcrítico con todas las barras de control extraídas (CR1 a CR4 en el límite superior). La medición fue continuada sin ningún cambio en las condiciones del reactor hasta que el sistema se puso crítico por si mismo en $t = t_1$. Este instante fue alcanzado cerca de 22.83 // horas después del shut-down.

El tiempo de inicio de la segunda medición fue $t_0 = 30$ minutos después del shut-down. Debido a la posición de los detectores (núcleo / 392B) la reactividad de los mismos era mayor que en la primera medición. Esta ubicación fue elegida para lograr una eficiencia mayor en ambos detectores. En t_0 el reactor estaba ligeramente subcrítico con todas las barras extraídas del núcleo. La medición fue continuada // sin ningún cambio en las condiciones del reactor hasta llegar a una potencia de 5 KW. Este punto fue alcanzado 27 horas después del shut-down. Luego, una compensación con la barra de control fino para mantener el reactor crítico en 5 KW para dos tiempos diferentes, permite determinar con mayor precisión el instante t_1 donde el reactor alcanza criticidad por si mismo. Una inserción posterior de las barras de control CR2 y CR4, con la barra de control fino en la posición superior, permite seguir la evolución de la reactividad inducida por el Xenon hasta 76 horas después del shut-down de la operación en potencia.

V.3 Análisis de las Mediciones

V.3.1 Procedimiento para el Cálculo de los Valores de α

El correlador de polaridad (SDRM) da como información el punto / de cruce por cero (G_0) de la CCF. Además, a través de una serie de mediciones en paralelo de la CCF obtenida con el correlador HP, el / punto de cruce por cero fue también evaluado para chequear el acuerdo con el correlador de polaridad. Usando las mismas hipótesis que / en la derivación de la ec. (2.1.8) se obtiene que la relación entre G_0 y el parámetro α , está dada por :

$$\begin{aligned} \Phi_{xy}(G_0) \sim & \left(\frac{\alpha^3}{(\alpha^2 - \omega_{L1}^2)(\alpha^2 - \omega_{L2}^2)(\omega_{H1}^2 - \alpha^2)(\omega_{H2}^2 - \alpha^2)} \right) \exp(-\alpha |G_0|) \\ & + \frac{\omega_{L1}^3}{(\alpha^2 - \omega_{L1}^2)(\omega_{L2}^2 - \omega_{L1}^2)(\omega_{H1}^2 - \omega_{L1}^2)(\omega_{H2}^2 - \omega_{L1}^2)} \exp(-\omega_{L1} |G_0|) \\ & - \frac{\omega_{L2}^3}{(\alpha^2 - \omega_{L2}^2)(\omega_{L2}^2 - \omega_{L1}^2)(\omega_{H1}^2 - \omega_{L2}^2)(\omega_{H2}^2 - \omega_{L2}^2)} \exp(-\omega_{L2} |G_0|) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & - \frac{\omega_{H1}^3}{(\alpha^2 - \omega_{H1}^2)(\omega_{L1}^2 - \omega_{H1}^2)(\omega_{H1}^2 - \omega_{L2}^2)(\omega_{H2}^2 - \omega_{H1}^2)} \exp(-\omega_{H1} |\bar{G}_0|) \\ & + \frac{\omega_{H2}^3}{(\omega_{H2}^2 - \alpha^2)(\omega_{H2}^2 - \omega_{L1}^2)(\omega_{H2}^2 - \omega_{L2}^2)(\omega_{H2}^2 - \omega_{H1}^2)} \exp(-\omega_{H2} |\bar{G}_0|) \Bigg) = 0 \end{aligned}$$

(5.3.1.1)

donde $\omega_{L1}, \omega_{L2}, \omega_{H1}, \omega_{H2}$, son los parámetros de filtro que condicionan las señales. La ec. (5.3.1.1) es trascendental y por lo tanto // solo puede ser resuelta numéricamente. La ec.(5.3.1.1) fue usada para convertir los valores medidos, y estadísticamente fluctuantes, $\bar{G}_0(t)$ en los correspondientes valores $\alpha(t)$.

V.3.2 Relaciones Básicas

Usando el modelo cinético puntual, se encuentra que la constante de decaimiento de los neutrones pronto y la reactividad están relacionados por la ecuación;

$$\alpha(t) = \alpha_c (1 - \rho^*(t)) \quad (5.3.2.1)$$

con

α_c = constante de decaimiento en crítico de los neutrones pronto

ρ^* = reactividad del sistema en la unidad dolar (\$).

En el intervalo temporal $t_1 - t_0$ de las mediciones (ver Fig.25), se puede escribir el balance en reactividad ;

$$\rho^*(t) = \rho_i^* + \rho_{Xe}^*(t) - \rho_{Xe}^*(t_0) \quad (5.3.2.2)$$

$$t_0 \leq t < t_1$$

donde

t_0 = tiempo al cual se inicia la medición después del shut-down

ρ_i^* = reactividad del sistema en $t=t_0$

$\rho_{Xe}^*(t)$ = reactividad inducida por la evolución del Xenon al tiempo t .

En la ec.(5.3.2.2) la contribución del Samario no es considerada ya que la misma es despreciable (63). De la ec.(5.1.2.2.2) se obtiene que la evolución temporal de la reactividad inducida por el Xenon es :

$$\rho_{Xe}^*(t) = \rho_o^* \exp(-\lambda_2 t) + \rho_1^* (\exp(-\lambda_2 t) - \exp(-\lambda_1 t)) \quad (5.3.2.3)$$

con :

ρ_o^* = reactividad inducida por el Xenon en equilibrio (en \$)

Mientras que el segundo término de la ec.(5.3.2.3) surge de la reactividad (en \$) asociada con la producción de Xe debida al decaimiento del I-135.

Luego :

$$\rho_{Xe}^*(t) - \rho_{Xe}^*(t_o) = \rho_o^* F_2(t) + \rho_1^* F_3(t) \quad (5.3.2.4a)$$

donde

$$F_2(t, t_o) = \exp(-\lambda_2 t) - \exp(-\lambda_2 t_o) \quad (5.3.2.4b)$$

$$F_3(t, t_o) = F_2(t) - (\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_1 t_o)) \quad (5.3.2.4c)$$

Introduciendo las ecs. (5.3.2.2) y (5.3.2.4) en (5.3.2.1) se obtiene, finalmente :

$$\alpha(t) = \alpha_c (1 - \rho_i^*) \left(1 - \frac{\rho_o^*}{1 - \rho_i^*} F_2(t, t_o) - \frac{\rho_1^*}{1 - \rho_i^*} F_3(t, t_o) \right) \quad (5.3.2.5)$$

V.3.3 Ajuste de los Datos Experimentales. Parámetros Obtenidos

Usando el método de los cuadrados mínimos, de la ec.(5.3.2.5) se pueden obtener tres parámetros :

$$x_1 = \alpha_c (1 - \rho_i^*) \quad (5.3.3.1)$$

$$x_2 = \frac{\rho_o^*}{1 - \rho_i^*} \quad (5.3.3.2)$$

$$x_3 = \frac{\rho_1^*}{1 - \rho_i^*} \quad (5.3.3.3)$$

El método de ajuste se detalla en el Apéndice D. De los valores x_1 , x_2 y x_3 obtenidos por el ajuste de los datos experimentales se

pueden calcular parámetros de interés ;

- ρ_A^* , reactividad a tiempo $t=t_0$

Este valor puede ser obtenido usando la información adicional // que al tiempo $t=t_1$, el reactor alcanza criticidad por si mismo (ver Fig 25) :

$$\rho_i^* = - (\rho_{Xe}^*(t_1) - \rho_{Xe}^*(t_0)) = -(\rho_0^* F_2(t_1, t_0) + \rho_1^* F_3(t_1, t_0))$$

con $\rho_0^* = X_2 (1 - \rho_i^*)$; $\rho_1^* = X_3 (1 - \rho_i^*)$

Luego

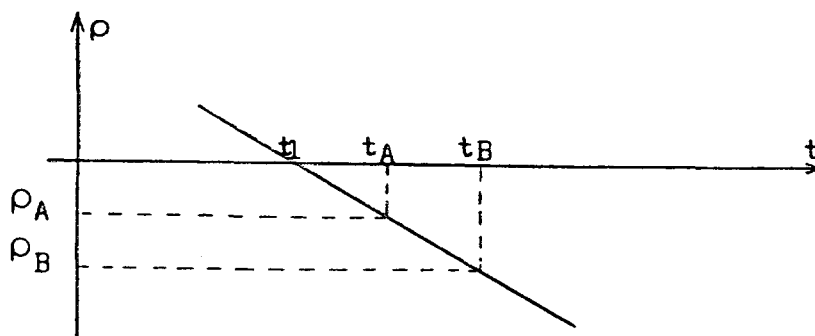
$$\rho_i^* = -(1 - \rho_i^*)(X_2 F_2(t_1, t_0) + X_3 F_3(t_1, t_0))$$

Y, finalmente :

$$\rho_i^* = - \frac{X_2 F_2(t_1, t_0) + X_3 F_3(t_1, t_0)}{1 - X_2 F_2(t_1, t_0) - X_3 F_3(t_1, t_0)} \quad (5.3.3.4)$$

t_1 , se estima como el instante en el cual la potencia del reactor empieza a crecer linealmente con el tiempo (reactor crítico con fuente). En principio, t_1 no puede ser determinado con un error despreciable por lo que en el cálculo de la desviación estándar de ρ_A^* la incerteza en t_1 debe ser incluida.

En la evaluación de la segunda medición (núcleo 392B) se utilizó un método para disminuir la incerteza en t_1 (98). El mismo consiste en compensar con la barra de control fino (previamente calibrada) la reactividad inducida por el Xenon (con todas las barras GR en el límite superior) manteniendo el reactor a una potencia de ~5 KW. Dado que la reactividad inducida por el Xenon en la región temporal alrededor de t_1 tiene, aproximadamente, una dependencia lineal con respecto al tiempo; éste parámetro se puede estimar usando una interpolación lineal como primera aproximación :



- α_c , que se obtiene usando (5.3.3.1)

$$\alpha_c = \frac{x_1}{1 - \rho_i^*} \quad (5.3.3.5)$$

con el RMS

$$\sqrt{\Delta \alpha_c^2} = \frac{\alpha_c}{x_1} \sqrt{\Delta x_1^2 + \alpha_c^2 (\Delta \rho_i^*)^2} \quad (5.3.3.6)$$

Con lo cual se puede graficar,

$$\rho_{(t)}^* = 1 - \frac{\alpha(t)}{\alpha_c} \quad (5.3.3.7)$$

con los valores de $\alpha(t)$ medidos, y los ajustados a través de cuadrados mínimos.

- ρ_o^* , que se evalúa usando la ec. (5.3.3.2) ;

$$\rho_o^* = x_2 (1 - \rho_i^*) \quad (5.3.3.8)$$

Recordemos que ρ_o^* es la reactividad, en \$, inducida por el Xenon en equilibrio con el reactor en potencia estacionaria. Se debe / remarcar que si el flujo con el reactor en shut-down, Φ_s , tiene una / distribución espacial muy diferente con respecto al flujo del reactor en potencia, Φ_p , especialmente en el centro del núcleo, luego la evaluación de ρ_o^* no representará la reactividad inducida por el Xenon con el reactor en potencia.

- $\bar{\Phi}$, flujo térmico medio con el reactor en potencia.

Suponiendo que la distribución espacial de Φ_s y Φ_p es aproximadamente la misma, luego las estimaciones obtenidas para ρ_o^* y ρ_i^* pueden ser consideradas representativas de los valores de estos parámetros con el reactor en potencia. Entonces, la relación ρ_i^*/ρ_o^* está dada, de acuerdo a la ec. (5.1.2.2.3), por :

$$\frac{\rho_i^*}{\rho_o^*} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \frac{\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_2} \frac{\int dV \sum_f \phi^3}{\int dV \frac{\sum_f \phi^3}{1 + A C \phi}} \quad (5.3.3.9)$$

Y depende de ;

- a) el flujo térmico medio, $\bar{\Phi}$
- b) la dependencia espacial en Φ y Σ_f
- c) las constantes nucleares $\lambda_1, \lambda_2, \gamma_1, \gamma_2, \bar{G}_2$

Considerando como muy pequeño el error en las constantes nucleares, luego el uso de un modelo de cálculo y/o un código para la determinación de la dependencia espacial en Φ y Σ_f permite realizar una estimación para el flujo térmico promedio del reactor en potencia, antes del shut-down.

V.4 Resultados Numéricos

V.4.1 Resultado del Ajuste por Cuadrados Mínimos en el Intervalo $t_0 \leq t \leq t_1$.-

La subrutina MARFIT (7) fué usada para realizar el ajuste por cuadrados mínimos. La convergencia del proceso de iteración es muy rápida; los parámetros ajustados y sus desviaciones estandar fueron calculados normalmente en 3 iteraciones. Con las constantes nucleares :

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= 2.88 \cdot 10^{-5} \text{ 1/seg.} \\ \lambda_2 &= 2.09 \cdot 10^{-5} \text{ 1/seg.} \\ \gamma_1 &= 0.060 \\ \gamma_2 &= 0.002\end{aligned}$$

Y el valor de t_0 (tiempo, después del shut-down, en el cual se inicia la medición), se ajustan X_1, X_2 , y X_3 :

NUCLEO	t_0 (seg.)	X_1	X_2	X_3
384B	2600 ± 10	$132.1 \pm .3$	$-3.07 \pm .01$	$-33.0 \pm .1$
392B	1800 ± 10	$186.8 \pm .55$	$-2.294 \pm .006$	$-26.21 \pm .11$

Luego, con el dato experimental t_1 , tiempo al cual el reactor alcanza criticidad por si mismo, se obtiene el siguiente conjunto de parámetros:

NUCLEO	t_1 (seg.)	$\rho^*(\$)$	$\alpha_c(1/s)$	$\rho_0^*(\$)$	$\rho_1^*(\$)$
384B	81740 ± 360	$-.160 \pm .020$	114 ± 2	$-3.50 \pm .06$	$-37.6 \pm .6$
392B	96180 ± 120	$-.637 \pm .013$	114 ± 1	$-3.76 \pm .03$	$-42.9 \pm .4$

Es de mencionar que la segunda serie de mediciones, dadas en la sección IV, fueron realizadas en el núcleo 392B antes de la operación del reactor en potencia; por lo tanto para el núcleo 392B el valor de α_c es, dentro del error experimental, independiente del quemado en este ciclo de potencia (Ver tabla 8).

El valor de α obtenido de la información del SDRM fué chequeado para distintos grados de subcriticidad con el valor hallado a través del análisis off-line, con el FFT, de las señales grabadas en cinta magnética. El acuerdo es excelente. Hubo también un buen acuerdo entre los valores de G_c obtenidos on-line por medio del SDRM y del correlador HP.

La evolución temporal de la medición y del ajuste de la reactividad inducida por el Xenon se da en las Figs 26 y 27. Es posible de observar un excelente acuerdo teórico-experimental, lo cual confirma la validez de nuestras hipótesis de trabajo; la aplicación del modelo cinético puntual para la evaluación y el ajuste de la información dada por el SDRM (punto de cruce por cero de la CCF) y el uso de teoría de perturbaciones, basado en la hipótesis de que la reactividad inducida por el Xe-135 no cambia en forma apreciable la distribución del flujo térmico en el núcleo del reactor.

V.4.2 Estimación del Flujo Térmico Promedio para el Reactor en Potencia Estacionaria.-

De la relación ρ_i^* / ρ_o^* , se puede obtener una estimación del flujo térmico promedio del reactor operando a potencia, antes del shut-down. La ec.(5.3.3.9) se puede escribir :

$$\frac{\rho_i^*}{\rho_o^*} = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \frac{\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_2} (1 + A) SF \quad (5.4.2.1)$$

con :

$$SF = \frac{1}{1 + A} \frac{\int dV \sum_f \phi^3}{\int dV \frac{\sum_f \phi^3}{1 + A \beta \phi}} \quad (5.4.2.2)$$

y :

$$A = G_2 \bar{\Phi} / \lambda_2$$

SF es un factor espacial que corrige el resultado que se obtiene si se asume que el flujo y la sección eficaz de fisión no tienen dependencia espacial con el reactor en potencia y después del shut-down.

El valor $\bar{\sigma}_2 = 2.18 \cdot 10^6$ barns se calcula con el código CODIFF (52). / Dado que en ambas mediciones la posición de las barras de control era cercana al límite superior con el reactor en potencia y todas las barras de control estaban en el límite superior durante la medición de la evolución del Xenon; es una buena aproximación el asumir que no hay un cambio importante en la distribución espacial del flujo en el núcleo del reactor antes y después del shut-down. Despreciando la dependencia espacial en la sección eficaz de fisión y usando la misma notación y aproximaciones que en la derivación de la ec. (5.1.2.1.8), se tiene :

$$SF = \frac{1 + A \chi C Q_3}{1 + A \chi} \quad (5.4.2.3)$$

Asimismo, el uso de CODIFF permite obtener (para cada configuración) un valor para el flujo térmico medio del reactor operando a potencia, para lo cual es necesario, además de conocer la distribución del quemado, tener una determinación de la potencia media del reactor.

De acuerdo a las aproximaciones que se usen, existen diferentes posibilidades para la evaluación semi-experimental del flujo térmico medio con el reactor en potencia; $\bar{\Phi}$. Los resultados están dados en la Tabla 10.

Caso a) Asumiendo $SF = 1$, es decir distribuciones de Σ_f y Φ con independencia espacial, se obtiene un límite superior para $\bar{\Phi}$.

Caso b) Si se considera un reactor cúbico y homogéneo con una distribución de flujo tipo coseno en las tres direcciones y $\Sigma_f = \text{cte.}$, / se espera obtener un límite inferior para $\bar{\Phi}$. El factor SF se calcula usando la ec. (5.4.2.3.). El factor de forma C se obtiene de la ec. (5.1.2.1.4). Existen dos posibilidades para la evaluación :

Subcaso b₁) χ y Q_n pueden ser derivados de las ecs. (5.1.2.1.9) y (5.1.2.1.10).

Subcaso b₂) Usando las ecs. (5.1.2.1.11) y (5.1.2.1.12) para evaluar CQ_3 y χ , respectivamente.

Esto permite un chequeo de las aproximaciones hechas por Wenzel.

Caso c) En ambas mediciones se realizó un cálculo de las distribuciones de flujo y de Σ_f usando el código CODIFF. Este es un programa / bidimensional en multigrupos para computar distribuciones radiales / de flujo y de Σ_f . En éstos cálculos fueron considerados el quemado de los elementos combustibles y las zonas de H₂O y Be que actúan como reflector. Los cálculos fueron hechos en 5 grupos y luego

condensados en 2 grupos de energía. De aquí se tomó la distribución espacial de Φ y de Σ_f para computar el factor SF usando la ec. (5.4.2.2) o usando las ecs. (5.4.2.3), (5.1.2.1.9) y (5.1.2.1.10)./ El parámetro C se obtiene de la ec. (5.1.2.1.4). En CODIFF, los valores absolutos de flujo están dados para una potencia del reactor de 10 MW, asumiendo que la distribución axial de flujo es uniforme. El valor medio del flujo térmico dado por CODIFF y presentado en la Tabla 11 tiene un error de $\sim 5\%$ debido al error en la calibración / de la potencia del reactor.

Tomando $\Phi(x,y)$, dado por CODIFF y $\Phi(z) = \text{cte.}$, fueron considerados dos casos para la evaluación de $\bar{\Phi}$:

Subcaso c_1) $\Sigma_f(x,y,z) = \text{cte.}$, usando la ec. (5.4.2.3) para computar el factor SF.

Subcaso c_2) $\Sigma_f(x,y)$ dada por CODIFF y Σ_f uniforme en la dirección axial, usando la ec. (5.4.2.2) para evaluar SF.

De la Tabla 10 es posible ver que el mejor acuerdo entre el valor teórico y los valores "semi-experimentales" hallados para el valor medio del flujo térmico es obtenido en los casos c_1 y c_2 con el factor espacial SF calculado en base a la distribución bidimensional de flujo y de Σ_f dada por CODIFF y una distribución uniforme de flujo y de Σ_f en la dirección axial. Esto es esperable ya que ésta es la mejor representación disponible. También es posible distinguir el error que se comete al asumir independencia espacial para las distribuciones de flujo térmico y de la sección eficaz macroscópica de fisión.

V.4.3 Resultado del Ajuste por Cuadrados Mínimos para $t > t_2$

En la medición realizada en el núcleo 392B, en el instante $t=t_2$ (ver Fig 25) se tiraron las barras de control CR2 y CR4. Al tiempo $t=t_3$ fue reiniciada, con el método de ruido, la medición de la evolución de la reactividad inducida por el Xenon, la que se representa en la Fig 28. La medición fue hecha en tres intervalos temporales. / Para la evaluación de los datos experimentales, se usó el valor de α_c obtenido de la medición en $t_0 < t < t_1$. Para hacer el balance de reactividad, el instante del shut-down, t_2 , puede ser corrido al punto temporal t_1 donde el reactor llegó a crítico por si mismo. El balance en reactividad puede ser expresado (ver Fig 25) por :

$$\rho^*(t) = \rho_{CR}^* + \rho_{Xe}^*(t) - \rho_{Xe}^*(t_1) \quad t \geq t_1 \quad (5.4.3.1)$$

con:

ρ_{CR}^* = reactividad introducida por las barras de control CR2 y CR4.

Reemplazando la ec. (5.4.3.1) en la ec. (5.3.2.1), y usando las / ecs. (5.3.2.3) y (5.3.2.4) se obtiene finalmente :

$$\alpha(t) = \alpha_c (1 - \rho_{CR}^*) \left(1 - \frac{\rho_0^*}{(1 - \rho_{CR}^*)} F_2(t, t_1) - \frac{\rho_1^*}{(1 - \rho_{CR}^*)} F_3(t, t_1) \right) \quad t \geq t_1 \quad (5.4.3.2)$$

La distribución en la concentración de Xenon está determinada por la distribución del flujo con el reactor en potencia. De modo que la inserción de las barras de control produce un brusco cambio en la distribución de flujo alrededor de sus posiciones, lo que sugiere que el uso de teoría de perturbaciones podría no ser válido en éste caso.

A través de un ajuste de los datos se determinaron nuevos valores para ρ_0^* , ρ_1^* y ρ_{CR}^* usando la ec. (5.4.3.2). Los resultados obtenidos difieren fuertemente de los valores esperados, especialmente para ρ_0^* . Esto se entiende por la poca contribución del término que contiene este parámetro (~ 10%) a la reactividad inducida por el Xenon en $t=t_1$. Esto confirma la no validez del uso de teoría de perturbaciones debido a la fuerte depresión causada a la distribución de flujo por la / inserción de CR2 y CR4.

De los datos experimentales, se determinó el valor de ρ_{CR}^* . Para ello se usó la información de las últimas dos horas de la medición / (74 hr < t < 76 hr) donde la concentración de Xenon era mínima. Se ajustó ρ_{CR}^* con la ec. (5.4.3.2) y con los valores ρ_0^* y ρ_1^* obtenidos en la primera parte de la medición, antes de la caída de las barras CR2 y CR4. El resultado es :

$$\rho_{CR}^* = - 4.54 \pm 0.04 \%$$

Usando este valor para ρ_{CR}^* y los valores ρ_0^* y ρ_1^* obtenidos en el intervalo $t_0 \leq t < t_1$, en la Fig 28 se representa la continuación de la reactividad inducida por el Xenon para el caso en que la distribución espacial del flujo permanezca invariable después de t_1 . La diferencia entre esta curva y los valores de reactividad medidos después de $t = t_3$ demuestran el efecto- sombra generado por la inserción de / las barras CR2 y CR4.

VI Conclusiones

Este trabajo es parte de un programa para investigar un método / de análisis de ruido neutrónico en el dominio temporal, el llamado / zero-crossing correlation method, de cuya información se determina / la constante de decaimiento de los neutrones prontos en un sistema / crítico o ligeramente subcrítico. El propósito es estudiar su aplica- bilidad para medir reactividades en un reactor de investigación tipo pileta, con la limitación práctica de que los detectores solo pueden ubicarse en la zona del reflector, en la interfase con el núcleo. Una implementación práctica de este método requiere el uso del modelo cinético puntual para hacer el análisis, por lo que la pregunta que surge es hasta que punto los efectos espaciales permiten el uso de / ésta hipótesis.

De la revisión de la literatura surge que la investigación reali- zada sobre efectos espaciales en sistemas reflejados no da una res- puesta a nuestro problema. Hay pocas mediciones realizadas con detec- tores ubicados fuera del núcleo las cuales no dan una indicación cla- ra acerca de la influencia de los efectos espaciales; mientras que / los modelos con dependencia espacial desarrollados han sido aplica- dos con suceso principalmente en la interpretación de efectos espa- ciales en núcleos acoplados (2, 3, 28).

Nuestras investigaciones han sido divididas en 2 partes : experi- mental y teórica. Finalmente una aplicación práctica de éste estudio es la determinación on-line de la reactividad inducida por el Xe-135 después de un shut-down del reactor operando a potencia estacionaria.

Las investigaciones experimentales dan los siguientes resultados:

- El uso del simulador del ruido neutrónico de las señales de dos ca- nales de medición en un reactor es de gran utilidad para la verifica- ción tanto de la performance del SDRM como de relaciones estadísticas básicas. Además, el simulador permite determinar experimentalmente / la varianza del display (G_0) del SDRM para verificar la predicción teó- rica de que bajo ciertas hipótesis la relación : $RMS_{\pi} G_0 / RMS_{\phi} G_0 \approx 1.25$, es válida.
- La eficiencia lograda con las cámaras de ionización ubicadas en la zona del reflector, en la interfase con el núcleo, es comparable a la obtenida con detectores dentro del núcleo y suficientemente alta como para tener en el rango de reactividad de interés, $-5 \leq \rho \leq 0$, un // error estadístico razonable ($\frac{RMS G_0}{G_0} < 8\%$) para tiempos de medición // del orden de 20 minutos.

- Durante la operación del reactor SAPHIR se debe evitar el funcionamiento del servomecanismo, usado para mantener el reactor en crítico, y de las bombas de refrigeración del núcleo debido a que introducen un ruido correlacionado adicional que modifica sensiblemente el punto de cruce por cero de la CCF.
- Las mediciones en el dominio de las frecuencias muestran que las desviaciones con respecto al modelo cinético puntual empiezan en ~ 100 Hz. Para detectores ubicados en la zona del reflector, en la interfase con el núcleo, la CPSD medida cae mas lentamente que lo predicho por el modelo puntual. Este comportamiento indica la presencia de efectos espaciales. En el dominio temporal, la constante de decaimiento de los neutrones prontos, α , se calcula en función del punto de cruce por cero, ω_0 , a través de una ecuación trascendente que se obtiene asumiendo la validez del modelo cinético puntual. Dado // que el SDRM tiene su rango de aplicación para $-5\% < \rho \leq 0$, es de esperar que los efectos espaciales no afecten en forma significativa el zero-crossing point ya que para reactividades ligeramente subcríticas el valor de la frecuencia de corte, α , está muy por abajo de la frecuencia donde aparecen los efectos espaciales; mientras que para estados mas subcríticos donde la región del plateau en la función transferencia se extiende a frecuencias mas altas, el filtro pasa-bajo (que condiciona las señales para asegurar un valor finito en el número de cruces por cero de la señal de ruido en cada canal) ayuda para reducir la influencia de los efectos espaciales.

Se comprueba que el uso del modelo cinético puntual para el análisis de los datos es una aproximación muy buena. Hubo un buen acuerdo entre los valores de α obtenidos a través del punto de cruce por cero y en el análisis de la CPSD en el rango de frecuencia hasta 100 - 150 Hz. Se determinaron valores de reactividad que estaban en un buen acuerdo con los obtenidos por el método de rod-drop. Para una dada / configuración del reactor no se encontraron cambios en la evaluación de α_c con detectores ubicados en diferentes posiciones alrededor del núcleo y con variada distancia entre ellos. La investigación teórica fué hecha con un modelo unidimensional que consiste geométicamente de un núcleo finito y homogéneo, reflejado en una de sus caras por un reflector infinito. Para la evaluación de la CPSD se desarrolló una solución analítica, lo cual permite determinar efectos espaciales sin las limitaciones propias de otras técnicas donde por problemas de convergencia no se puede discriminar, especialmente en frecuencias altas, los efectos espaciales. A los efectos comparativos se consideró, tam-

bién, el núcleo equivalente y desnudo. Se usó teoría de difusión con dos grupos de energía y las técnicas de Langevin con la fuente equivalente de ruido del proceso de fisión. Las investigaciones fueron / extendidas, además de ubicar los detectores en la zona del reflector, a otras ubicaciones para los detectores : in - core, in - core; in - core , ex - core y con diferentes tamaños del núcleo para los estados de reactividad $\rho=0$ y $\rho = -5\%$. Se asume que los detectores solo son/ sensibles a neutrones térmicos. En principio se despreció el efecto de la fisión rápida por considerar que se incrementaría el tiempo de computación sin influenciar en forma apreciable los efectos espaciales que aparecen en las densidades espectrales. Los resultados mas / importantes son :

- El modelo reproduce la tendencia de los efectos espaciales encontrados experimentalmente para los detectores ubicados en el reflector,/ en la interfase con el núcleo. Usando datos que se consideran realísticos, se encuentra que en la $CPSD_R$ calculada la frecuencia donde aparecen los efectos espaciales y el valor de los mismos tienen el // mismo orden de magnitud que los hallados experimentalmente. Aplicando en el modelo de cálculo el método del punto de cruce por cero de la CCF, con los mismos parámetros de filtro que los usados en el condicionamiento de las señales, se verifica la valides del modelo cinético puntual en el rango de reactividades en estudio. Estos resultados fundamentan la aplicabilidad del modelo puntual en el análisis de los datos experimentales.

- Para detectores ubicados dentro del núcleo la tendencia de los efectos espaciales encontrados en la $CPSD_R$ o en la función coherencia no es exclusiva de un reactor reflejado. Las mismas tendencias fueron / encontradas para los efectos espaciales en el reactor desnudo y equivalente. En nuestro modelo de cálculo los efectos espaciales están / fuertemente influenciados por el tamaño del núcleo. A medida que se incrementa el tamaño del núcleo los efectos espaciales aparecen en / frecuencias mas bajas y, finalmente, para detectores muy separados / entre sí, con al menos uno de ellos ubicado en el núcleo, aparece el fenómeno conocido como sink-frequencies. Este efecto, la aparición / de mínimos en la función / $CPSD_R$ / o en la función coherencia es conocido en el estudio de reactores acoplados. Pero creemos que es la primera vez que aparece en el cálculo con un modelo en una región (núcleo) o dos regiones (núcleo-reflector). Esta es una confirmación de validez de nuestros resultados.

- Es obvio que por definición la función coherencia es uno para cualquier

quier ubicación de los detectores si el modelo puntual es válido, // es también uno, por definición, para detectores ubicados en la misma posición. Esta función también es útil para reconocer efectos espaciales, pero es necesario ser cuidadoso en la interpretación. Si la función coherencia para detectores separados es prácticamente uno en el rango de frecuencias considerado, eso no significa que el modelo cinético puntual es válido. Esto se demuestra en nuestros cálculos para ambos detectores ubicados en la zona del reflector : si bien existe efecto espacial, la función coherencia es prácticamente uno y la fase de la $CPSD_R$ es, para una dada distancia entre los detectores, independiente del tamaño del núcleo y de la reactividad. Este resultado puede deberse a la simplicidad de nuestro modelo de cálculo. Además, el reflector usado muestra un efecto de filtro pasa-bajo con respecto a la $CPSD_R$: las componentes en alta frecuencia son atenuadas mas fuertemente a medida que los detectores son ubicados (juntos) mas lejos de la interfase.

- Cálculos posteriores de la $CPSD_R$ incluyendo la fisión rápida confirman que su influencia sobre los efectos espaciales ya encontrados es prácticamente despreciable. Además, algunos cálculos // hechos con un reflector grafito (no presentados en éste trabajo) muestran que el reflector modifica fuertemente la cinética del reactor / desnudo y que los efectos espaciales aparecen en bajas frecuencias / aún para un reactor de tamaño realístico. Luego, debemos remarcar que los resultados mostrados en éste trabajo son característicos de un / reactor moderado y reflejado con H_2O .

Una aplicación práctica de la investigación realizada sobre la aplicabilidad del SDRM para medir la constante de decaimiento de los neutrones pronto, α , en el reactor SAPHIR con detectores ubicados en la interfase núcleo-reflector, es la determinación on-line de la reactividad inducida por el Xe-135 después de un shut-down del reactor operando a potencia estacionaria. Al comienzo de la experiencia, el reactor fue llevado, después del shut-down, a un estado ligeramente subcrítico. Luego, la evolución temporal de la reactividad inducida por el Xe fue medida hasta que el reactor volvió a crítico por sí mismo. Después de este instante, en la segunda configuración medida se hizo una inserción de las barras de control CR2 y CR4 con el objeto de seguir la evolución temporal de la reactividad inducida por el Xe hasta ~ 76 horas después del shut-down. Los resultados principales son :

- El proceso de ajuste desarrollado permite la determinación de pará

metros de gran interés práctico :

α_c : constante de decaimiento, en crítico, del modo fundamental de los neutrones prontos.

ρ_0^* : reactividad (en \$) inducida por el Xe-135 en equilibrio.

Como así también una estimación de $\bar{\Phi}$, flujo térmico del reactor operando a potencia (antes del shut-down).

- Con las barras de control extraídas, el acuerdo que existe entre la evolución de la reactividad medida y la ajustada por cuadrados mínimos es excelente; el error de los parámetros ajustados pudo reducirse a $\sim 1\%$. Mientras que se observa una discrepancia después que se/ se insertan las barras CR2 y CR4. Esto es una indicación acerca de la no validez de la hipótesis usada en el desarrollo del modelo teórico: de que para la aplicación de teoría de perturbaciones la distribución del flujo en el núcleo del reactor debe ser aproximadamente la misma con el reactor operando a potencia estacionaria que durante la evolución temporal del Xe-135 después del shut-down.

- Para una evaluación del flujo térmico medio con el reactor operando a potencia es necesario disponer de la distribución espacial de Σ_f y del flujo. La aproximación mas razonable de que se dispone, $\Sigma_f(\vec{r})$ y $\Phi(\vec{r})$ constante en la dirección axial y uso de CODIFF para la distribución radial , permite obtener un valor para el flujo térmico medio / el cual está en un buen acuerdo con el obtenido por CODIFF a través de una determinación experimental del quemado y de la potencia en el reactor.

En la introducción de métodos estadísticos para asistir la operación de un reactor tipo piletas, el SDRM puede considerarse como un / equipo de utilidad. Su característica especial es que permite una rápida determinación de α_c . También se puede usar para la evaluación de reactividades. Además, el conocimiento de α_c es requerido para análisis de seguridad en transientes dinámicos. Finalmente, debemos mencionar que la implementación de mediciones on-line de una duración / ininterrumpida de mas de 24 horas demuestra la confiabilidad en la operación del sistema experimental.

Apéndice A

Flujos Estáticos

El cálculo de flujos estáticos en dos grupos de energía para un reactor simétrico tipo slab, que consiste de un núcleo homogéneo con un reflector homogéneo a ambos lados, puede ser hallado en libros // básicos de teoría de reactores. Las modificaciones que son necesarias para nuestro modelo asimétrico son menores.

Las autofunciones de multiplicación $\phi_1(x)$, $\phi_2(x)$ en los grupos rápido y térmico, respectivamente, están dadas en la zona del núcleo como la solución de las ecuaciones :

$$\begin{pmatrix} D_1 \frac{d^2}{dx^2} - \Sigma_1, \frac{\nu \Sigma_f}{k} \\ \Sigma_R, D_2 \frac{d^2}{dx^2} - \Sigma_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = 0 \quad 0 \leq x \leq H \quad (A.1)$$

y, en la zona del reflector, donde para diferenciar todas las cantidades estarán denotadas por el subíndice R ;

$$\begin{pmatrix} D_{1R} \frac{d^2}{dx^2} - \Sigma_{1R}, 0 \\ \Sigma_{RR}, D_{2R} \frac{d^2}{dx^2} - \Sigma_{2R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_{1R} \\ \phi_{2R} \end{pmatrix} = 0 \quad x \geq H \quad (A.2)$$

De acuerdo a la suposición hecha para la fuente externa ubicada en la región del núcleo, que su distribución espacial tiene la forma del flujo térmico en crítico, los flujos estáticos subcríticos ϕ_1 , ϕ_2 corresponden a la solución de las autofunciones ϕ_1 , ϕ_2 para el mayor autovalor $k = k_1$.

La solución de ϕ_1 , ϕ_2 en la zona del núcleo, la cual satisfaga la condición de contorno de anularse en $x = 0$, tiene la forma :

$$\phi_1(x) = a \sin(\mu x) + c \sinh(\lambda x) \quad (A.3a)$$

$$0 \leq x \leq H$$

$$\phi_2(x) = a S_\mu \sin(\mu x) + c S_\lambda \sinh(\lambda x) \quad (A.3b)$$

donde ;

Buckling principal,

$$\mu^2 = -\frac{1}{2} \frac{\tau + L^2}{\tau L^2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{4 L^2 \tau}{(\tau + L^2)^2} \left(\frac{k_{\infty} k_1}{k_n} - 1 \right)} \right) \quad (\text{A.4a})$$

Buckling alternativo,

$$\lambda^2 = \frac{1}{2} \frac{\tau + L^2}{\tau L^2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4 L^2 \tau}{(\tau + L^2)^2} \left(\frac{k_{\infty} k_1}{k_n} - 1 \right)} \right) \quad (\text{A.4b})$$

factor de multiplicación infinito,

$$k_{\infty} = \frac{\nu \sum_f \sum_R}{k_1 \sum_1 \sum_2} \quad (\text{A.4c})$$

edad de Fermi,

$$\tau = \frac{D_1}{\sum_1} \quad (\text{A.4d})$$

area de difusión térmica,

$$L^2 = \frac{D_2}{\sum_2} \quad (\text{A.4e})$$

coeficiente de acople principal,

$$S_{\mu} = \frac{\sum_R}{D_2} \frac{1}{\mu^2 + \frac{1}{L^2}} \quad (\text{A.4f})$$

coeficiente de acople alternativo,

$$S_{\lambda} = \frac{\sum_R}{D_2} \frac{1}{-\lambda^2 + \frac{1}{L^2}} = - \frac{\sum_R}{D_2} \frac{1}{\mu^2 + \frac{1}{L^2}} \quad (\text{A.4g})$$

Para $n = 1$, los bucklings corresponden exactamente a aquellos con el núcleo en crítico (bucklings del modo fundamental).

La solución para las ecuaciones en el reflector (A.2) con la condición de anularse para $x \rightarrow \infty$, puede ser expresada por los flu

jos en la interfase, $x = H$;

$$\phi_{1R}(x) = \exp(\gamma(x-H)) \phi_{1R}(H) \quad (A.5a)$$

$x \geq H$

$$\begin{aligned} \phi_{2R}(x) = S_R (\exp(\delta(x-H)) - \exp(\gamma(x-H))) \phi_{1R}(H) \\ + \exp(\delta(x-H)) \phi_{2R}(H) \end{aligned} \quad (A.5b)$$

donde :

edad de Fermi en el reflector,

$$\tau_R = \frac{D_{1R}}{\Sigma_{1R}} \quad (A.6a)$$

area de difusión térmica en el reflector,

$$L_R^2 = \frac{D_{2R}}{\Sigma_{2R}} \quad (A.6b)$$

coeficiente de acople en el reflector,

$$S_R = \frac{\Sigma_{RR}}{D_{2R}} \frac{\tau_R L_R^2}{\tau_R - L_R^2} = \frac{\Sigma_{RR}}{\Sigma_{2R}} \frac{\tau_R}{\tau_R - L_R^2} \quad (A.6c)$$

y

$$\gamma = -\sqrt{\frac{1}{\tau_R}} \quad (A.6d)$$

$$\delta = -\frac{1}{L_R} \quad (A.6e)$$

Las condiciones de contorno usuales, en la interfase núcleo - reflector, para el flujo y la corriente,

$$\phi_1(H) = \phi_{1R}(H) \quad (A.7a)$$

$$\phi_2(H) = \phi_{2R}(H) \quad (A.7b)$$

$$D_1 \left(\frac{d\phi_1}{dx} \right)_H = D_{1R} \left(\frac{d\phi_{1R}}{dx} \right)_H \quad (A.8a)$$

$$D_2 \left(\frac{d\phi_2}{dx} \right)_H = D_{2R} \left(\frac{d\phi_{2R}}{dx} \right)_H \quad (A.8b)$$

nos dan la ecuación para los autovalores k_n , la cual puede ser expresada de acuerdo a Meem (63) por :

$$p = \frac{r_2 \delta C_1 + r_1 \gamma C_2 + q C_3}{C_1 + C_2 + C_3} \quad (A.9)$$

Con las abreviaciones siguientes :

$$p = \left(\frac{1}{\phi_1} \frac{d\phi_1}{dx} \right)_{H, c=0} = \mu \operatorname{ctg}(\mu H) \quad (A.10a)$$

$$q = \left(\frac{1}{\phi_1} \frac{d\phi_1}{dx} \right)_{H, a=0} = \lambda \operatorname{ctgh}(\lambda H) \quad (A.10b)$$

$$r_1 = D_{1R}/D_1 \quad (A.10c)$$

$$r_2 = D_{2R}/D_2 \quad (A.10d)$$

$$C_1 = S_\mu (r_1 \gamma - q) \quad (A.10e)$$

$$C_2 = S_\lambda (q - r_2 \delta) \quad (A.10f)$$

$$C_3 = r_2 S_R (\delta - \gamma) \quad (A.10g)$$

Para el sistema en crítico ($k_1=1$), la ecuación (A.9) conecta // los parámetros de grupo con la dimensión crítica H. La misma representa una relación equivalente a la que surge de igualar los bucklings material y geométrico en un reactor desnudo y homogéneo. Esta es una

ecuación trascendental y no puede ser resuelta analíticamente para γ H., o para un dado H, para los autovalores k_n (en nuestro caso solo se necesita k_1).

Resolviendo la ec.(A.9), se calcula el tamaño crítico, H. Luego, se puede establecer una relación entre a y c en la ec.(A.3a) usando las ecuaciones (A.7a), (A.8a) y (A.5a) :

$$a(p-r_1\gamma) \sin(\mu H) + c(q-r_1\gamma) \sinh(\lambda H) = 0 \quad (A.11)$$

Si uno pone,

$$a = \frac{q - r_1\gamma}{\sin(\mu H)} a_0 \quad (A.12a)$$

$$c = - \frac{p - r_1\gamma}{\sinh(\lambda H)} a_0 \quad (A.12b)$$

Donde a_0 puede ser relacionada, por ejemplo, con la intensidad de / la fuente externa; los flujos pueden finalmente escribirse :

$$\phi_1(x) = a_0 \left(\frac{q-r_1\gamma}{\sin(\mu H)} \sin(\mu x) - \frac{p-r_1\gamma}{\sinh(\lambda H)} \sinh(\lambda x) \right) \quad (A.13a)$$

$$0 \leq x \leq H$$

$$\phi_2(x) = a_0 \left(S_\mu \frac{q-r_1\gamma}{\sin(\mu H)} \sin(\mu x) - S_\lambda \frac{p-r_1\gamma}{\sinh(\lambda H)} \sinh(\lambda x) \right) \quad (A.13b)$$

y

$$\phi_{1R}(x) = a_0 (q - p) \exp(\gamma(x-H)) \quad (A.14a)$$

$$x \geq H$$

$$\begin{aligned} \phi_{2R}(x) = a_0 (S_R(q-p)(\exp(\gamma(x-H)) - \exp(\delta(x-H))) \\ + (S_\mu q - S_\lambda p - r_1\gamma(S_\mu - S_\lambda)) \exp(\delta(x-H))) \end{aligned} \quad (A.14b)$$

Apéndice B

Funciones Importancia Cinética

La dependencia funcional de las funciones importancia cinética con respecto al espacio, ubicación de los detectores y frecuencia puede ser hallada analíticamente para nuestro modelo de reactor reflejado. El proceso para hallar la solución es similar al usado en el cálculo de los flujos estáticos. Tenemos que distinguir dos casos : detector ubicado en el núcleo y detector localizado en el reflector.

Consideremos primero el caso en que el detector está ubicado en el reflector, en un punto espacial $x_1 > H$. De acuerdo a la definición general de las funciones importancia cinética, ecuación (3.3.9), el sistema de ecuaciones a ser resuelto es :

Para el núcleo $0 \leq x \leq H$

$$\begin{pmatrix} D_1 \frac{d^2}{dx^2} - \Sigma'_1, \Sigma_R \\ \nu \Sigma_f (1-h), D_2 \frac{d^2}{dx^2} - \Sigma'_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_2^+ \end{pmatrix} = 0 \quad (B.1)$$

y para el reflector $x \geq H$

$$\begin{pmatrix} D_{1R} \frac{d^2}{dx^2} - \Sigma'_{1R}, \Sigma_{RR} \\ 0, D_{2R} \frac{d^2}{dx^2} - \Sigma'_{2R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_{1R}^+ \\ \Phi_{2R}^+ \end{pmatrix} = -\delta(x-x_1) \begin{pmatrix} \Sigma_{1d} \\ \Sigma_{2d} \end{pmatrix} \quad (B.2)$$

La solución en la zona del núcleo, que satisface la condición de contorno en $x=0$, puede ser escrita :

$$\Phi_1^+ = A^+ \sin(\mu'x) + C^+ \sinh(\lambda'x) \quad (B.3a)$$

$$\Phi_2^+ = A^+ S_\mu^+ \sin(\mu'x) + C^+ S_\lambda^+ \sinh(\lambda'x) \quad \begin{matrix} 0 \leq x \leq H \\ (B.3b) \end{matrix}$$

A^+ y C^+ son funciones complejas de la frecuencia y del punto espacial x_1 en la zona del reflector donde está ubicado el detector. Los bucklings son cantidades que dependen de la frecuencia, y están dados por

$$\mu'^2 = -\frac{1}{2} \frac{\tau' + l'^2}{\tau' l'^2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{4 \tau' l'^2}{(\tau' + l'^2)^2} \left(\frac{k_\infty k(1-h) \tau' l'^2}{\tau l'^2} - 1 \right)} \right) \quad (B.4a)$$

$$\lambda'^2 = \frac{1}{2} \frac{\tau' + l'^2}{\tau' l'^2} \left(1 + \sqrt{ \left(1 + \frac{4 \tau' l'^2}{(\tau' + l'^2)^2} \left(\frac{k_{\infty} k(1-h) \tau' l'^2}{\tau l'^2} - 1 \right) \right) } \right) \quad (\text{B.4b})$$

Donde τ' y l'^2 denotan la edad de Fermi con dependencia en frecuencia y el área de difusión térmica con dependencia en frecuencia, respectivamente, definidas por $\tau' = D_1 / \Sigma_1'$ y $l'^2 = D_2 / \Sigma_2'$. S_{μ}^+ y S_{λ}^+ pueden ser llamados coeficientes de acoplamiento adjunto y son también funciones complejas de la frecuencia ;

$$S_{\mu}^+ = \frac{\nu \Sigma_f (1-h)}{D_2 (\mu'^2 + \frac{1}{l'^2})} = \frac{D_1}{\Sigma_R} (\mu'^2 + \frac{1}{\tau'}) \quad (\text{B.5a})$$

$$S_{\lambda}^+ = \frac{\nu \Sigma_f (1-h)}{D_2 (-\lambda'^2 + \frac{1}{l'^2})} = \frac{D_1}{\Sigma_R} (-\lambda'^2 + \frac{1}{\tau'}) \quad (\text{B.5b})$$

Para frecuencias que no sean muy altas, y para reactores ligeramente subcríticos, la raíz- μ de la ecuación (B.4a) contiene, en particular, la función transferencia de la reactividad para un núcleo infinito. También se puede usar una aproximación mas realista introduciendo la función transferencia de la reactividad del reactor desnudo equivalente a través de un buckling geométrico ficticio que satisface la ecuación crítica (ver también el apéndice C). Debido al reflector-saving, un reactor desnudo equivalente tiene un tamaño del núcleo mayor que un reactor reflejado. En ambos conceptos, sin embargo, la cinética total está finalmente determinada por el acoplamiento con las propiedades del reflector. Una fuente distribuida sobre el volumen / del núcleo producirá una contribución dominante a la respuesta del / detector, via el término- μ correspondiente, en las ecuaciones (B.3a, b). En el rango de frecuencias superiores, donde la función transferencia de la reactividad tiende a anularse y los modos pronto superiores aparecen implícitamente, la contribución del término- μ puede competir con la contribución del término- λ en la ec. (B.3a,b). La // raíz- λ de la ec. (B.4b) no está presente en un tratamiento a un grupo. Dado que en los LWRs $\tau \gg l^2$ puede usarse la aproximación $\lambda' \sim 1/L$. Este parámetro empieza a tener una dependencia en frecuencia apreciable para $f > 100$ Hz. El correspondiente término- λ muestra una característica corta de rango espacial. Una fuente distribuida sobre / el volumen del núcleo contribuye a la repuesta del detector, via es-

ta componente, únicamente en una pequeña región cerca de H - o en el caso de un detector dentro del núcleo, en una zona muy localizada al rededor de la posición del detector.

La solución en la zona del reflector con la condición de anularse para $x \rightarrow \infty$ puede ser obtenida aplicando la transformada de Fourier a la ecuación (B.2), con respecto a la variable x. Usando la // misma notación que en el Apéndice A, pero con la edad de Fermi en el reflector y el area de difusión térmica en el reflector dependientes de la frecuencia, el resultado puede ser escrito en una forma general sin distinguir las regiones $H \leq x < x_1$ y $x \geq x_1$:

$$\begin{aligned} \Phi_{1R}^+ = & \Phi_{1R}^+(H) \exp(\delta'(x-H)) - S_R^+ \Phi_{2R}^+(H) (\exp(\delta'(x-H)) - \exp(\delta'((x-H)+(x_1-H)))) \\ & + \frac{\Sigma_{1d}}{2 D_{1R}} \sqrt{\tau_R'} (\exp(\delta'|(x-H)-(x_1-H)|) - \exp(\delta'((x-H)+(x_1-H)))) \\ & + S_R^+ \frac{\Sigma_{2d}}{2 D_{2R}} (\sqrt{\tau_R'} (\exp(\delta'|(x-H)-(x_1-H)|) - \exp(\delta'((x-H)+(x_1-H)))) \\ & - L_R' (\exp(\delta'|(x-H)-(x_1-H)|) - \exp(\delta'((x-H)+(x_1-H)))) \end{aligned} \quad (B.6a)$$

$$x \geq H$$

$$\begin{aligned} \Phi_{2R}^+ = & \Phi_{2R}^+(H) \exp(\delta'(x-H)) + \frac{\Sigma_{2d}}{2 D_{2R}} L_R' \\ & (\exp(\delta'|(x-H)-(x_1-H)|) - \exp(\delta'((x-H)+(x_1-H)))) \end{aligned} \quad (B.6b)$$

Donde S_R^+ es el coeficiente de acoplamiento adjunto en el reflector,

$$S_R^+ = \frac{\Sigma_{RR}}{D_{1R}} \frac{\tau_R' L_R'^2}{\tau_R' - L_R'^2} \quad (B.7)$$

La longitud de relajación espacial involucrada en las ecuaciones (B. 6a,b) tiene una fuerte dependencia espacial únicamente en altas frecuencias.

Los coeficientes A^+ y C^+ de las ecuaciones (B.3a,b) son obtenidos usando las condiciones de contorno en la interfase dadas por las ecuaciones (A.7) y (A.8). Esto lleva al siguiente sistema de ecuaciones :

$$\begin{pmatrix} (p'-r_1\gamma'-r_1 S_R^+ S_\mu^+ (\gamma'-\delta')) \sin(\mu'H), & (q'-r_1\gamma'-r_1 S_R^+ S_\lambda^+ (\gamma'-\delta')) \sinh(\lambda'H) \\ S_\mu^+ (p'-r_2\delta') \sin(\mu'H) & , & S_\lambda^+ (q'-r_2\delta') \sinh(\lambda'H) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^+ \\ C^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \end{pmatrix} \quad (\text{B.8})$$

F_1, F_2 en la ecuación (B.8) representan las funciones de fuente :

$$F_1 = \frac{r_1 \Sigma_{1d}}{D_{1R}} \exp(\gamma'(x_1-H)) + \frac{r_1 S_R^+ \Sigma_{2d}}{D_{2R}} (\exp(\gamma'(x_1-H)) - \exp(\delta'(x_1-H))) \quad (\text{B.9a})$$

$$F_2 = \frac{r_2 \Sigma_{2d}}{D_{2R}} \exp(\delta'(x_1-H)) \quad (\text{B.9b})$$

En el segundo caso, cuando un detector está localizado en el núcleo, $0 < x_1 < H$, tenemos que resolver el sistema de ecuaciones para el núcleo $0 \leq x \leq H$:

$$\begin{pmatrix} D_{1R} \frac{d^2}{dx^2} - \Sigma_{1R}' & , & \Sigma_{RR} \\ \nu \Sigma_f(1-h), & D_{2R} \frac{d^2}{dx^2} - \Sigma_{2R}' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_2^+ \end{pmatrix} = -\delta(x-x_1) \begin{pmatrix} \Sigma_{1d} \\ \Sigma_{2d} \end{pmatrix} \quad (\text{B.10a})$$

y para el reflector, $x \geq H$:

$$\begin{pmatrix} D_{1R} \frac{d^2}{dx^2} - \Sigma_{1R}' & , & \Sigma_{RR} \\ 0 & , & D_{2R} \frac{d^2}{dx^2} - \Sigma_{2R}' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_{1R}^+ \\ \Phi_{2R}^+ \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{B.10b})$$

Las soluciones pueden ser escritas como :

$$\Phi_1^+ = A^+ \sin(\mu'x) + C^+ \sinh(\lambda'x) \quad 0 \leq x < x_1 \quad (\text{B.11a})$$

$$\Phi_2^+ = A^+ S_\mu^+ \sin(\mu'x) + C^+ S_\lambda^+ \sinh(\lambda'x) \quad 0 \leq x < x_1 \quad (\text{B.11b})$$

$$\begin{aligned} \Phi_1^+ = & A^+ \sin(\mu'x) + C^+ \sinh(\lambda'x) - A_0^+ \sin(\mu'(x-x_1)) \\ & - C_0^+ \sinh(\lambda'(x-x_1)) \end{aligned} \quad (\text{B.11c})$$

$$\begin{aligned} \Phi_2^+ = & A^+ S_\mu^+ \sin(\mu'x) + C^+ S_\lambda^+ \sinh(\lambda'x) - A_0^+ S_\mu^+ \sin(\mu'(x-x_1)) \\ & - C_0^+ S_\lambda^+ \sinh(\lambda'(x-x_1)) \end{aligned} \quad x_1 \leq x \leq H \quad (\text{B.11d})$$

$$\begin{aligned} \Phi_{1R}^+ = & \Phi_{1R}^+(H) \exp(\delta'(x-H)) \\ & - S_R^+ \Phi_{2R}^+(H) (\exp(\delta'(x-H)) - \exp(\delta'(x-H))) \end{aligned} \quad (\text{B.12a})$$

$$\Phi_{2R}^+ = \Phi_{2R}^+(H) \exp(\delta'(x-H)) \quad x \geq H \quad (\text{B.12b})$$

Las ecuaciones (B.12a,b) surgen de remover los términos de fuente en las ecuaciones (B.6a,b). A_0^+ y C_0^+ , de las ecuaciones (B.11c,d), están dadas por :

$$A_0^+ = \frac{1}{D_1 D_2 (\mu'^2 + \lambda'^2) \mu'} \left(\frac{\nu \sum_f (1-h) \Sigma_{1d} + \Sigma_R \Sigma_{2d}}{S_\mu^+} \right) \quad (\text{B.13a})$$

$$C_0^+ = \frac{-1}{D_1 D_2 (\mu'^2 + \lambda'^2) \lambda'} \left(\frac{\nu \sum_f (1-h) \Sigma_{1d} + \Sigma_R \Sigma_{2d}}{S_\lambda^+} \right) \quad (\text{B.13b})$$

Los coeficientes A^+ y C^+ , que ahora dependen de la ubicación de los detectores en la zona del núcleo, están nuevamente determinados por la ecuación (B.8), pero con las funciones F_1, F_2 definidas por :

$$\begin{aligned} F_1 = & A_0^+ (p_0' - r_1 \delta' - S_\mu^+ (\delta' - \delta') r_1 S_R^+) \sin(\mu'(H-x_1)) \\ & - C_0^+ (q_0' - r_1 \delta' - r_1 S_R^+ S_\lambda^+ (\delta' - \delta')) \sinh(\lambda'(H-x_1)) \end{aligned} \quad (\text{B.14a})$$

$$F_2 = A_0^+ S_\mu^+ (p_0' - r_2 \delta') \sin(\mu'(H-x_1)) - C_0^+ S_\lambda^+ (q_0' - r_2 \delta') \sinh(\lambda'(H-x_1)) \quad (\text{B.14b})$$

Donde :

$$p'_0 = \mu' \operatorname{ctg}(\mu'(H-x_1)) \quad (\text{B.15a})$$

$$q'_0 = \lambda' \operatorname{ctgh}(\lambda'(H-x_1)) \quad (\text{B.15b})$$

Las funciones F_1 y F_2 de las ecuaciones (B.14a,b) muestran una transición estacionaria con el otro par de funciones de las ecuaciones (B.9a,b), cuando el detector está localizado en la interfase : $x_1 = H$.

Uno puede mostrar que el determinante de la parte izquierda de la ecuación (B.8) se reduce a la ecuación de criticidad (A.9) para frecuencia cero, cuando el reactor está en estado crítico. Es decir, este determinante se anula y las funciones de importancia cinética divergen para $\omega = 0$. Esto lleva también a una divergencia en la // CPSD_R a frecuencia cero y también a una divergencia de la CCF del // count-rate (más exactamente esta es una función de covarianza) para cualquier tiempo de retardo. De acuerdo con Dragt (30), ésta consideración es correcta para cualquier sistema que tenga una función de Green con un polo, pero esto está basado en la suposición de un tiempo de medición infinitamente largo. Sin embargo, en la práctica los tiempos de medición son siempre finitos, lo cual elimina esta divergencia. El zero crossing correlation method tiene el condicionamiento de las señales por un filtro pasa-alto, lo cual elimina éste problema de la divergencia.

La interpretación de la solución de la función importancia cinética es muy complicada. Todo esfuerzo para tratar aproximaciones rigurosas y para investigar sus rangos de validez son mas complejos que la aplicación de las fórmulas dadas mediante una programación sin ninguna aproximación.-

Apéndice C

Efectos Espaciales en la CPD_R para un Reactor Homogéneo y Desnudo.

En un reactor homogéneo y desnudo, la aparición de efectos espaciales en la CPD_R depende, además de la ubicación de los detectores, del tamaño del núcleo, H. En éste apéndice se consideran las condiciones que nos dan, aproximadamente, independencia espacial. Se asume / que los flujos estáticos siguen la distribución del modo fundamental. El problema relacionado con cuán grande debe ser un detector para un dado tamaño del núcleo, H, en forma tal que la cinética puntual sea válida, ha sido tratado por Sheff y Albrecht (86).

Para el cálculo de la CPD_R, por medio de la ec. (3.4.6), solo / se necesita la función importancia cinética Φ_1^+ y el flujo neutrónico térmico Φ_2 . Φ_1^+ puede ser representada como :

$$\Phi_1^+ = \Phi_{1\mu}^+ + \Phi_{1\lambda}^+ \quad (C.1)$$

$\Phi_{1\mu}^+$, $\Phi_{1\lambda}^+$ son los términos μ y λ , respectivamente, que corresponden a la raíz de las ecuaciones (B.4a,b). Usando la notación ya / definida previamente, éstos términos están dados por :

$$\Phi_{1\mu}^+ = \frac{(\Sigma_2' + D_2 \mu'^2) \Sigma_{1d} + \Sigma_R \Sigma_{2d}}{D_1 D_2 (\mu'^2 + \lambda'^2)} g_\mu \quad (C.2a)$$

$$\Phi_{1\lambda}^+ = - \frac{(\Sigma_2' - D_2 \lambda'^2) \Sigma_{1d} + \Sigma_R \Sigma_{2d}}{D_1 D_2 (\mu'^2 + \lambda'^2)} g_\lambda \quad (C.2b)$$

Donde :

$$g_\mu = \begin{cases} \frac{\sin(\mu'x) \sin(\mu'(H-x_1))}{\mu' \sin(\mu'H)} & x \leq x_1 \\ \frac{\sin(\mu'(H-x)) \sin(\mu'x_1)}{\mu' \sin(\mu'H)} & x > x_1 \end{cases} \quad (C.3a)$$

$$g_{\lambda} = \begin{cases} \frac{\sinh(\lambda' x) \sinh(\lambda' (H-x_1))}{\lambda' \sinh(\lambda' H)} & x \leq x_1 \\ \frac{\sinh(\lambda' (H-x)) \sinh(\lambda' x_1)}{\lambda' \sinh(\lambda' H)} & x > x_1 \end{cases} \quad (C.3b)$$

De acuerdo a la descomposición de Φ_1^+ en un término- μ y en un / término- λ , la $CPSD_R$ consiste de la suma de tres componentes, una componente- μ , una componente- λ , y una componente compuesta $\mu\lambda$.

$$CPSD_R = CPSD_{R\mu} + CPSD_{R\lambda} + CPSD_{R\mu\lambda} \quad (C.4)$$

Para frecuencias que no sean muy altas, es decir no mucho mayores que algunas veces la frecuencia de corte en crítico, α_c , las raíces μ y λ de las ecuaciones (B.4a,b) pueden ser representadas aproximadamente (13) por :

$$\mu'^2 \approx B^2 (1 - \epsilon) \quad (C.5a)$$

$$\lambda'^2 \approx \frac{M^2}{\tau L^2} \quad (C.5b)$$

con :

$$\epsilon = \frac{k k_{\infty}}{B^2 M^2 G(\omega)} \quad (C.5c)$$

B^2 es el buckling estático ($= (\pi/H)^2$) y M^2 es el área de migración ($= \tau + L^2$). G es la función transferencia de la reactividad, // ec. (3.5.3a) ; con el tiempo entre generaciones de los neutrones, Λ , dado por :

$$\Lambda \approx \frac{1}{k} \left(\frac{1}{v_1 \Sigma_1 (1 + \tau B^2)} + \frac{1}{v_2 \Sigma_2 (1 + L^2 B^2)} \right) \quad (C.5d)$$

Las aproximaciones principales hechas para derivar las ecuaciones (C.5a,b) son despreciar la dependencia en frecuencias de Σ_1' y Σ_2' excepto en la pequeña diferencia que aparece en la raíz cuadrada de la ecuación (B.4a). ϵ es el parámetro que gobierna la aparición de posibles efectos espaciales en la CPSD_R para frecuencias no muy altas. Si $|\epsilon| \ll 1$, el reactor tendrá un comportamiento dado por la cinética puntual. Un reactor crítico que satisfaga esta condición para frecuencias comprendidas dentro de la región del plateau en G , donde G es aproximadamente real, debe tener un tamaño :

$$H \ll \frac{\pi M}{\sqrt{\beta}} \quad (\text{C.6})$$

Un reactor que satisface la desigualdad (C.6), se define como / un sistema pequeño. La utilidad de esta definición está relacionada con el rango de frecuencias dominante para el control del reactor. / Para una dada posición de los detectores, de acuerdo a como se satisfaga la condición (C.6) la aparición de efectos espaciales va a ocurrir antes o después, a medida que se incremente la frecuencia.

Consideremos mas en detalle el sistema pequeño con detectores / de neutrones térmicos ubicados no muy cerca de los bordes del núcleo, y limitandonos a frecuencias no muy altas. Dado que $|\mu'^2| \ll |\lambda'^2|$; $\Phi_{1\mu}^+$ y $\Phi_{1\lambda}^+$ pueden ser aproximadas por :

$$\Phi_{1\mu}^+ \approx \frac{2 H \Sigma_R \Sigma_{2d}}{\pi^2 D_1 D_2 \lambda'^2 \epsilon} \sin(Bx) \sin(Bx_1) \quad (\text{C.7a})$$

$$\Phi_{1\lambda}^+ \approx - \frac{\Sigma_R \Sigma_{2d}}{2 D_1 D_2 \lambda'^3} \exp(-\lambda' |x - x_1|) \quad (\text{C.7b})$$

El rango espacial de la función $\Phi_{1\mu}^+$, ecuación (C.7a), abarca todo el reactor mientras que $\Phi_{1\lambda}^+$, ecuación (C.7b), muestra claramente un rango muy localizado. A fin de obtener una estimación grosera de la contribución del término- λ a la respuesta del detector, / con respecto al término- μ , consideremos un detector ubicado en / el centro del núcleo y una perturbación localizada en una región pequeña alrededor del detector.

$$\delta s_1 = s_1(\omega) \delta(x - x_1) ; \quad x_1 = \frac{H}{2} \quad (C.8)$$

Sustituyendo las ecuaciones (C.7a,b) y (C.8) en la ec.(3.3.8) se obtiene una relación entre las componentes λ y μ del espectro del / count-rate para un valor de frecuencia ubicado en la región del plateau de G.

$$\left| \frac{\delta R_\lambda}{\delta R_\mu} \right| \approx \frac{H}{4} \frac{L}{M^2} \frac{\beta (1 - \rho^*)}{\beta} \quad (C.9)$$

donde ρ^* es la reactividad en \$.

Con los datos numéricos usados en el capítulo 4, $H = 77.6$ cm y // $\rho^* = -5$ \$, ésta relación da un valor de 2.3%; lo cual indica que el término- λ contribuye muy poco en este rango de frecuencias. Debido a que los rangos espaciales son muy diferentes para los términos μ y λ , la ecuación (C.9) representa una sobreestimación con respecto a una fuente distribuída en el núcleo. La Fig. 29 muestra que la contribución del término- λ en la CPSPD_R es despreciable aún en frecuencias altas. En estos cálculos no se usaron aproximaciones matemáticas. Es posible distinguir una pequeña contribución del término- λ en la zona de altas frecuencias para detectores ubicados cerca de los bordes del núcleo y esta contribución proviene principalmente del término $\mu\lambda$ de la ecuación (C.4). Si únicamente se considera el término- μ para el / cálculo de la CPSPD_R, estamos haciendo una aproximación equivalente a usar teoría de difusión con un solo grupo de energías, excepto que / la longitud de difusión térmica debe ser reemplazada por la longitud de migración. La aproximación de $\Phi_{1\mu}^+$ por la ecuación (C.7a), nos da el primer término de una representación mas general de la ecuación / (C.2a) por una expansión en ϵ :

$$\Phi_{1\mu}^+ = (\dots) \frac{1}{\epsilon} + (\dots) + (\dots)\epsilon + \dots \quad (C.10)$$

Ahora mostraremos que el uso del primer término de esta expansión

da el resultado de la cinética puntual para la CPSP_R. Es de mencionar que si consideramos también el segundo término de la ecuación // (C.10), esto nos daría la aproximación adiabática (50). Si uno escribe para el flujo térmico :

$$\Phi_2 = \Phi_{2 \max} \sin(Bx) \quad (C.11)$$

y asume que los detectores de neutrones térmicos pueden tener secciones eficaces de detección diferentes : Σ_{2d1} , Σ_{2d2} , la ecuación (C.7a) puede ser expresada en la siguiente forma

$$\Phi_{1\mu}^+ (x, x_1, \omega) = 2 \Sigma_{2d1} \Phi_2(x_1) \frac{G(\omega)}{H \nu \Sigma_f \Phi_{2 \max}} \sin(Bx) \quad (C.12a)$$

$$\Phi_{1\mu}^+ (x, x_2, \omega) = 2 \Sigma_{2d2} \Phi_2(x_2) \frac{G(\omega)}{H \nu \Sigma_f \Phi_{2 \max}} \sin(Bx) \quad (C.12b)$$

Reemplazando las ecuaciones (C.11) y (C.12a,b) en la ec. (3.4.6) , y despreciando el efecto de los neutrones retardados en h , tenemos :

$$\begin{aligned} \text{CPSP}_R(x_1, x_2, \omega) &= 2 \frac{\overline{\nu(\nu-1)}}{\nu^2} 4 \frac{\Sigma_{2d1} \Phi_2(x_1) \Sigma_{2d2} \Phi_2(x_2)}{H^2 \Sigma_f \Phi_{2 \max}} \\ &\quad |G(\omega)|^2 \int_0^H dx \sin^3(Bx) \\ &= 2 f D \frac{R_1(x_1) R_2(x_2)}{F} |G(\omega)|^2 \end{aligned} \quad (C.13)$$

D, es el factor de Diven definido por :

$$D = \frac{\overline{\nu(\nu-1)}}{\nu^2} \quad (C.14a)$$

F es el rate de fisión en el sistema (por unidad de área en el modelo unidimensional), dado por

$$F = \sum_f \int_0^H dx \phi_2(x) \quad (C.14b)$$

f es un factor de forma espacial, de orden uno, definido por Otsuka e Iijima (70) para corregir los resultados derivados de un tratamiento con independencia espacial para un reactor con geometría finita y una distribución espacial del fission-rate. Su valor es :

$$f = \frac{32}{3\pi^2} = 1.08 \quad (C.14c)$$

y R_1, R_2 son los contajes promedio en los detectores

$$R_1(x_1) = \sum_{2d1} \phi_2(x_1) \quad (C.14d)$$

$$R_2(x_2) = \sum_{2d2} \phi_2(x_2) \quad (C.14e)$$

Si uno considera la CPSD_R normalizada, $NCPSD_R = CPSD_R / R_1 R_2$, como una medida de la dependencia espacial para cualquier ubicación x_1, x_2 de los detectores en el sistema, ésta cantidad tiene independencia espacial como surge de la ecuación (C.13). La ecuación (C.13) puede expresarse de una forma ligeramente diferente introduciendo el concepto de eficiencia local de los detectores :

$$w_1(x_1) = R_1(x_1) / F \quad (C.15a)$$

$$w_2(x_2) = R_2(x_2) / F \quad (C.15b)$$

Esto permite escribir la ecuación (C.13) como :

$$CPSD_R(x_1, x_2, \omega) = 2f D w_1(x_1) w_2(x_2) F |G(\omega)|^2 \quad (C.16)$$

La definición de eficiencia local para los detectores correspon-

de a los resultados experimentales donde se midió que la dependencia espacial en la eficiencia del detector es proporcional al conteo // promedio en el detector (91).

Si uno distribuye el detector uniformemente a través del reactor, integrando x_1 y x_2 , la ecuación (C.16) se reduce al resultado dado / por la cinética puntual (ver, por ejemplo, Williams (96)).

$$CPSD_{RD}(\omega) = 2fDW_1W_2F |G(\omega)|^2 \quad (C.17)$$

Donde W_1, W_2 tienen el significado usual de eficiencia del detector.

Consideremos brevemente el caso límite de un medio infinito. Si H es muy grande y ambos detectores están ubicados lejos de los bordes del núcleo, $\Phi_{1\mu}^+$ está dado por :

$$\Phi_{1\mu}^+(x, x_1, \omega) \approx \frac{\sum_2 d_1}{2\nu \sum_f} G_\infty(\omega) T(\omega) \exp(-T(\omega)|x-x_1|) \quad (C.18a)$$

$$\Phi_{1\mu}^+(x, x_2, \omega) \approx \frac{\sum_2 d_2}{2\nu \sum_f} G_\infty(\omega) T(\omega) \exp(-T(\omega)|x-x_2|) \quad (C.18b)$$

Donde $1/T$ es la longitud de relajación espacial dada por :

$$\frac{1}{T^2} = \frac{M^2}{k} G_\infty(\omega) \quad (C.19)$$

G_∞ , es la función transferencia de la reactividad para un reactor infinito. La $CPSD_R$ puede ser escrita como :

$$CPSD_R \approx 2DW_1W_2F |G_\infty|^2 \left(\frac{\exp(-T^*|x_2-x_1|) + \exp(-T|x_2-x_1|)}{\frac{1}{T^*} + \frac{1}{T}} + \frac{\exp(-T^*|x_2-x_1|) - \exp(-T|x_2-x_1|)}{\frac{1}{T^*} - \frac{1}{T}} \right) \frac{H}{4} \quad (C.20)$$

La NCPD_R de la ecuación (C.20) tiene, obviamente, una fuerte dependencia espacial. Un detector no puede ver todo el núcleo del reactor, sino una parte determinada por la longitud de relajación espacial. Esta parte decrece a medida que aumenta la frecuencia. Hay una región espacial común al rango visual de ambos detectores. Es ésta / región común la que contribuye a la CPD_R , y es mas pequeña a medida que los detectores están mas alejados para finalmente anularse cuando $|x_2 - x_1|$ es muy grande. Para el caso particular en que ambos detectores tengan la misma ubicación, la ecuación (C.20) se reduce, usando la aproximación de la cinética pronta, a :

$$\text{CPD}_R(x_2=x_1, \omega) \sim \frac{1}{\sqrt{(\omega^2 + \alpha^2)} \sqrt{\alpha + \sqrt{\omega^2 + \alpha^2}}} \quad (\text{C.21})$$

El resultado de la ecuación (C.21) está de acuerdo con la expresión derivada para detectores tipo placa (68, 95). Para detectores / distribuídos sobre todo el núcleo, la ecuación (C.20) nos debe dar / la cinética puntual para la CPD_R . Un medio infinito con detectores distribuídos uniformemente debe ser equivalente a un reactor con independencia espacial, dado que los neutrones de todas las fuentes de fisión tienen una probabilidad igual de ser detectados. Integrando la ecuación (C.20) sobre x_1 y x_2 nos da :

$$\text{CPD}_{RD}(\omega) = 2DW_1W_2F |G_\infty(\omega)|^2 \quad (\text{C.22})$$

La ecuación (C.22) debe ser considerada por unidad de volumen. / Es necesario, después de integrar la ecuación (C.20), dividir por H antes de tomar el límite para $H \rightarrow \infty$, dado que no se puede tener al mismo tiempo un flujo finito y un número finito de neutrones en / un reactor infinito.

Finalmente, podemos hacer una observación con respecto a la técnica de emplear la CPD_R para determinar la vida media de los neutrones térmicos. Si uno ubica un detector de neutrones rápidos, y muy cerca (idealmente juntos) otro detector de neutrones térmicos en un reactor crítico, toda relación de fase involucrada en la integración espacial es cancelada. Los únicos términos que pueden dar una contribución a la diferencia de fase entre las señales de los detectores son

los primeros factores en el numerador complejo de las ecuaciones // (C.2a,b). Dado que para una posición de los detectores lejos del borde del núcleo la contribución de la componente- λ puede ser despreciada, aún en frecuencias altas, y el término μ'^2 o término ξ , respectivamente, en el numerador de la ecuación (C.2a) es un efecto de segundo orden, nos queda que la fase está definida por la relación / $\text{tg} \phi = - \omega \Lambda_{th}$ con Λ_{th} definido como $1/\sqrt{2} \sum_2 (1 + L^2 B^2)$. Esta relación es un efecto típico en frecuencias altas. Mediciones realizadas con detectores dentro del núcleo (74), muestran la validez de esta relación lineal hasta ~ 800 Hz.-

Apéndice D

Proceso de Ajuste por Cuadrados Mínimos para la Determinación de la Reactividad Inducida por el Xenon

Teniendo en cuenta la ec. (5.3.2.5), en nuestro caso el proceso de ajuste por cuadrados mínimos consiste en minimizar la expresión :

$$\phi^2 = \sum_{i=1}^n g_i (\alpha_i - f(t_i, t_A, X_1, X_2, X_3))^2 = \text{mínimo} \quad (D.1)$$

donde, de acuerdo a las ecs. (5.3.2.5), y (5.3.3.1) a (5.3.3.3), tenemos :

$$f(t_i, t_A, X_1, X_2, X_3) = X_1(1 - X_2 F_2(t_i, t_A) - X_3 F_3(t_i, t_A)) \quad (D.2)$$

Siendo :

t_A = tiempo a partir del cual se inicia el ajuste

g_i = peso estadístico del valor medido, α_i

X_1, X_2, X_3 = parámetros a ser determinados

Por definición :

$$g_i = \frac{1}{(\Delta \alpha_i)^2} \quad (D.3)$$

De acuerdo a investigaciones teóricas anteriores (15) y para un valor razonable en la constante temporal de integración en el SDRM, / la relación :

$$\text{Var } \int_0^{\infty} (\rho^*) \approx \text{cte.}$$

es una buena aproximación.

De acuerdo a la ec.(5.3.1.1), los valores de α son derivados de los valores G_0 determinados experimentalmente ;

$$\alpha = \alpha(G_0)$$

De donde :

$$\overline{(\Delta G_0)^2} = \left(\frac{dG_0}{d\alpha} \right)^2 \overline{(\Delta \alpha)^2} \approx \text{cte.}$$

$$\overline{(\Delta \alpha)^2} \approx \frac{\text{cte.}}{\left(dG_0 / d\alpha \right)^2}$$

Y, finalmente :

$$g \approx \left(\frac{dG_0}{d\alpha} \right)^2 \quad (\text{D.4})$$

La función $G_0 = G_0(\alpha)$ no tiene una expresión explícita, sino que surge de la condición de que :

$$\pi_{xy}(G_0, \alpha) = 0$$

O sea ;

$$d\pi_{xy} = \frac{\partial \pi_{xy}}{\partial G_0} dG_0 + \frac{\partial \pi_{xy}}{\partial \alpha} d\alpha = 0$$

De donde :

$$\frac{dG_0}{d\alpha} = - \frac{\frac{\partial \pi_{xy}}{\partial \alpha}}{\frac{\partial \pi_{xy}}{\partial G_0}} \quad (\text{D.5})$$

Debido al hecho de que el punto de cruce por cero, G_0 , es un invariante entre π_{xy} y la función ordinaria ϕ_{xy} (92), tenemos :

$$\left(\frac{dG}{d\alpha} \right)_{G_0} = - \left(\frac{\frac{\partial \phi_{xy}}{\partial \alpha}}{\frac{\partial \phi_{xy}}{\partial G}} \right)_{G_0} \quad (\text{D.6})$$

Donde la función Φ_{xy} está dada (para la señal condicionada por los filtros RC pasa-alto y pasa-bajo) por la ec.(5.3.1.1).

La expresión final para la ec. (D.4) es bastante extensa por lo que no será dada explícitamente. Luego, el proceso de ajuste puede ser / resuelto en los siguientes pasos :

- a - hacer una primera estimación de los parámetros X_1 , X_2 y X_3 con / pesos iguales ($g_i = 1$), para obtener X'_1 , X'_2 , X'_3
- b - calcular $\alpha'(t_i) = f(t_i, t_A, X'_1, X'_2, X'_3)$ y $\sigma'_0 = \sigma_0(\alpha')$ para cada valor de t_i .
- c - usar los valores de σ'_0 y $\alpha'(t_i)$ para computar los pesos estadísticos g_i .
- d - repetir el proceso de ajuste con los valores calculados de g_i para obtener los valores de X_1 , X_2 y X_3 con sus correspondientes / desviaciones estandar.

Para el ajuste de los parámetros, se usó la subrutina MARFIT (7) basada en el algoritmo de Marquard, el cual combina las mejores características del método del gradiente con el método de Gauss-Newton.

Referencias

- (1) Ackermann N.J., Penland J.R., and Hanauer S.H. (1971)
A Space- and Energy-Dependent, Four-Nodal Point Neutron Fluctuation Theory
Trans. ANS 14, 854
- (2) Albrecht R.W., and Seifritz W. (1968)
Fundamental Properties of the Coherence Function in Symmetrical Two-Node Systems
Nukleonik 11, 143
- (3) Albrecht R.W., and Danofsky R.A. (1969)
Analytical-Experimental Correlation in Space-Dependent Coherences
Trans. ANS 12, 708
- (4) Amato H.G. (1981)
Private communication
- (5) Analytis G.Th. (1981)
Private Communication
- (6) Analytis G.Th. (1982)
Three-Group Three-Dimensional Analysis of the Random Neutron Field in Bare Homogeneous Reactors and the Concept of Local and Global / Neutron Noise.
Ann. Nucl. Energy 9, 53
- (7) Behringer K. (1970)
Programmbeschreibung des Subroutines MARFIT für einen eindimensionalen Least-Square-Fit von Messdaten mit einer beliebigen Funktion / von unabhängigen Parametern.
EIR Internal Report
- (8) Behringer K. (1973)
Eine neue Methode zur Messung der Unterkritischen Reaktivität auf / der Basis des Neutronrauschens.
EIR Internal Report

- (9) Behringer K., Jeschki W., Pruys H.S., and Seifritz W. (1974a)
A Novel Method for Performing Subcriticality Measurements on a Heavy Water Moderated Reactor by Means of Neutron Noise Analysis
Reaktortagung des Deutschen Atomforums/KTG, Berlin, April 2-5, 1974
- (10) Behringer K., Jeschki W., Leoni B., Phildius J., Pruys H.S., and Seifritz W. (1974b)
A Power-Reactor Shut-Down Reactivity Meter Based on a Novel Reactor Noise Analysis Technique
Trans. ANS 18, 302
- (11) Behringer K. (1975a)
Theoretische Grundlagen zum On-line Shut Down Reaktivitätsmeter auf der Basis der Nulldurchgangskorrelations Methode
EIR Internal Report
- (12) Behringer K., Phildius J., and Seifritz W. (1975)
An On-Line Subcritical Reactivity Meter Based on a Novel Reactor Noise Analysis Technique in the Time Domain
Ann. Nucl. Energy 2, 399
- (13) Behringer K., Kosály G., and Kostić Lj. (1977)
Theoretical Investigation of the Local and Global Components of the Neutron-Noise Field in a Boiling Water Reactor
Nucl. Sci. Eng. 63, 306
- (14) Behringer K., Kosály G., and Pázsit I. (1979a)
Linear Response of the Neutron Field to a Propagating Perturbation of Moderator Density (Two-Group Theory of Boiling Water Reactor Noise)
Nucl. Sci. Eng. 72, 304
- (15) Behringer K., and Peier W. (1979b)
Theoretical Comparison between Direct and Polarity Correlation Techniques for a Projected Gauss-Markovian Process as Related to an On-Line Reactivity Meter
Nucl. Instr. Methods 161, 97
- (16) Behringer K., Lescano V.H., Lubbesmeyer D., Meier F., Miteff L., Phildius J., and Winkler H. (1981)
Recent Developments in Reactor Noise Analysis

EIR-BERICHT Nr.445

- (17) Behringer K., Lescano V.H., Meier F., Phildius J., and Winkler H. (1982)
Application of Neutron Noise Analysis to a Swimming - Pool research
Reactor
Progress in Nuclear Energy 9, 75
- (18) Bell and Glasstone (1970)
Nuclear Reactor Theory
Van Nostrand Reinhold Comp.
- (19) Bendat J.S., and Piersol A.G. (1971)
Random Data : Analysis and Measurement Procedures
Wiley-Interscience Co., New York
- (20) Buhl A.R., Hanauer S.H., and Baumann N.P. (1968)
An Experimental Investigation Of Spatial Effects on the Neutron
Fluctuation Spectra of a Large Reactor
Nucl. Sci. Eng. 34, 98
- (21) Cohn Ch. E. (1959)
Errors in Reactivity Measurements Due to Photoneutron Effects
Nucl. Sci. Eng. 6, 284
- (22) Cohn Ch. E. (1960)
A Simplified Theory of Pile Noise
Nucl. Sci. Eng. 7, 472
- (23) Cohn Ch. E. (1962)
Reflected-Reactor Kinetics
Nucl. Sci. Eng. 13, 12
- (24) Cohn Ch. E. (1964)
Applicability of Simple Reactor Kinetics to the Interpretation of
Reactor-Noise Experiments
In Noise Analysis in Nuclear Systems by Uhrig R.E., USAEC, 307
- (25) Cohn Ch.E., Johnson R.J., and Macdonald R.N. (1966)
Calculating Space-Dependent Reactor Transfer Function Using Statics
Techniques
Nucl. Sci. Eng. 26, 198
- (26) Dam, H. (1976)
Neutron Noise in Boiling Water Reactors
ATKE 27. 8

- (27) Dam, H. (1977)
On the Adjoint Space in Reactor Noise Theory
Ann. Nucl. Energy 4, 185
- (28) Danofsky R,A. (1969)
A Space-Dependent Reactor-Noise Formulation Utilizing Modal Expansions
Nucl. Sci. Eng. 36, 28
- (29) Demarmels P. (1968)
Reactivity Studies in Switzerland
IAEA-Panel on Reactivity Measurements, Vienna, Dec. 9-13, 1968
- (30) Dragt J.B. (1966a)
Accurate Reactor Noise Measurements in a Low Power Critical Reactor
Nukleonik 8, 188
- (31) Dragt J.B. (1966b)
Reactor Noise Analysis by Means of Polarity Correlation
Nukleonik 8, 225
- (32) Dougherty D.E., and Shen C.N. (1962)
The Space-Time Neutron Kinetic Equations Obtained by the Semidirect Variational Method
Nucl. Sci. Eng. 13, 141
- (33) Ebert D.D., Clement J.D., and Stacey W.M. (1974a)
Investigation of the Space- and Energy-Dependent Coherence Function in Zero-Power Coupled-Core Reactors
Nucl. Sci. Eng. 55, 368
- (34) Ebert D.D., Clement J.D., and Stacey W.M. (1974b)
Interpretation of Coherence Function Measurements in Zero-Power Coupled-Core Reactors
Nucl. Sci. Eng. 55, 380
- (35) Foderaro A., and Garabedian H.L. (1960)
A New Method for the Solution of Group Diffusion Equations
Nucl. Sci. Eng. 8,44
- (36) Foderaro A., and Garabedian H.L. (1962)
Two Group Reactor Kinetics
Nucl. Sci. Eng. 14, 22

- (37) Garelis E. (1967)
Reactor Kinetics of a Reflected Slab
Nukleonik 9, 187
- (38) Genoud J.P. (1977)
Determination of the Transit Time between Two Cores by a Noise
Analysis Method
Ann. Nucl. Energy 4, 435
- (39) Gozani T. (1962a)
A Modified Procedure for the Evaluation of Pulsed Source Experi-
ments in Subcritical Reactors.
Nukleonik 4, 348
- (40) Gozani T. (1962b)
Subcritical Reactor Kinetics and Reactivity Measurements
EIR Bericht Nr. 28
- (41) Gozani T. (1963)
The Concept of Reactivity and its Application to Kinetic Measure-
ments
Nukleonik 5, 55
- (42) Harris D.R., Natelson M., Galey J.A., and Schmidt E. (1970)
Measurements and Detailed Modal Analysis of Space-Correlated Reac-
tor Fluctuations
Nucl. Sci. Eng. 40, 173
- (43) Hendrickson R.A., and Danofsky R.A. (1967)
Measurement of the Reactivity Coupling Coefficient in the IOWA Sta-
te - UTR-10
Texas A & M University Press, 506
- (44) Henry A.F. (1964)
The Application of Inhour Modes to the Description of Nonseparable
Reactor Transients
Nucl. Sci. Eng. 20, 338
- (45) Hoshino T., Wakabayashi J., and Hayashi S. (1965)
New Approximate Solution of Space - and Energy-Dependent Reactor Ki-
netics
Nucl. Sci. Eng. 23, 170

- (46) Johnsson A. (1975)
Fourier Expansi3n as an Aid in the Solution of the Diffusion Equation for Three-Dimensional Power Distributions in Water Reactors
Ann. Nucl. Energy 2, 17
- (47) Keepin G.R. (1965)
Physics of Nuclear Kinetics
Addison - Wesley
- (48) Kos3ly C., and Fischer A. (1972)
On Integral Versions of the Area-Ratio Method of Pulsed Neutron // Reactivity Measurements.
J. Nucl. Energy 26, 17
- (49) Kos3ly G., and Valk3 J. (1975)
Remarks on the Use of Well-Known Reactivity Measuring Techniques by the Pulsed-Source Method
Ann. Nucl. Energy 2, 477
- (50) Kos3ly G., Mesk3 L., and P3zsit I. (1977)
Investigation of the Possibility of Using Static Calculations (Adiabatic Approximation) in the Theory of Neutron-Noise
Ann. Nucl. Energy 4, 79
- (51) Kos3ly G. (1980)
Noise Investigation in Boiling -Water and Pressurized-Water Reactors
Progr. Nucl. Energy 5, 145
- (52) Koehler P. (1980)
Private Communication
- (53) Lescano V.H. (1979a)
Experimental Investigation of the Reactivity Meter Display Variance by Means of a Reactor Detectors Noise Simulator.
EIR Internal Report
- (54) Lescano V.H. (1979b)
Zero-Power Neutron Noise Investigation at the Reactor Saphir by Neutron Noise Analysis.
EIR Internal Report
- (55) Lescano V.H., and Phildius J. (1980a)
Reactivity Measurements at the Reactor Saphir by Neutron Noise Analy-

Sis

EIR Internal Report

- (56) Lescano V.H., and Behringer K. (1980b)
Analysis of the Xenon Poisoning Measurement at the Reactor Saphir
after Shut-Down by On-Line Neutron Noise Analysis.
EIR Internal Report
- (57) Lescano V.H. (1980c)
Analysis of the Second Xenon-Poisoning Measurement at the Reactor
Saphir after Shut-Down by On-Line Neutron Noise Analysis
EIR Internal Report
- (58) Lescano V.H., and Behringer K. (1981)
Investigation of Space-Energy Effects in the Reactivity Measurements
by Neutron Noise Analysis with ex-core Detectors in a Reflected LWR
EIR Bericht 446
- (59) Lescano V.H., and Behringer K. (1982)
Investigation of Space-Energy Effects in the Reactivity Measurement
by Neutron Noise Analysis with ex-core Detectors in a Reflected LWR
Ann. Nucl. Energy, 9, 443
- (60) Loewe W.E. (1965)
Space-Dependent Effects in the Response of a Nuclear Reactor to For-
ced Oscillations
Nucl. Sci. Eng. 21, 536
- (61) Maeder C. (1978)
A Nodal Diffusion Method with Legendre Polynomials
Paper Presented at the ANS Topical Meeting on "Advanced in Reactor
Physics"; April 10-12, Gatlinburg, Tennessee, USA, CONF-780401, 121
- (62) Masters Ch. F., and Cady K.B. (1967)
A Procedure for Evaluating Modified Pulsed-Neutron-Source Experiments
in Subcritical Nuclear Reactors
Nucl. Sci. Eng. 29, 272
- (63) Meem J.L. (1964)
Two Group Reactor Theory
Gordon and Breach Science Publishers, New York

- (64) Middleton D. (1960)
Statistical Communication Theory
Mc. Graw Hill Broth. Co., New York
- (65) Morishima N. (1979)
High-Frequency Structure of Space-Dependent Neutron Fluctuation
Spectra in a Coupled-Core Reactor
Ann. Nucl. Energy 6, 553
- (66) Moore M.N. (1964)
Noise Field of a Reactor
In Noise Analysis in Nuclear Systems by Urig R.E., USAEC, 13
- (67) Nagy M.E., Sawan M.E., and Shaat M.K. (1979)
Space-Dependent Neutron Wave Propagation in Coupled Core Argonaut
Reactors.
ATKE 34, 261
- (68) Natelson M., Osborn R.K., and F. Shure (1966)
Space and Energy Effects in Reactor Fluctuation Experiments
J. Nucl. Energy 20, 557
- (69) Nieto J.M., Akhtar P., and Ackermann N.J. (1968)
Two Group Reactor Noise Analysis by Langevin's Technique
J. Nucl. Energy 22, 675
- (70) Otsuka M., and Iijima T. (1965)
Space-Dependent Formula for Rossi- α Measurements
Nukleonik 7, 488
- (71) Pacilio N. (1969)
Reactor Noise Analysis in the Time Domain
AEC Critical Review Series
- (72) Pázsit I. (1978)
Two-Group Theory of Noise in Reflected Reactors with Application to
Vibrating Absorbers
Ann. Nucl. Energy 5, 185
- (73) Penland J. R., and Hanauer S.H. (1968)
Shutdown Reactivity Measurements at the ORR Using Noise Analysis
Trans. ANS 11, 563
- (74) Penland J.R., Ackermann N.J., and Hanauer S.H. (1971)
Space-and Energy-Dependent Reactor Noise Measurements

Trans. ANS 14,854.

- (75) Preskitt C.A., Nephew E.A., Brown J.R., and Van Howe K.R. (1967)
Interpretation of Pulsed-Source Experiments in the Peach Bottom
HTGR
Nucl. Sci. Eng. 29, 283
- (76) Randall R.L., and Griffin C.W. (1964)
Application of Power Spectra to Reactor-System Analysis
In Noise Analysis in Nuclear Systems by Uhrig R.E., USAEC, 107
- (77) Ricker C.W., Hanauer S.H., and Mann E.R. (1968)
Measurement of Reactor Fluctuation Spectra and Subcritical Reacti-
vity
Nucl. Sci. Eng. 33, 56
- (78) Ryves T.B., and Scott M.C. (1962)
Subcritical Reactivity Measurements by a Source - Jerk Method
Reactor Science and Technology 16, 455
- (79) Robinson J.C., and Alexander M.L. (1971)
Calculation of Reactor Noise Spectra Using a Space-Energy-Dependent
Model: Comparison with Experiments
Trans. ANS 14, 856
- (80) Saito K. (1967a)
Noise-Equivalent Source in Nuclear Reactors
Nucl. Sci. Eng. 28, 384
- (81) Saito K. (1967b)
On the Noise-Equivalent Source in a Zero-Power Reactor
Nucl. Sci. Eng. 28, 452
- (82) Saito K. (1979)
Source Papers in Reactor Noise
Progr. Nucl. Energy 3, 157
- (83) Seifritz W., and Albrecht R.W. (1968)
Measurement and Analysis of the Coupled Core Coherence Function in
a Two Node Symmetrical Reactor
Nukleonik 11, 149
- (84) Seifritz W. and Stegemann D. (1971)
Reactor-Noise Analysis

IAEA, Atomic Energy Review 9, 129

- (85) Sheff J.R., and Albrecht R.W. (1966a)
The Space Dependence of Reactor Noise
I-Theory
Nucl. Sci. Eng. 24, 246
- (86) Sheff J.R., and Albrecht R.W. (1966b)
The Space Dependence of Reactor Noise
II-Calculations
Nucl. Sci. Eng. 26, 207
- (87) Sheff J.R. (1968)
Exact Treatment of Neutron Fluctuations in Reflected Systems
Trans. ANS 11, 233
- (88) Sheff J.R. (1969)
Three-Energy-Group Space-Dependent Spectral Densities
Trans. ANS 12, 709
- (89) Sjöstrand N.C. (1956)
Measurement on a Subcritical Reactor Using a Pulsed Neutron Source
Arkif Fysik 11, 233
- (90) Süßmann H.F., Brixy H., and Hecker R. (1976)
Reaktivitätsbestimmung an der graphitmoderierten kritischen Anlage
KAHTER mittels Rauschanalyse
Jül-Report 1368
- (91) Thomas C.O., Hanauer S.H., and Baumann N.P. (1973)
Space-Dependent Neutron Noise Spectra in Bare and D₂O-Reflected
Reactor Lattices
Nucl. Sci. Eng. 51, 253
- (92) Veltman B., and Kwakernaak H. (1961)
Regelungstechnik 9, 357
- (93) Viehl E. (1975)
Zero-Power Noise Analysis in a Reactor with Two Weakly Coupled Asy-
mmetrical Fission Zones
Nucl. Sci. Eng. 56, 422
- (94) Wenzel P. (1961)

Effective Xenonvergiftung nach Abschalten eines Thermischen Reaktors
Kernenergie 4, 926

- (95) Williams M.M.R. (1966)
An Application of Slowing Down Kernels to Thermal Neutron Density
Fluctuations in Nuclear Reactors
J. Nucl. Energy 21, 321
- (96) Williams M.M.R. (1974)
Random Processes in Nuclear Reactors
Pergamon Press, Oxford
- (97) Winkler H., and Koehler P. (1975)
Grundlegende Daten für die Berechnung des Reaktors SAPHIR
Internal EIR-Report
- (98) Winkler H. (1980)
Private Communication

Tabla 1 Comparación entre los valores teóricos y experimentales / del zero-crossing point ($\bar{G}_0$), y del número de cruces por cero / (N) de las señales de ruido en ambos canales.

ρ (\$)	Valor teórico		Valor experimental		
	$\bar{G}_0$ (ms)	N(1/s)	$\bar{G}_0$ (ms)	Nx (1/s)	Ny (1/s)
0.	130.8 $\pm$ 4.2	49.8	131.1 $\pm$ 4.7	48.0 $\pm$ 1.9	48.9 $\pm$ 2.0
-0.5	106.4 $\pm$ 3.9	52.6	105.2 $\pm$ 3.0	50.6 $\pm$ 1.9	51.3 $\pm$ 1.8
-1.0	91.3 $\pm$ 3.7	54.1	91.9 $\pm$ 3.8	52.9 $\pm$ 2.2	53.3 $\pm$ 1.9
-2.0	73.0 $\pm$ 3.7	56.7	74.6 $\pm$ 3.6	55.3 $\pm$ 1.8	55.6 $\pm$ 2.0
-5.0	49.5 $\pm$ 4.0	60.5	48.3 $\pm$ 3.1	59.6 $\pm$ 2.2	59.3 $\pm$ 1.9
-7.5	41.0 $\pm$ 4.3	61.9	42.8 $\pm$ 3.8	62.1 $\pm$ 2.8	60.6 $\pm$ 1.9
-10.0	36.1 $\pm$ 4.7	62.7	37.1 $\pm$ 3.6	64.7 $\pm$ 2.1	61.3 $\pm$ 1.9

Eficiencia reducida de los detectores : $Q_x = Q_y = 10^{-3}$

Tiempo de medición : $T = 10^4$ seg.

Tabla 2 Uso del llamado "trend-admixture" para determinar la eficiencia reducida de los detectores.

$\rho(\$)$	$\bar{G}_A$ (ms) Teórico	Trend frequency set(j) en el SDRM		$\bar{G}_A$ (ms) Experimental	Observaciones
		backward	forward		
-1	79.3	3	-	78.3 $\pm$ 2	$Q = 10^{-3}$ $T = 10^4$ seg
-1	108	-	3	107.0 $\pm$ 3	
0	102	2	-	107.0 $\pm$ 3	
0	115	3	-	118 $\pm$ 3	
-1	67.7	2	-	72 $\pm$ 3	
-1	79.3	3	-	78.4 $\pm$ 2	

Tabla 3 Comparación entre los valores teóricos y experimentales // del RMS_{π} y de la constante de control (τ).

$\rho(\%)$	Valores Teóricos			Valores Experimentales			T (s)
	G_c (ms)	RMS_{π} (ms)	τ (s)	G_c (ms)	RMS_{π} (ms)	τ (s)	
0.	130.8	4.20	483	129.3	4.75	320+ 40	10^4
-0.5	106.4	3.87	454	105.8	3.00	-	"
-1.0	91.32	3.69	452	90.8	3.83	-	"
-2.0	73.04	3.70	476	74.95	3.56	-	"
-5.0	49.47	3.97	610	48.15	3.13	-	"
-7.5	41.02	4.32	750	42.95	3.86	-	"
-10.0	36.09	4.71	910	35.52	3.62	-	"
0.	130.8	2.88	966	129.9	3.25	-	"
-0.5	106.4	2.50	908	107.1	2.94	-	"
-1.0	91.32	2.48	904	91.82	1.90	-	"
-2.0	73.04	2.52	952	72.66	1.83	-	"
-5.0	49.47	2.70	1210	49.53	3.73	-	"
-7.5	41.02	2.94	1500	38.76	2.39	-	"
-10.0	36.39	3.20	1820	36.34	2.71	-	"
-1.0	91.32	2.51	904	90.66	2.51	920+ 15	10^5
-1.0	91.32	3.54	452	90.89	3.50	410+ 12	"
-1.0	91.32	5.02	226	91.72	5.28	232+ 8	"

Eficiencia reducida de los detectores : $Q_x = Q_y = 10^{-3}$

Tabla 4 Comparación entre los valores teóricos y experimentales, con parámetros típicos de un LWR, para el zero-crossing point (G_o), el RMS_{π} , y para el / número de cruces por cero por unidad de tiempo de las señales de ruido (N)

ρ (\$)	Valores teóricos			Valores experimentales				Observaciones
	G_o (ms)	RMS_{π} (ms)	N	G_o (ms)	RMS_{π} (ms)	N_x	N_y	
0	9.495	0.185	460	9.570	0.160	441 $\pm$ 9	435 $\pm$ 9	$Q= 10^{-3}$
0	8.712	0.185	460	8.826	0.135	440 $\pm$ 9	436 $\pm$ 9	$Q= 10^{-3}$ T.A.F. (3)
-1.71	5.685	0.174	541	5.595	0.114	520 $\pm$ 12	523 $\pm$ 13	$Q= 10^{-3}$
0	9.495	0.340	610	9.540	0.203	584 $\pm$ 14	586 $\pm$ 15	$Q= 10^{-4}$
0	9.495	0.175	398	9.592	0.150	392 $\pm$ 8	392 $\pm$ 8	$Q=2 \cdot 10^{-3}$

Tiempo de medición : T = 30 minutos

T.A.F.(j) : trend-admixture con valor "j"

Tabla 5 Comparación entre los valores de α (en rad/seg) obtenidos en el dominio temporal y en el de las frecuencias, para la configuración 358.-

Arreglo para los detectores	Nivel del reactor	ρ (\$) Rod- Drop	Dominio Temporal		Dominio de las frecuencias	
			α_{PC}	α_{HP}	α_{FFT}	Picos significantes (Hz) en el espectro
A	1 KW		92 ± 2	92 ± 2	110 ± 2	6, 13
B	"		90 ± 2	92 ± 2	115 ± 3	13
C	"		90 ± 2	96 ± 2	115 ± 3	6, 13
D	"		92 ± 2	91 ± 2	110 ± 3	13
E	"		88 ± 2	90 ± 2	110 ± 2	6, 13
F	"		100 ± 2	98 ± 2	120 ± 2	6, 13
A	250 W		105 ± 2	103 ± 2	118 ± 2	6, 13
B	"		103 ± 2	103 ± 2	118 ± 2	
C	"		105 ± 2	103 ± 2	116 ± 3	6
E	"		102 ± 2	105 ± 2	113 ± 3	13
A	Subcrítico	- 1.73	320 ± 6	310 ± 6	350 ± 25	
B	"	- 1.71	300 ± 6	310 ± 6	360 ± 15	
C	"	- 1.65	305 ± 6	315 ± 6	350 ± 25	
D	"	- 1.68	300 ± 6	300 ± 6	350 ± 15	
E	"	- 1.55	310 ± 6	280 ± 15	350 ± 15	
F	"	- 1.78	330 ± 6		350 ± 15	

α_{PC} : valores calculados con la información del correlador de polaridad

α_{HP} : valores calculados con la información del correlador HP

α_{FFT} : valores calculados de la CPSD obtenida con el analizador de espectros.

Tabla 6 Comparación entre los valores de la eficiencia reducida (Q), obtenida por el método del trend-admixture y de la función coherencia.

Arreglo para los detectores	Eficiencia reducida (Q)		Nivel del reactor
	por trend-admixture	por función coherencia	
A		$(2.4 \pm .3) 10^{-3}$	1 KW
B		$(2.4 \pm .3) 10^{-3}$	"
C	$(1.8 \pm .1) 10^{-3}$	$(2.0 \pm .3) 10^{-3}$	"
D		$(2.2 \pm .3) 10^{-3}$	"
E	$(1.0 \pm .1) 10^{-3}$	$(1.3 \pm .3) 10^{-3}$	"
F		$(2.6 \pm .3) 10^{-3}$	"
B	$(2.0 \pm .1) 10^{-3}$		- 1.7 \$
E	$(1.0 \pm .1) 10^{-3}$		- 1.6 \$
F	$(2.4 \pm .1) 10^{-3}$		- 1.8 \$

Tabla 7 Valores de la constante de decaimiento, α_c , recomendados para distintas configuraciones críticas.

Configuración	α_c (rad/seg)
358	115 ± 5
360B	150 ± 10
361	108 ± 5

Tabla 8 Comparación entre los valores de la constante de decaimiento de los neutrones prontos, α , y entre los valores de reactividad, ρ^* , obtenidos en la configuración 392B

Ubicación para los detectores	Posición de las barras				Constante de decaimiento (rad/seg)		Reactividad(- β) por		Nivel del reactor
	CR 1	CR2	CR3	CR4	Polarity CCF	CPSD	ruído (CCF)	método de Rod - drop	
75/77	283	283	283	283	115 ± 4				crítico en 5 KW
75/77	0	281	281	281	220 ± 7	225 ± 5	$.91 \pm .0015$	$.923 \pm .0015$	
75/77	0	281	0	281	540 ± 32	555 ± 20	$3.70 \pm .32$	$3.62 \pm .03$	
75/77	0	0	0	0	745 ± 58		$5.48 \pm .55$	$5.24 \pm .08$	
74/78	276	276	276	276	115 ± 3				crítico en 5 KW
74/78	0	0	0	0	702 ± 53		$5.10 \pm .51$	$5.11 \pm .06$	
74/78	600	0	600	0	153 ± 4	150 ± 5	$.30 \pm .06$		

CR : barra de control

CR = 600 : barra en el límite superior

CR = 0 : barra en el límite inferior

Tabla 9 Parámetros usados en el modelo de cálculo con dos grupos de energía.-

Parámetro	Núcleo	Reflector (H_2O)	Observaciones
D_1 (cm)	1.441	1.152	
D_2	2.848×10^{-1}	1.652×10^{-1}	
Σ_{a1} (cm^{-1})	2.742×10^{-3}	4.876×10^{-4}	
Σ_{a2}^*	7.680×10^{-2} 8.110×10^{-2}	1.780×10^{-2}	H = 77.6 cm H = 197 cm
Σ_R	2.718×10^{-2}	5.166×10^{-2}	
$\nu \Sigma_f$	9.360×10^{-2}		
ν_1 (cm/s)	5.304×10^7	5.304×10^7	
ν_2 (cm/s)	2.482×10^5	2.482×10^5	

* ajustada, de acuerdo a los modelos y diferentes tamaño de núcleo, para obtener criticidad.-

Tabla 10 Comparación entre los valores del flujo térmico medio obtenidos en forma semi-experimental y el valor calculado con CODIFF.

Configuración	Distribuciones de $\varphi(\vec{x})$ y $\Sigma_f(\vec{x})$	Caso	ρ_1^*/ρ_0^*	SF	$\bar{\Phi}$ $\times 10^{13}$ (n.cm ⁻² .s ⁻¹)	$\bar{\Phi}_{\text{CODIFF}}$ $\times 10^{13}$ (n.cm ⁻² .s ⁻¹)
384 B	$\varphi(\vec{x}) = \text{cte.}$ $\Sigma_f(\vec{x}) = \text{cte.}$	a	10.74	1	3.060	2.58
384 B	$\Sigma_f(\vec{x}) = \text{cte.}$ $\varphi(\vec{x}) = \cos(Bx) * \cos(By) * \cos(Bz)$	b ₁	10.74	1.31	2.11	2.58
		b ₂	10.74	1.31	2.11	2.58
384 B	$\Sigma_f(\vec{x}) = \text{cte.}; \varphi(\vec{x}) = \text{cte.}$ $\varphi(x, y) : \text{CODIFF}$	c ₁	10.74	1.20	2.40	2.58
384 B	$\Sigma_f(\vec{x}) = \text{cte.}; \varphi(\vec{x}) = \text{cte.}$ $\Sigma_f(x, y), \varphi(x, y) : \text{CODIFF}$	c ₂	10.74	1.14	2.58	2.58
392 B	$\varphi(\vec{x}) = \text{cte.}$ $\Sigma_f(\vec{x}) = \text{cte.}$	a	11.41	1	3.32	2.72
392 B	$\Sigma_f(\vec{x}) = \text{cte.}$ $\varphi(\vec{x}) = \cos(Bx) * \cos(By) * \cos(Bz)$	b ₁	11.41	1.34	2.29	2.72
		b ₂	11.41	1.32	2.28	2.72
392 B	$\Sigma_f(\vec{x}) = \text{cte.}; \varphi(\vec{x}) = \text{cte.}$ $\varphi(x, y) : \text{CODIFF}$	c ₁	11.41	1.21	2.58	2.72
392 B	$\Sigma_f(\vec{x}) = \text{cte.}; \varphi(\vec{x}) = \text{cte.}$ $\Sigma_f(x, y), \varphi(x, y) : \text{CODIFF}$	c ₂	11.41	1.15	2.76	2.72

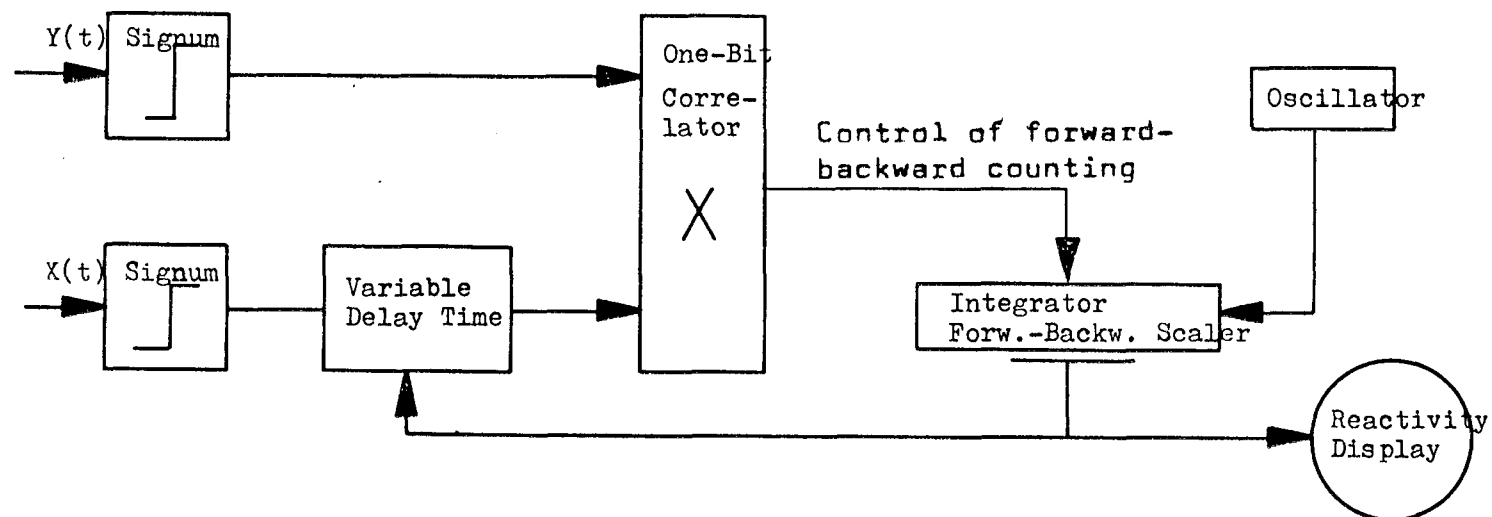


Fig.1 Diagrama en bloques del Shut Down Reactivity Meter.

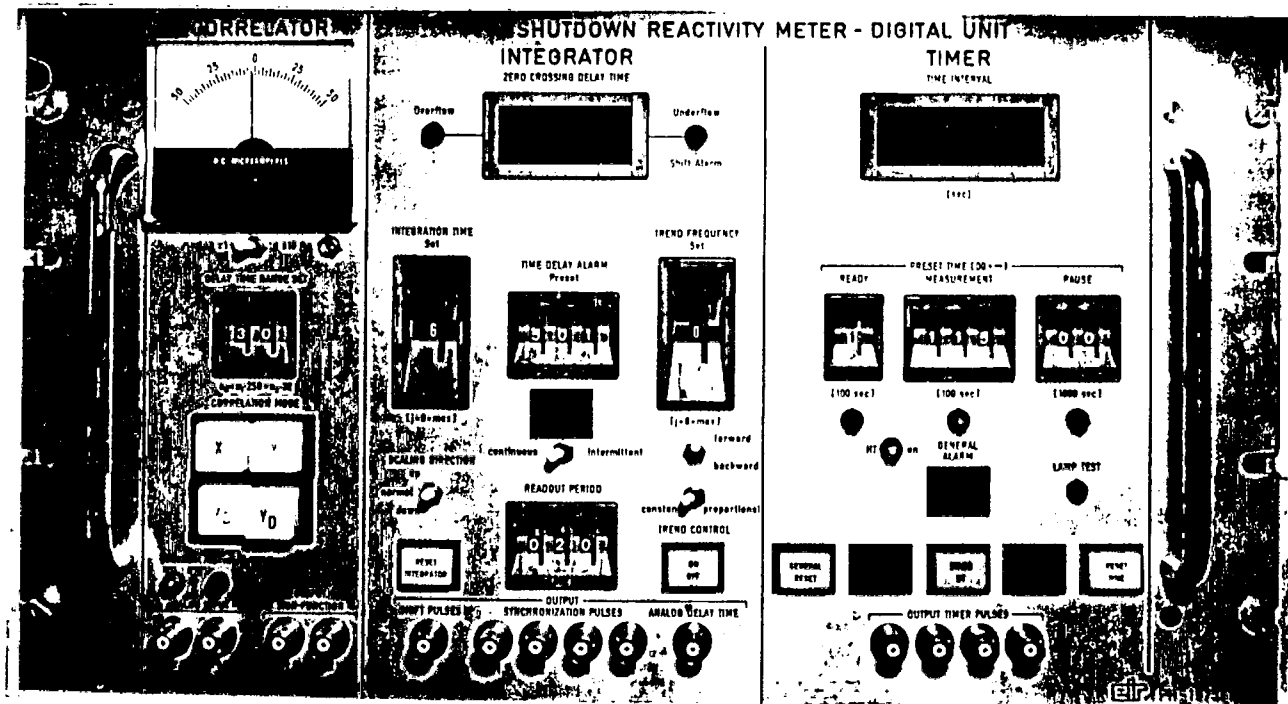


Fig. 2 Panel Frontal del Shut-Down Reactivity Meter

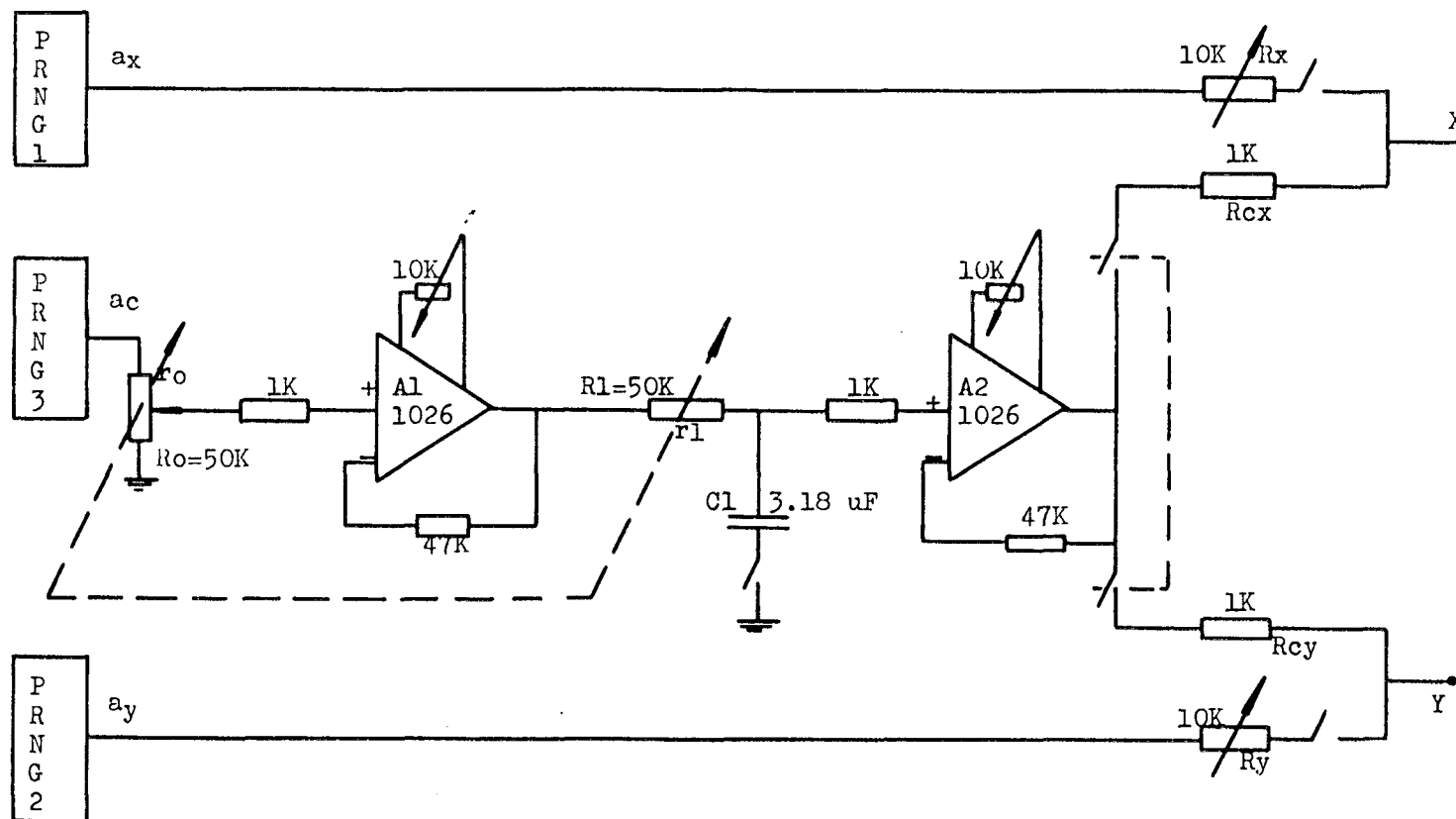


Fig. 3 Diagrama esquemático del Simulador

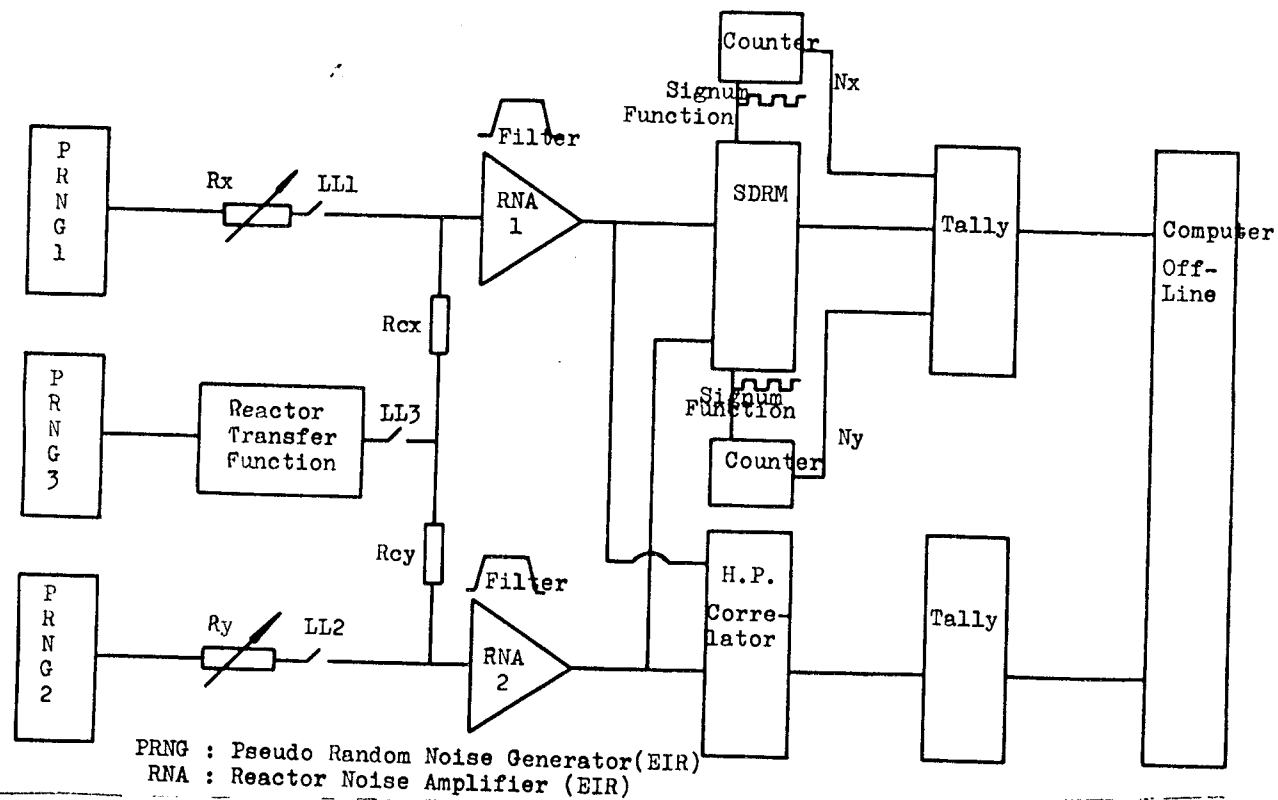


Fig. 4 Diagrama en bloques del sistema experimental usado con el Simulador

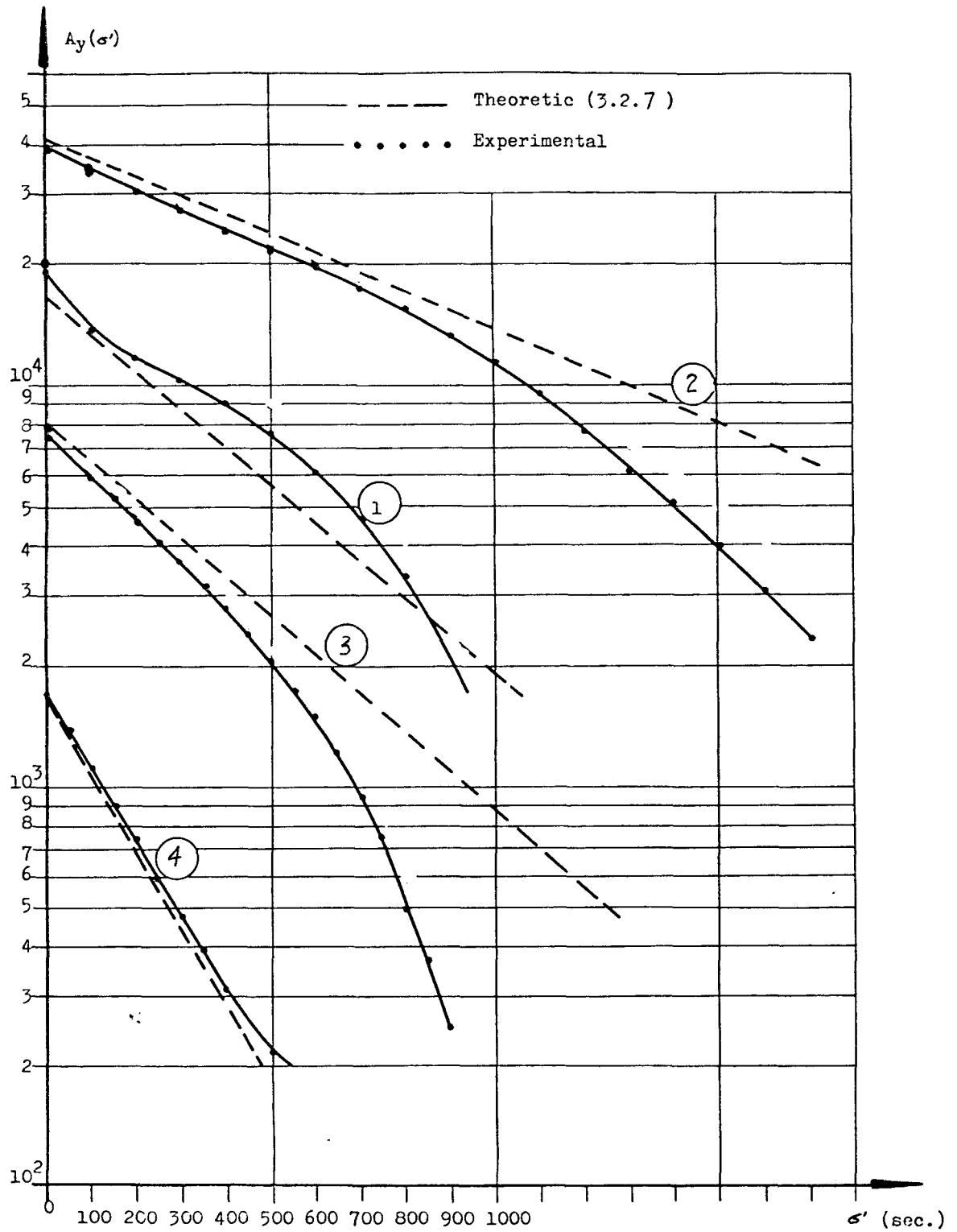


Fig.5 Función de autocorrelación del zero-crossing point.
 Curval : $\rho = 0$, $\tau = 483$ seg , $T = 10^4$ seg ;
 curva2 : $\rho = -1$, $\tau = 904$ seg , $T = 10^5$ seg ;
 curva3 : $\rho = -1$, $\tau = 452$ seg. , $T = 10^5$ seg ;
 curva4 : $\rho = -1$, $\tau = 226$ seg , $T = 10^5$ seg ;

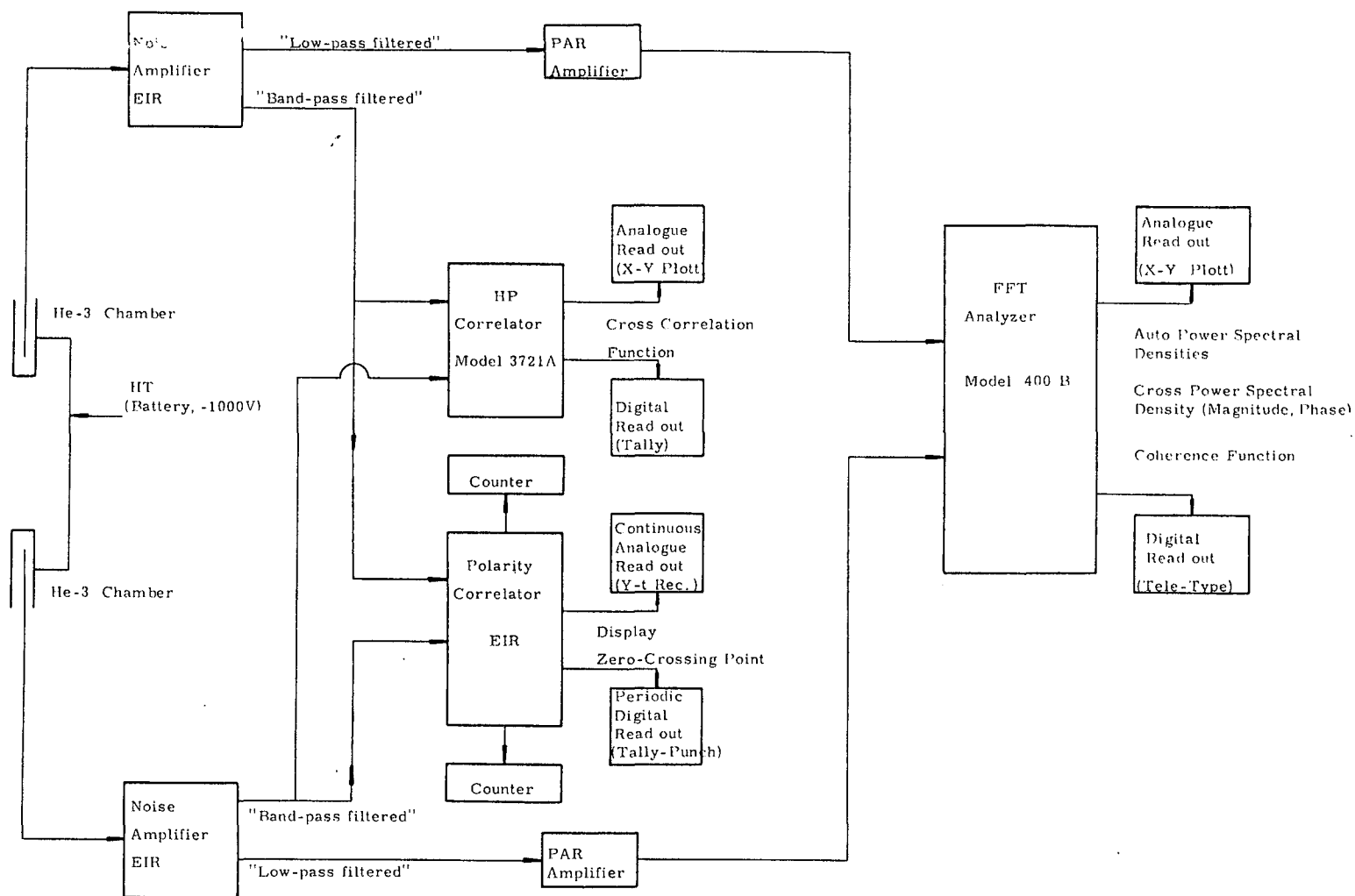
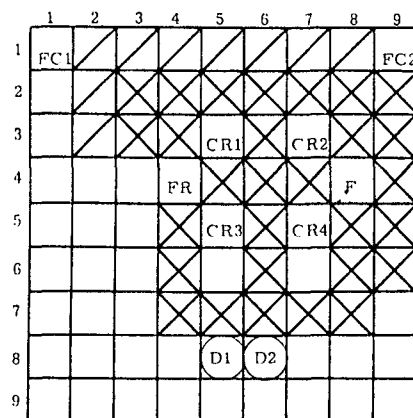
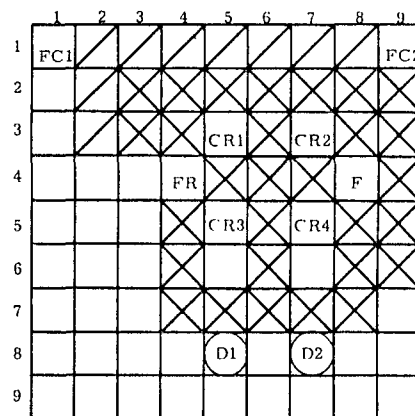


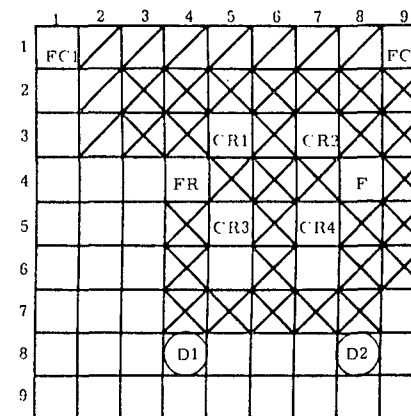
Fig.6 Diagrama en bloques del sistema experimental usado en el reactor Saphir



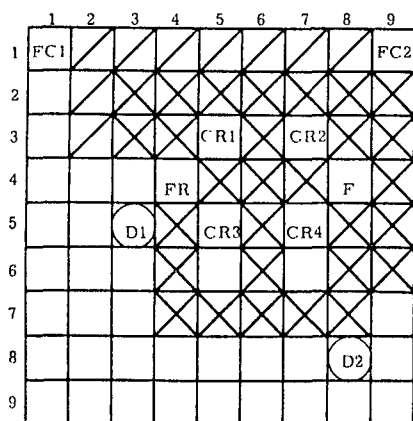
Detector Arrangement "A"



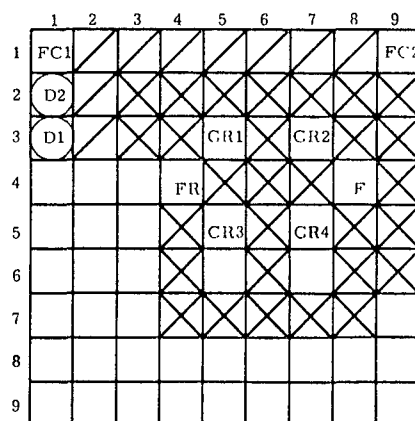
Detector Arrangement "B"



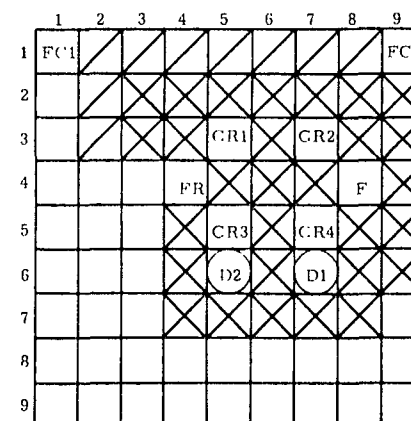
Detector Arrangement "C"



Detector Arrangement "D"

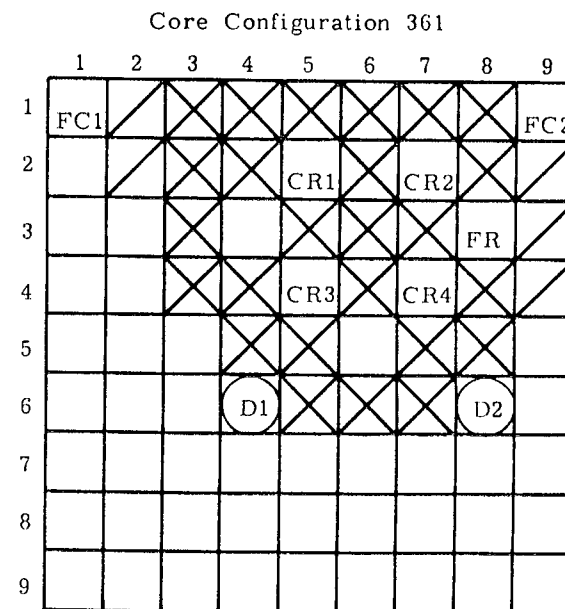
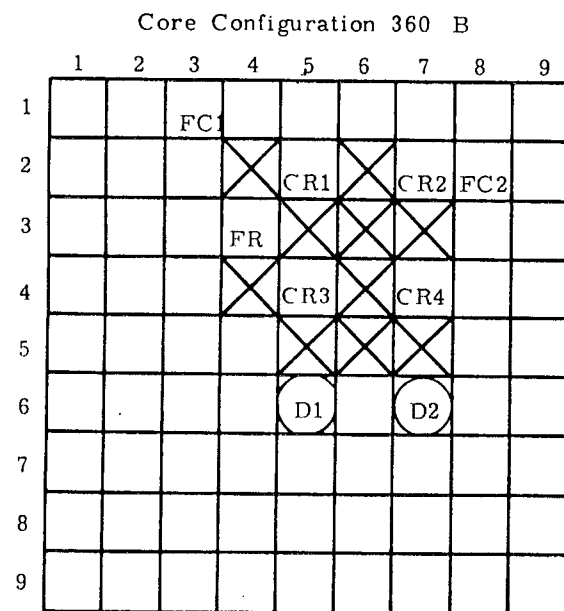


Detector Arrangement "E"



Detector Arrangement "F"

Fig.7 Ubicación de los detectores para la configuración del núcleo 358



Fuel element



Be

Fig.8 Ubicación de los detectores para las configuraciones 360B y 361

$\log \xi$

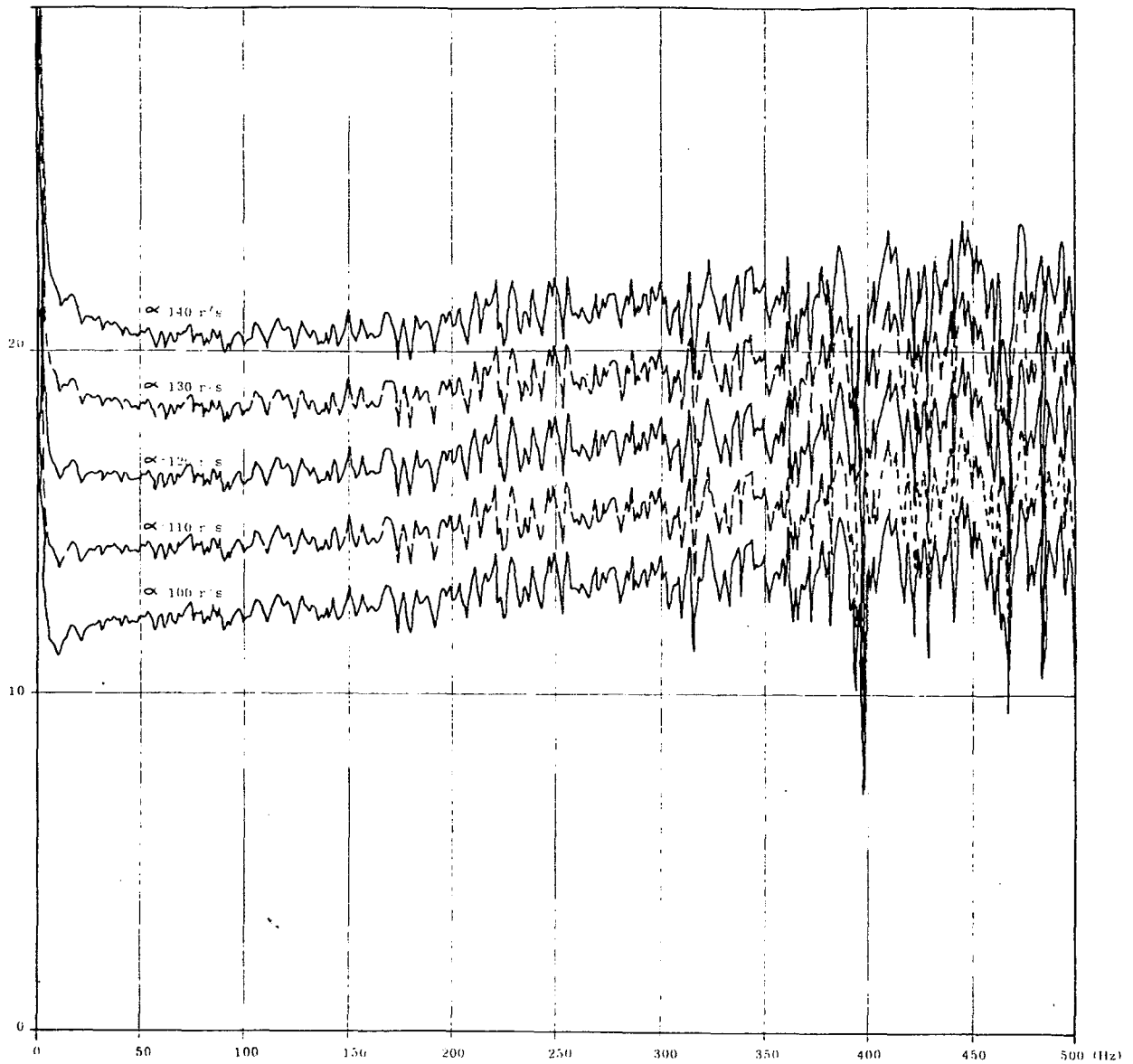
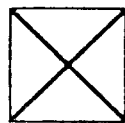
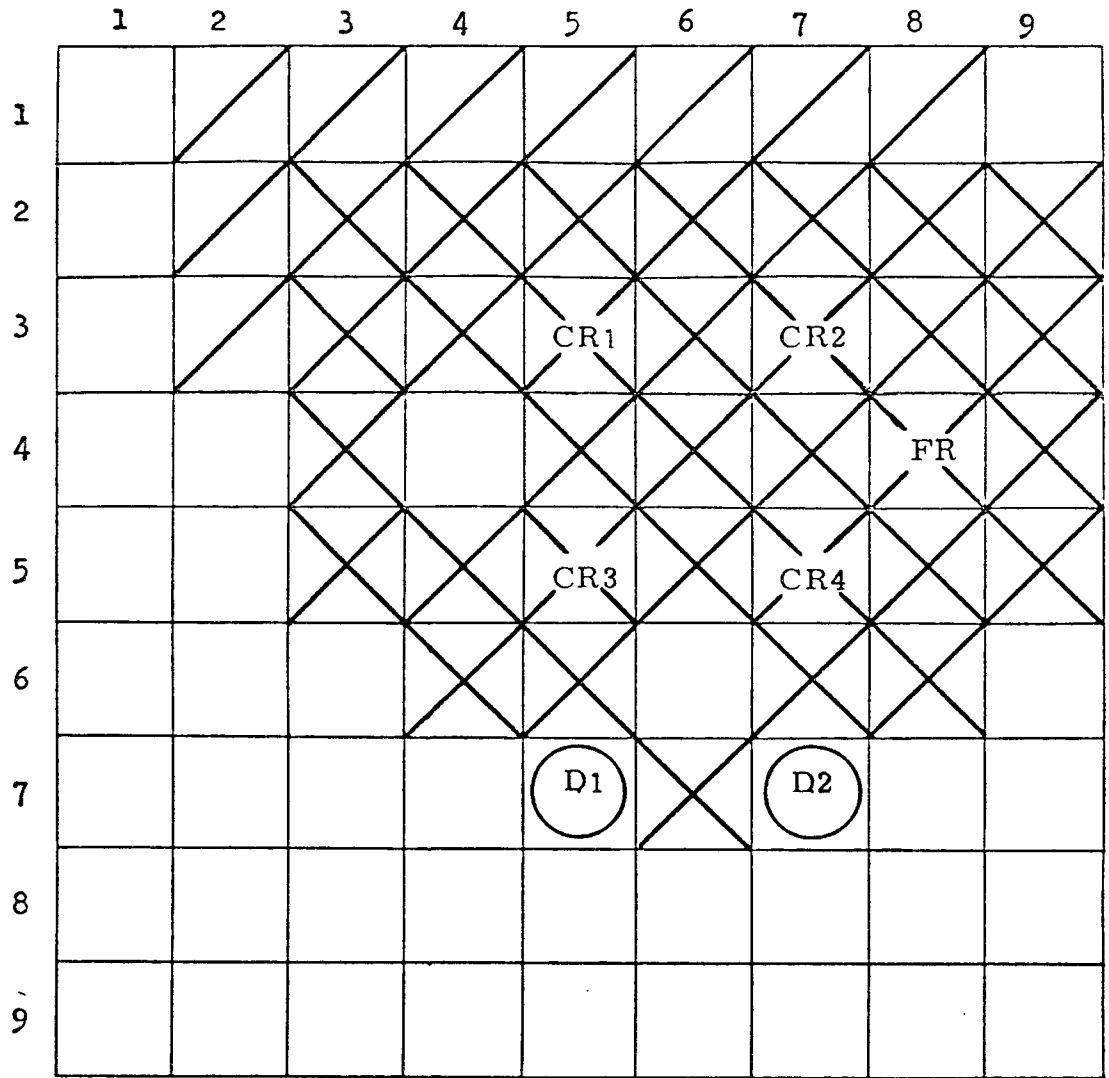
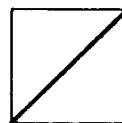


Fig.9 Magnitud de la relación $\log \xi$ para la ubicación "C" de los detectores. Nivel del reactor = 250 W.

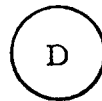


Fuel Element



Beryllium Element

CR : With Coarse
Control Rod



Detector

FR : With Fine
Control Rod

Fig. 10 Ubicación de los detectores en la configuración 392B

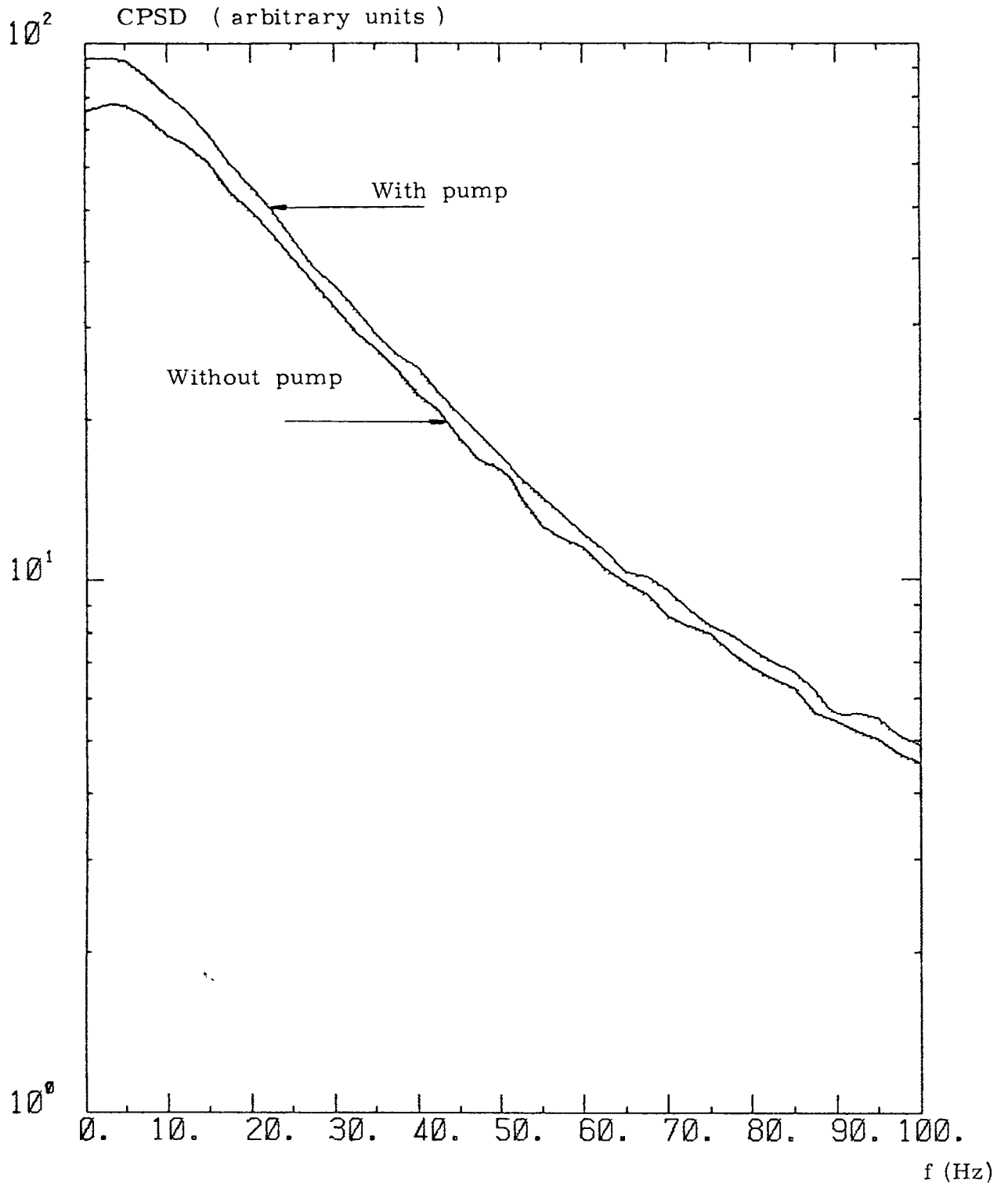


Fig. 11 Influencia, en la CPSD, de la refrigeración forzada

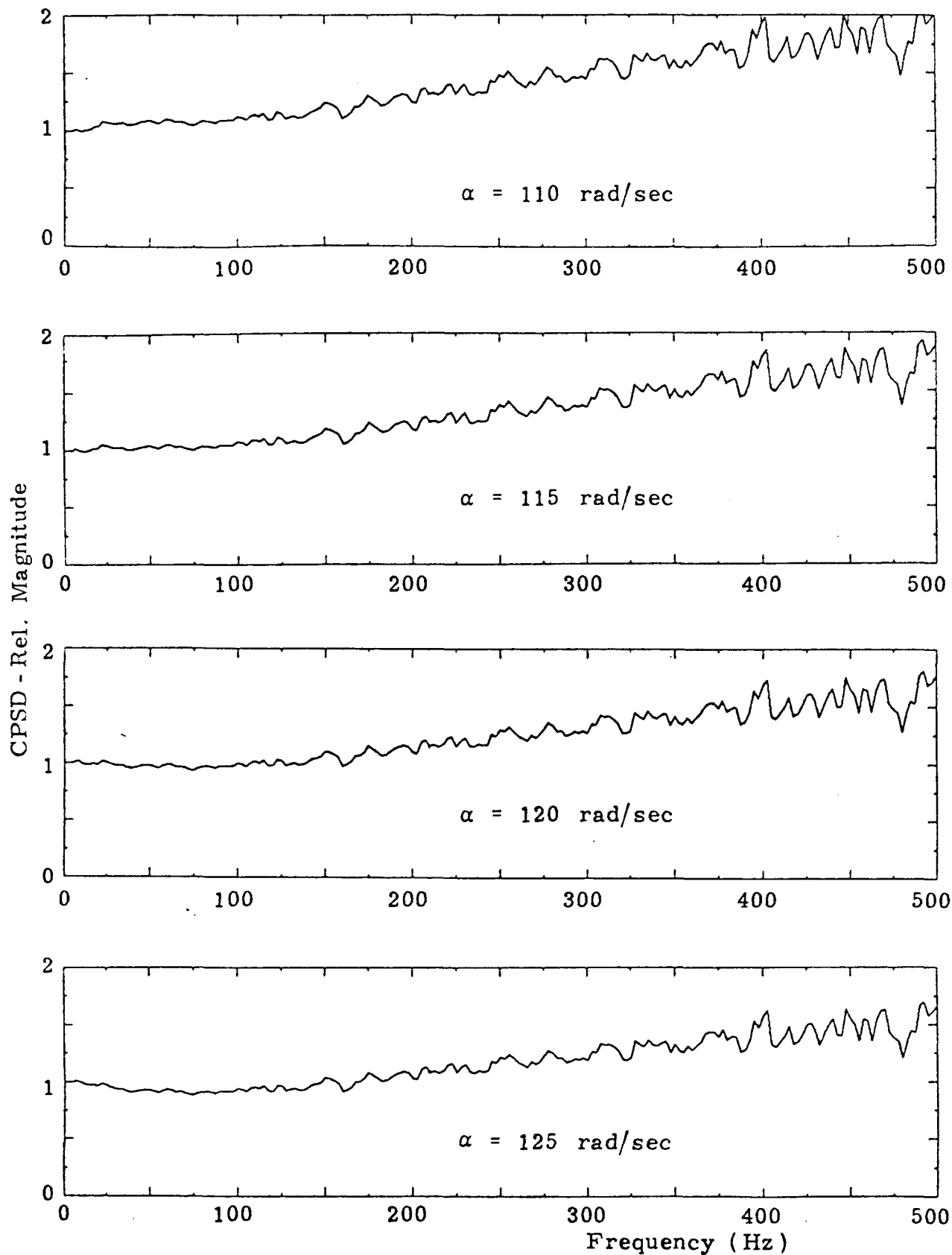


Fig.12 Magnitud de la relación ζ para distintos valores de la frecuencia de corte, α . Nivel del reactor = 250 W.

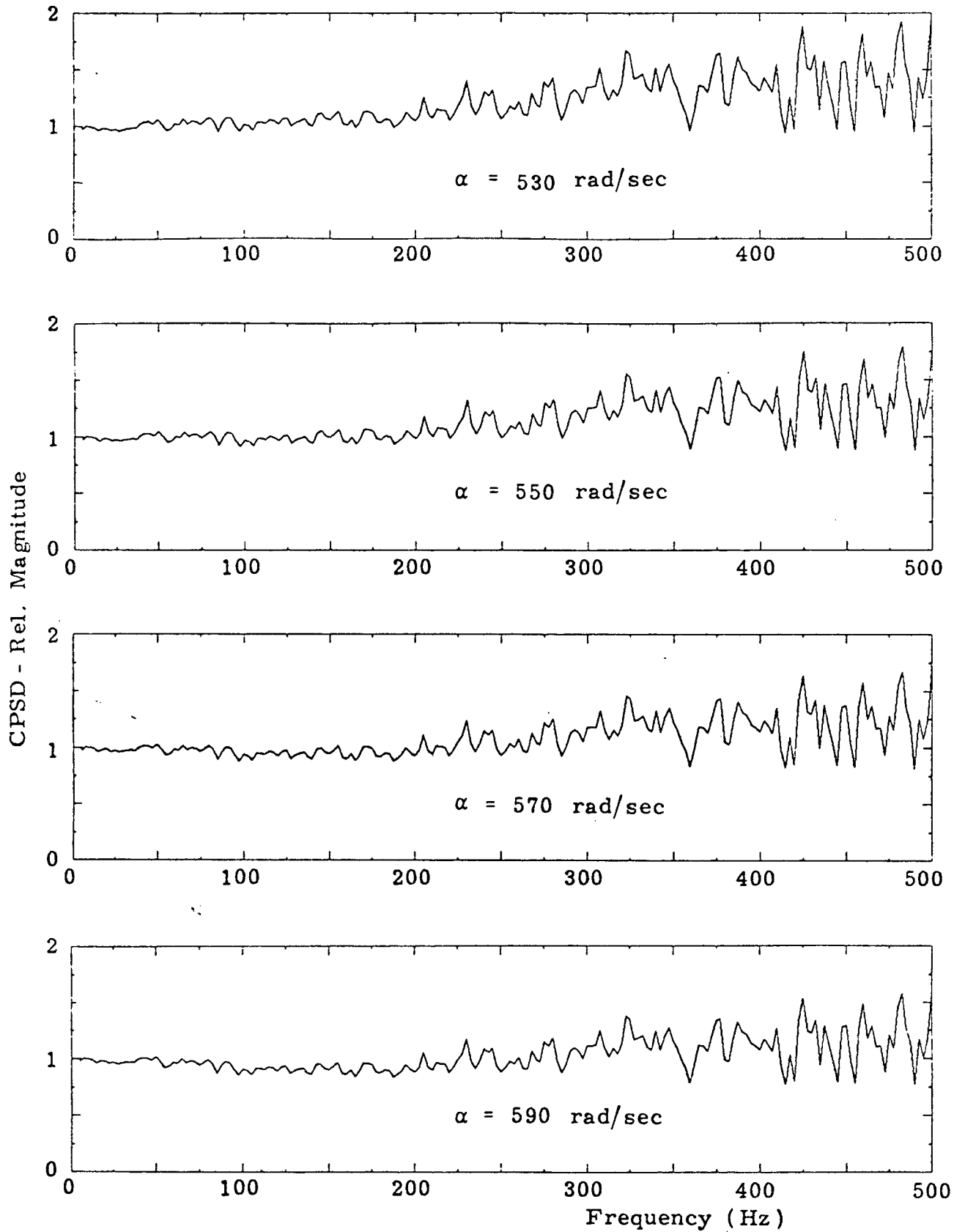


Fig.13 Magnitud de la relación ξ para distintos valores de la frecuencia de corte, α . Reactor subcrítico: $\rho = -3.7$ %.

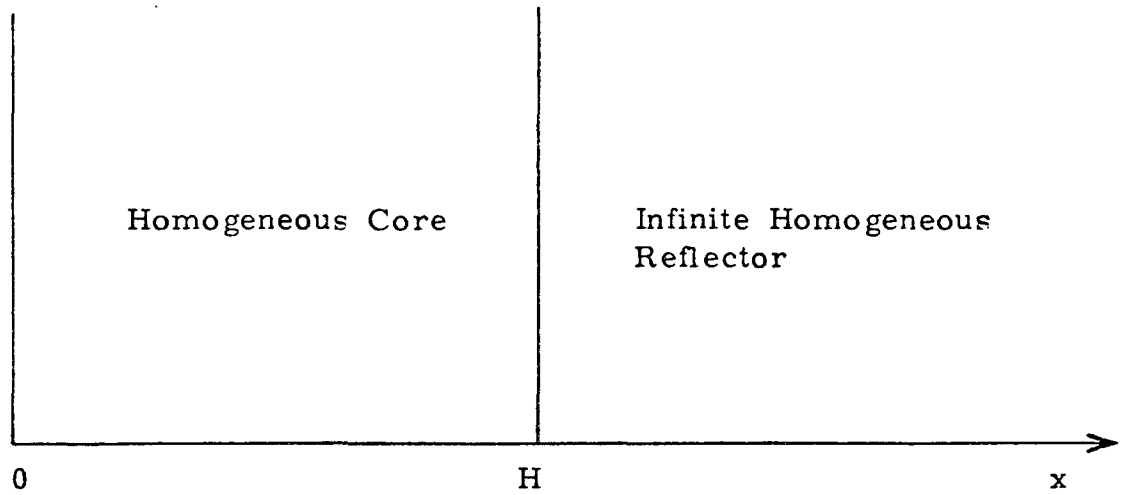


Fig.14 Modelo del reactor reflejado

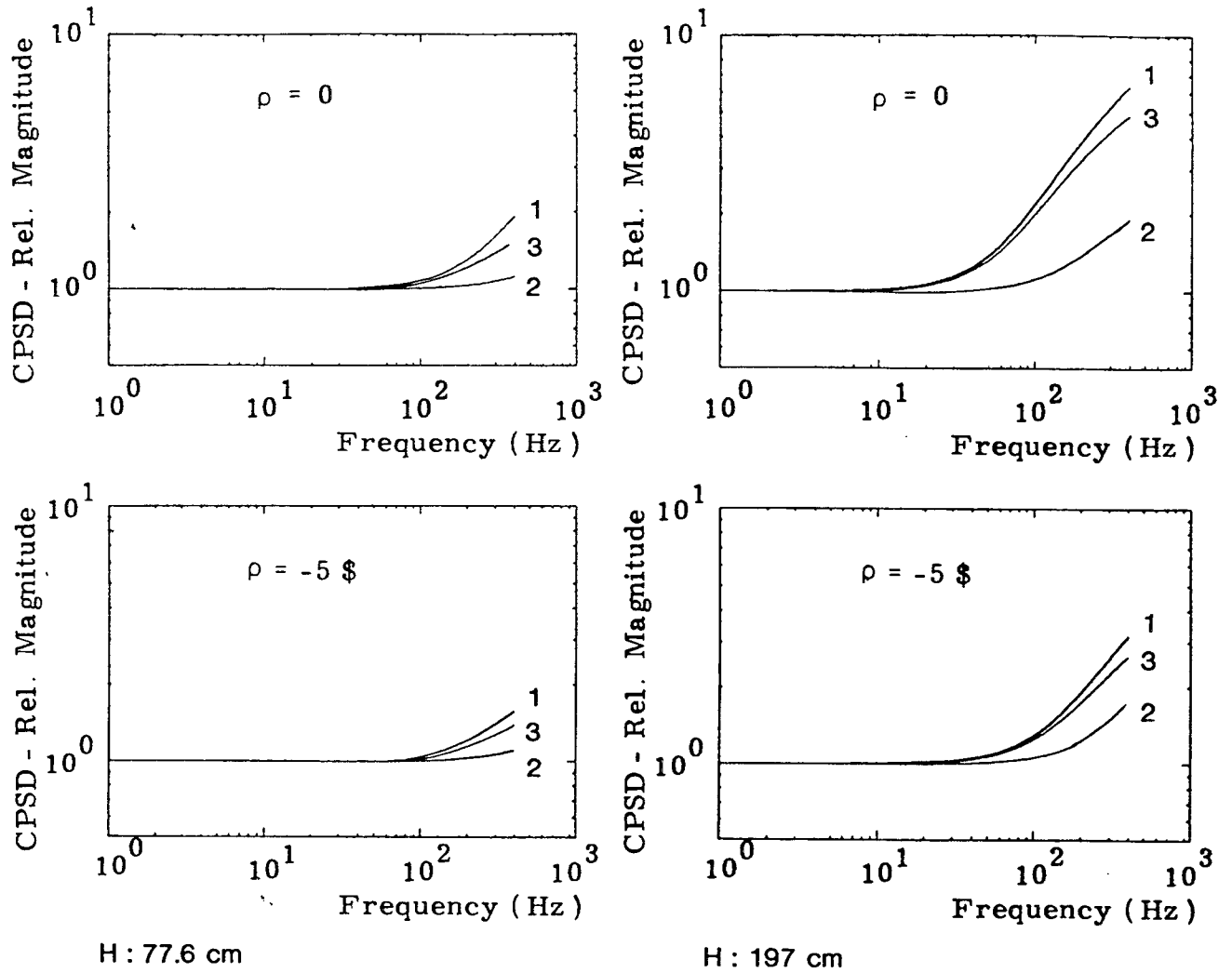


Fig.15 CPSD's relativas para detectores in-core, ubicados juntos. Curva 1 : ubicación de los detectores $x_1 = x_2 = 0.10 * H$; curva 2 : ubicación de los detectores $x_1 = x_2 = 0.50 * H$; curva 3 : ubicación de los detectores $x_1 = x_2 = 0.90 * H$.

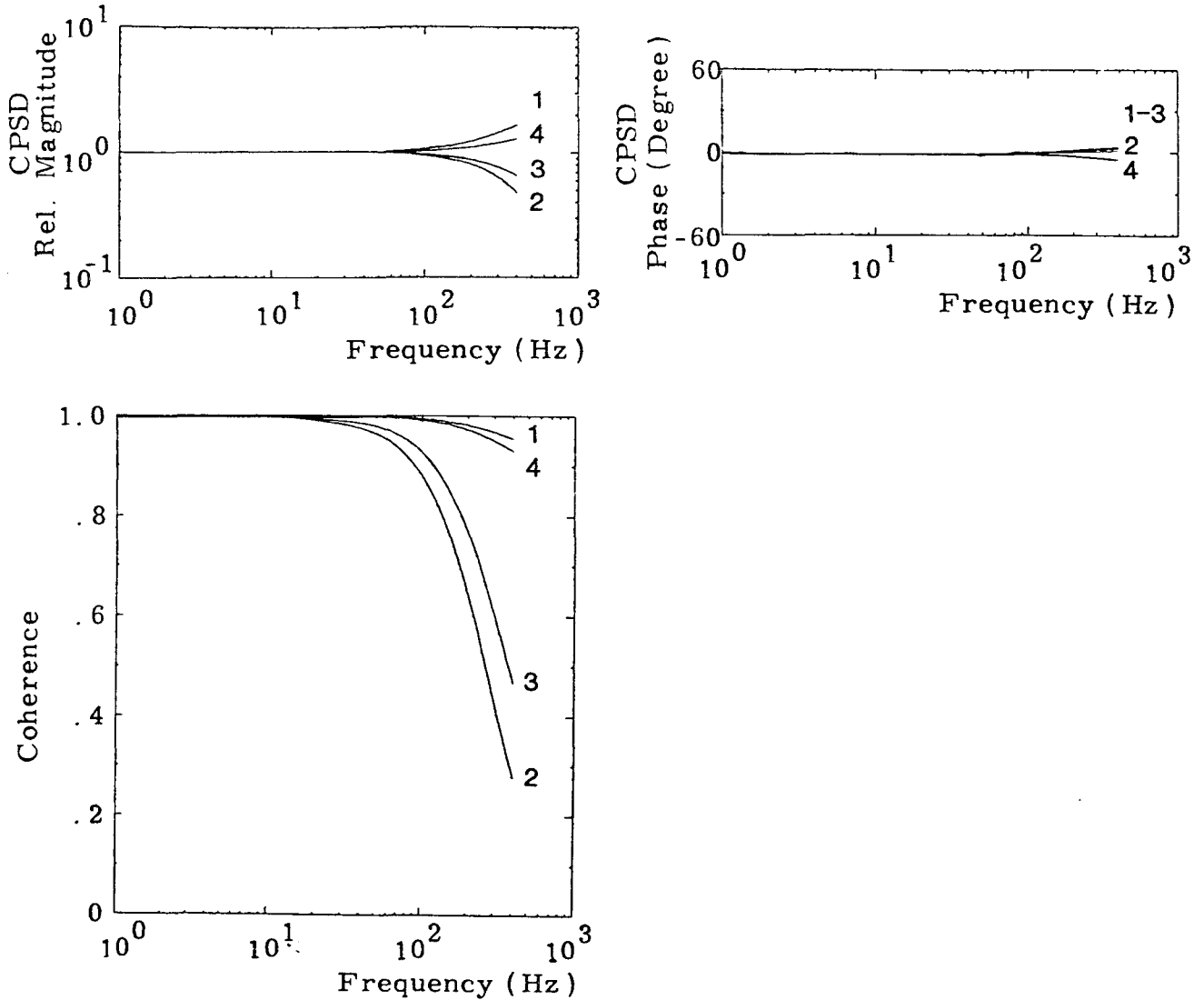


Fig.16 CPSD's relativas y funciones de coherencia para detectores in-core, ubicados en posiciones diferentes con el reactor en crítico. $H = 77.6\text{cm}$. Curva 1 : ubicación de los detectores $x_1 = 0.10 \cdot H$, $x_2 = 0.25 \cdot H$; curva 2 : $x_1 = 0.10 \cdot H$, $x_2 = 0.90 \cdot H$; curva 3: ubicación de los detectores $x_1 = 0.25 \cdot H$, $x_2 = 0.75 \cdot H$; curva 4 : ubicación de los detectores $x_1 = 0.75 \cdot H$, $x_2 = 0.90 \cdot H$.

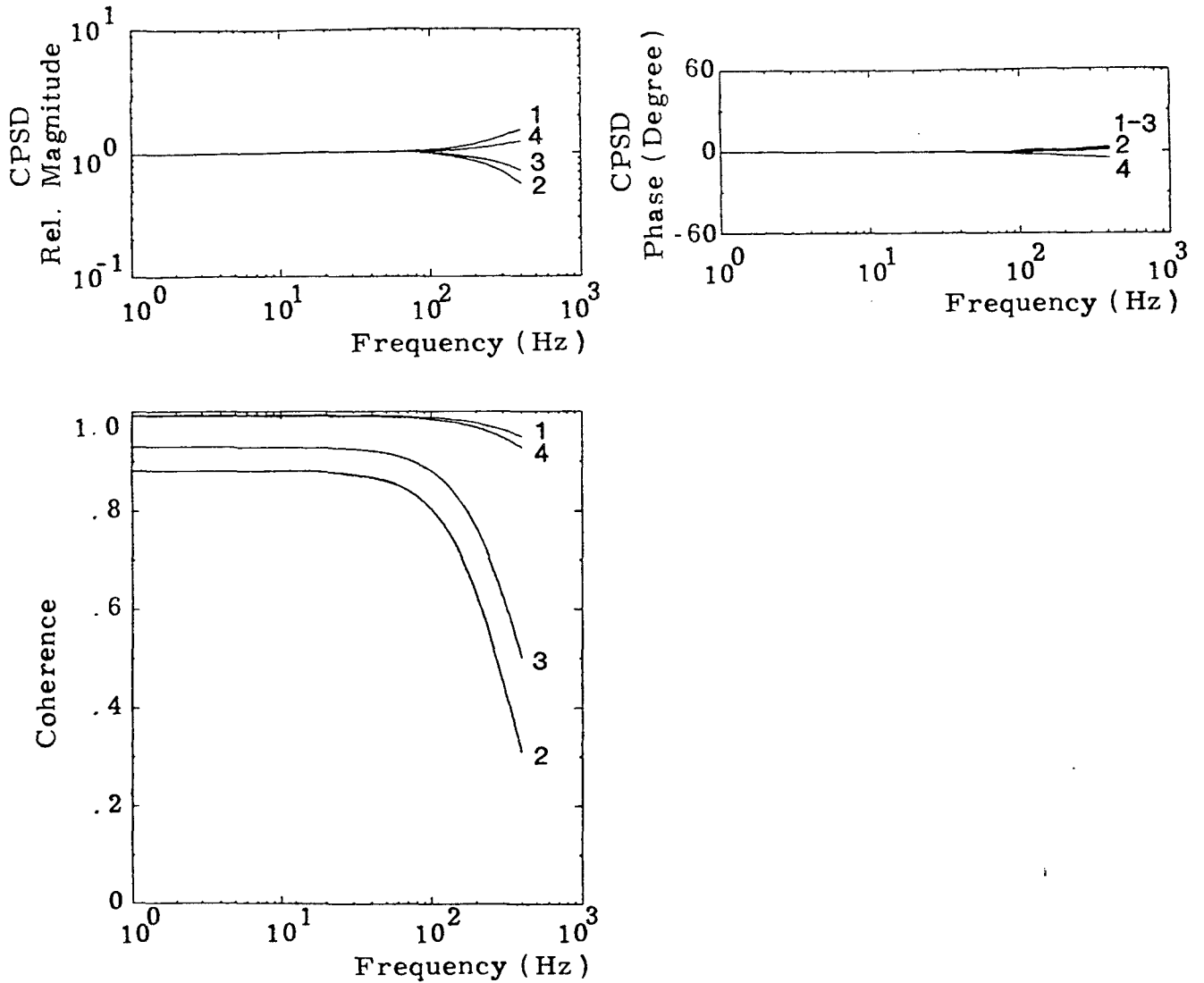


Fig.17 CPSD's relativas y funciones de coherencia para detectores in-core ubicados en posiciones diferentes. $\rho = -5\%$. $H = 77.6$ cm. La identificación de las curvas es la misma que en la Fig. 16.-

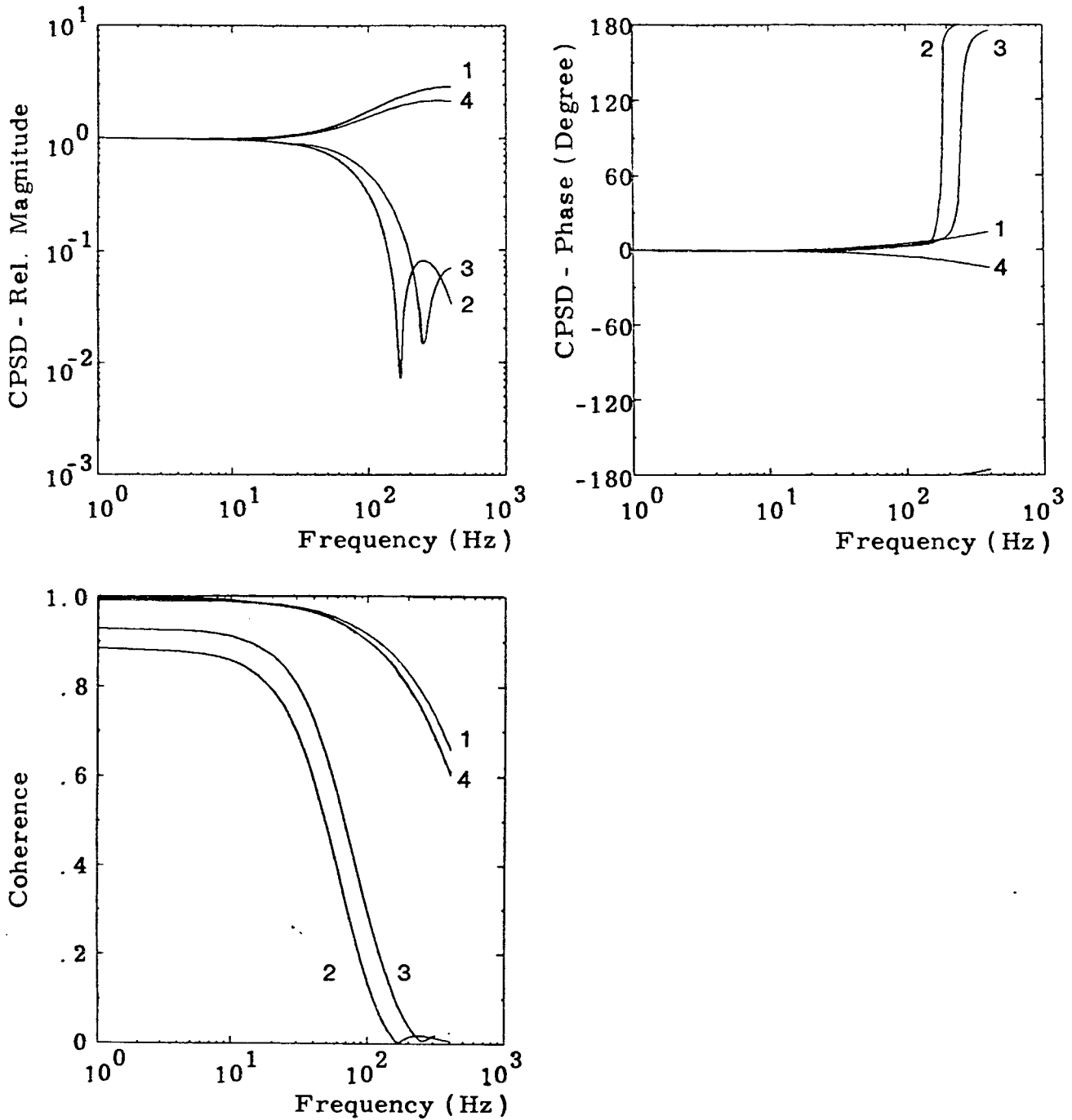


Fig. 18 CPSD's y funciones de coherencia para detectores in-core ubicados en posiciones diferentes con el reactor en crítico. $H = 197\text{cm}$. La identificación de las curvas es la misma que en la Fig.16.-

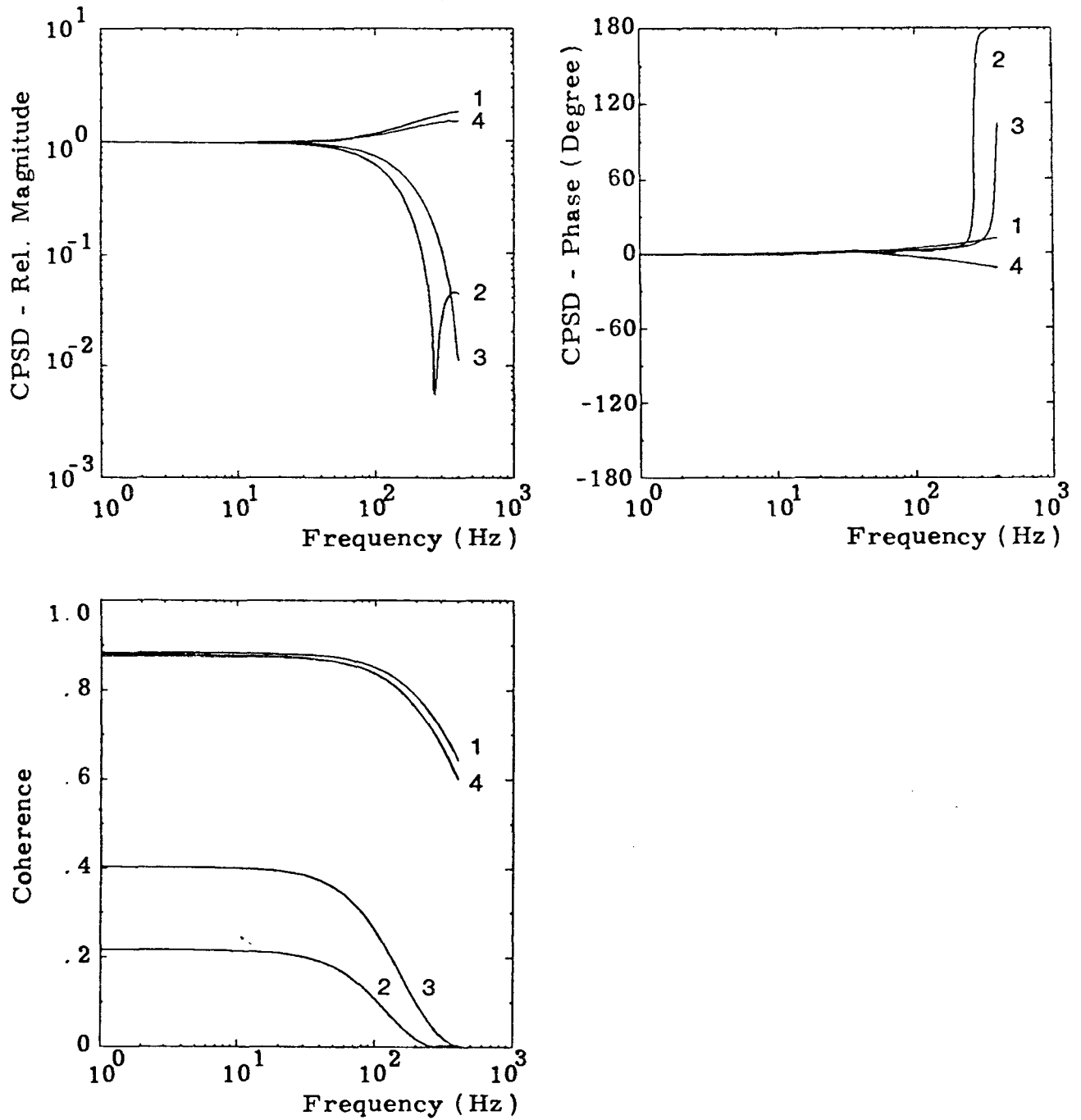


Fig.19 CPSD's relativas y funciones de coherencia para detectores in-core ubicados en posiciones diferentes. $\rho = -5\%$. $H = 197$ cm. La identificación de las curvas es la misma que en la Fig.16.

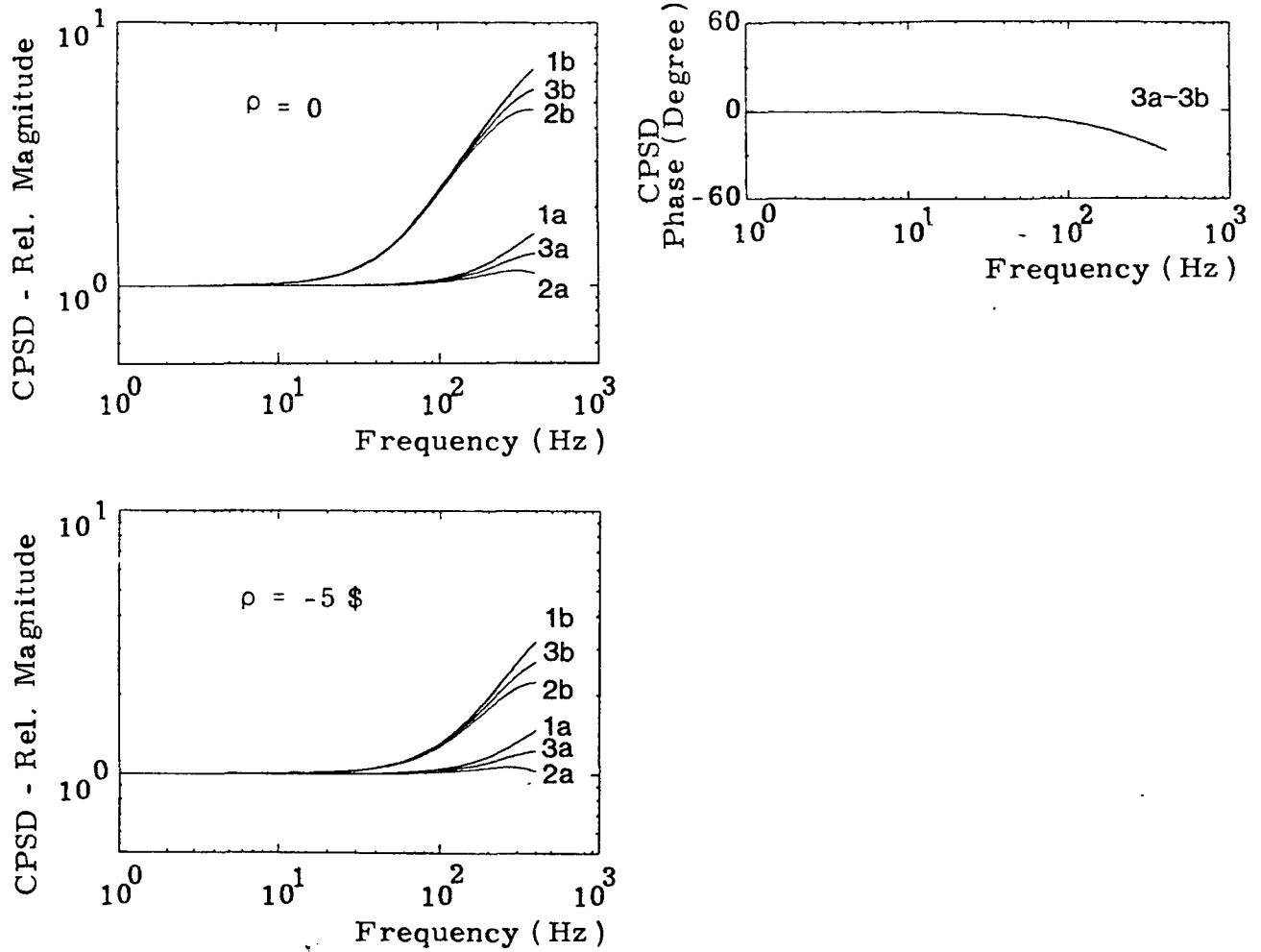


Fig.20 CPSD's relativas para detectores ex-core, con el reactor / en crítico y subcrítico en $\rho = -5\%$. Curva 1 : ubicación de los detectores $x_1 = x_2 =$ pico en el reflector; curva 2 : ubicación de los detectores $x_1 = x_2 =$ pico en el reflector + 20 cm.; curva 3 : ubicación de los detectores $x_1 =$ pico en el reflector, $x_2 =$ pico en el reflector + 20 cm. ; índice (a) : $H = 77.6$ cm.; índice (b) : $H = 197$ cm.

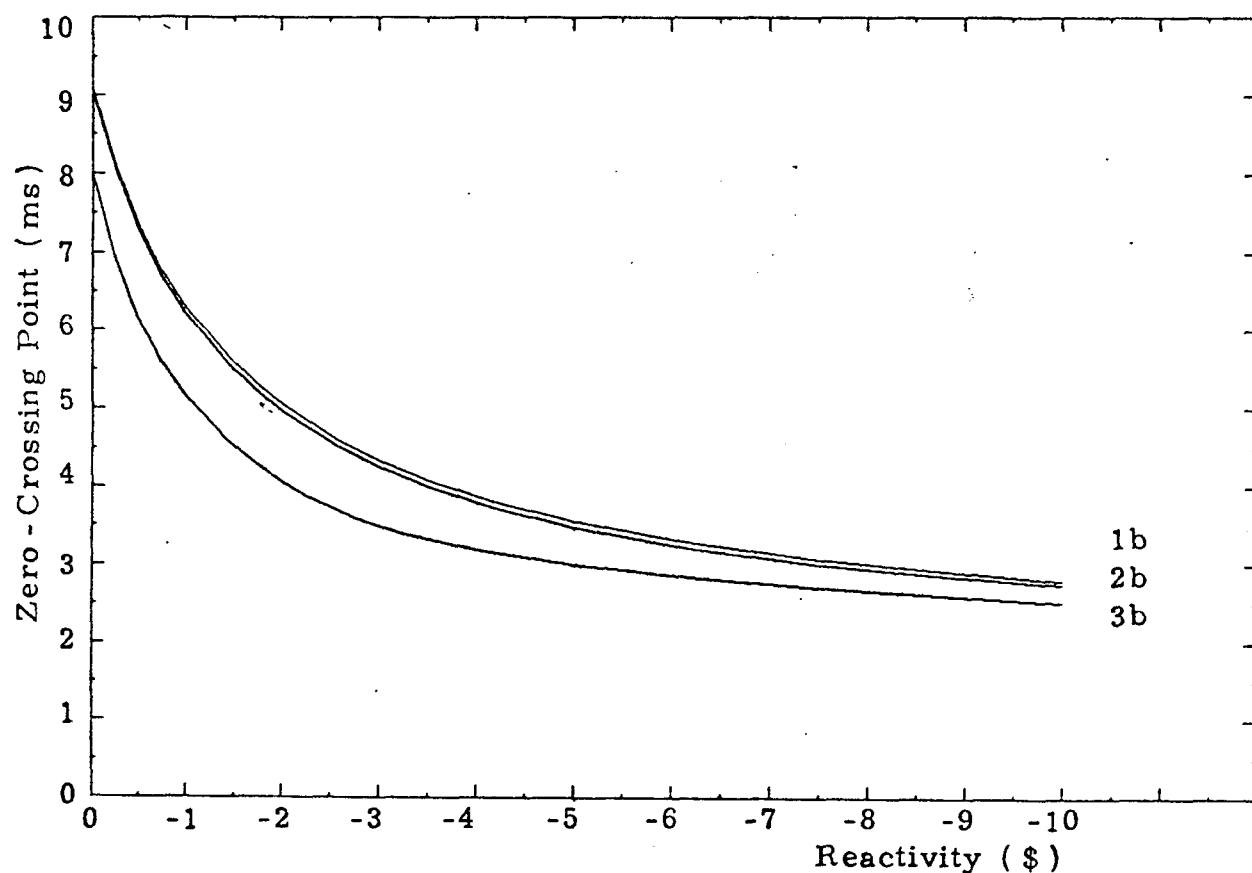
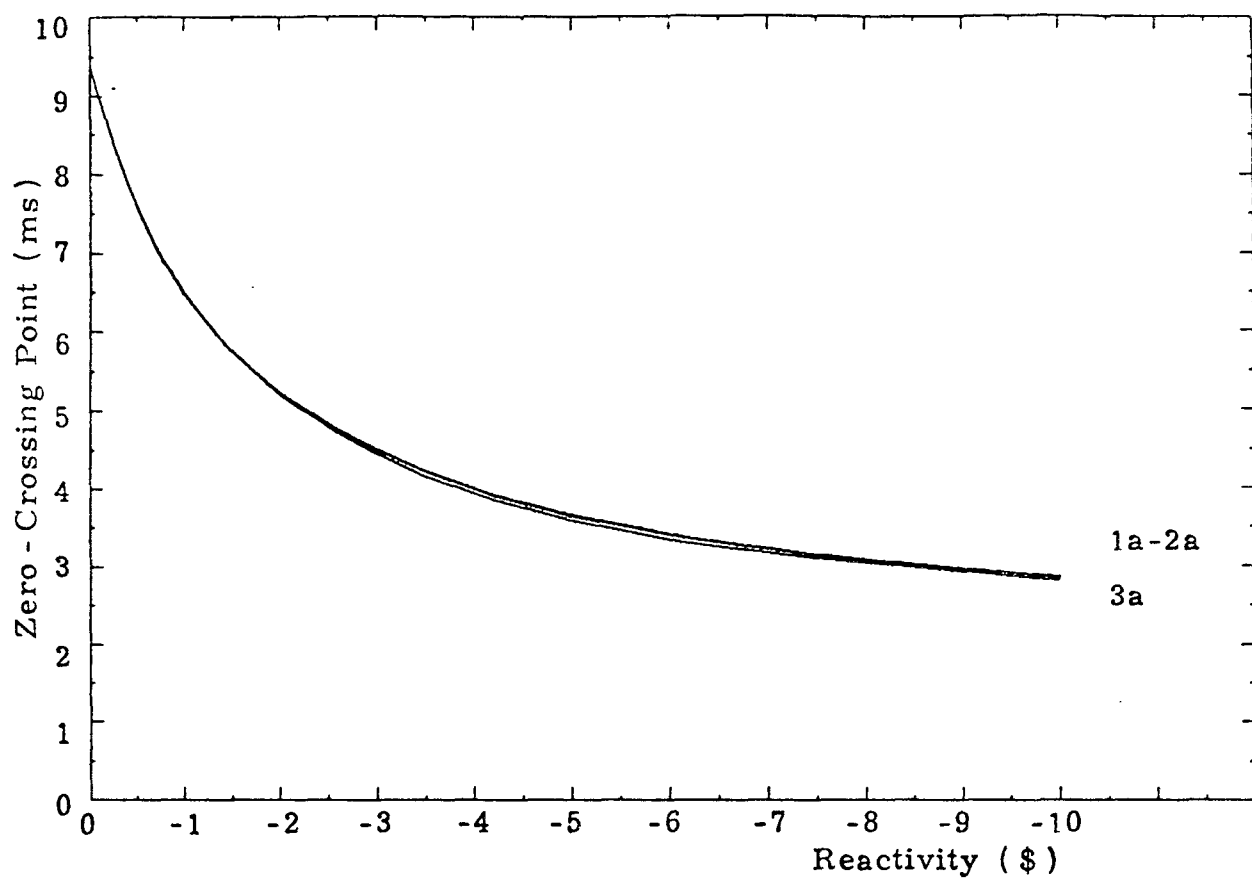


Fig.21 Zero-Crossing point de la CCF vs. reactividad para se-
 ñales filtradas de los detectores. Curva 1: modelo pun-
 tual; curva 2 : ubicación de los detectores $x_1 = x_2 =$
 $0.5 * H$; curva 3 : ubicación de los detectores $x_1 = x_2 =$
 pico del reflector. Índice (a) : $H = 77.6$ cm , índice /
 (b) : $H = 197$ cm.

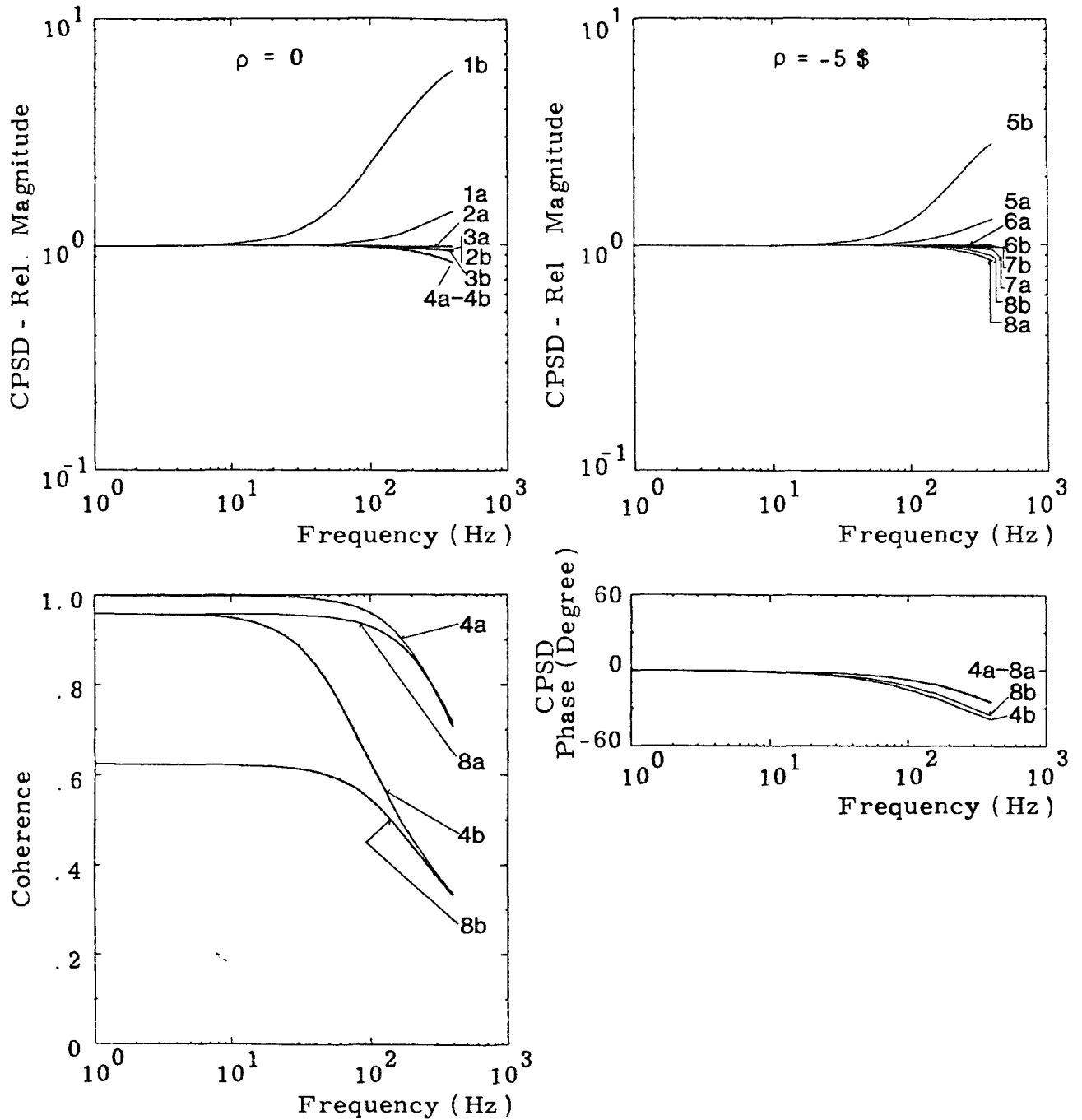


Fig.22 CPSD's relativas y funciones de coherencia para detectores distribuidos. Curvas 1,5: ubicación de los detectores $x_1 = x_2$ = zona del reflector; curva 2 y curva 6 : ubicación de los detectores $x_1 = x_2$ = zona del núcleo; curvas 3,7 : ubicación de los detectores $x_1 = //$ x_2 = zona del núcleo mas reflector; curvas 4,8 : ubicación de los // detectores : x_1 = zona del núcleo, x_2 = zona del reflector. Curvas / 1-4 : reactor en crítico; curvas 5-8 ; reactor subcrítico en $\rho = -5\%$. Índice (a) : $H = 77.6$ cm.; índice (b) : $H = 197$ cm.

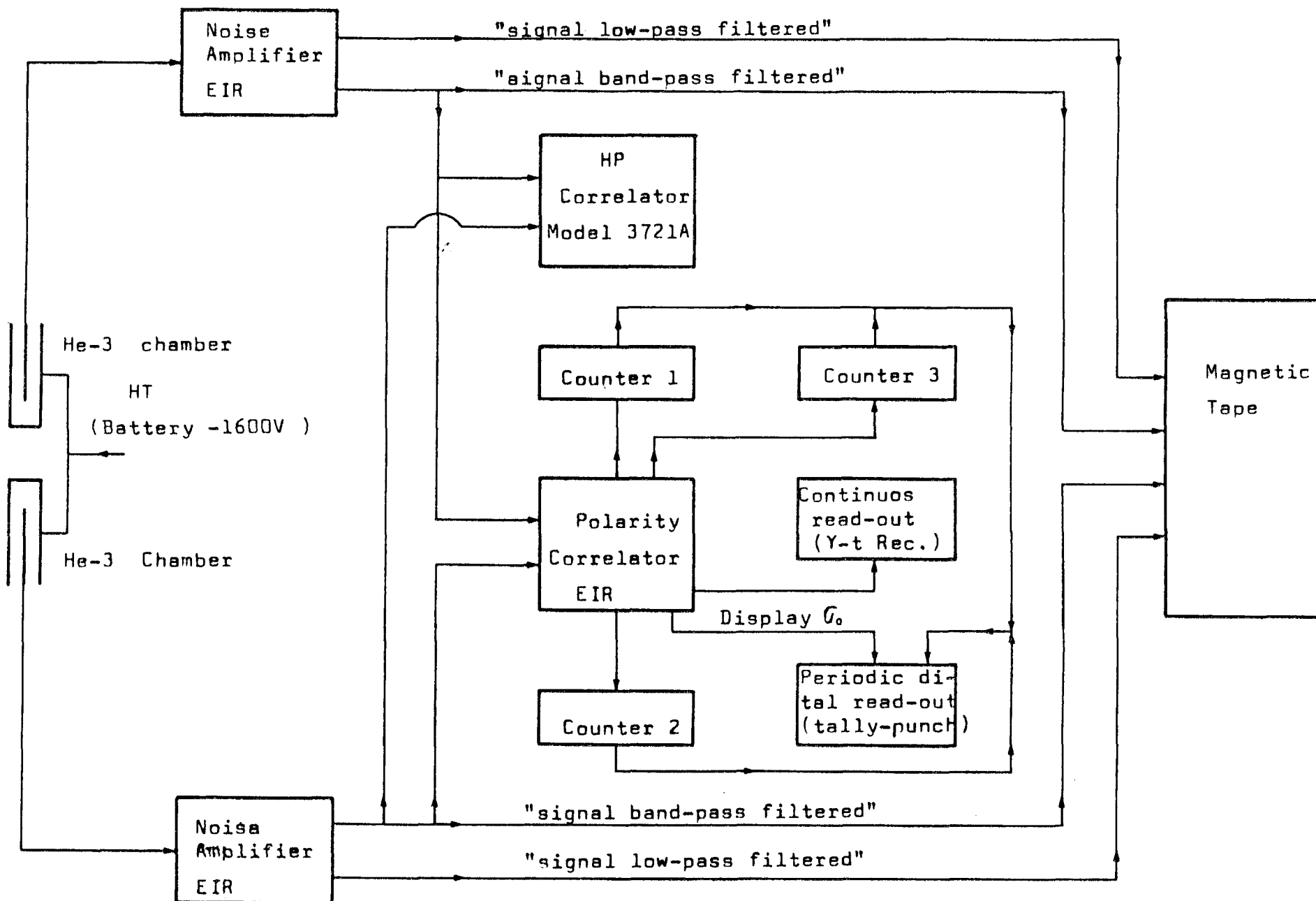


Fig.23 Diagrama en bloques del sistema experimental usado para la medición del Xe-135.

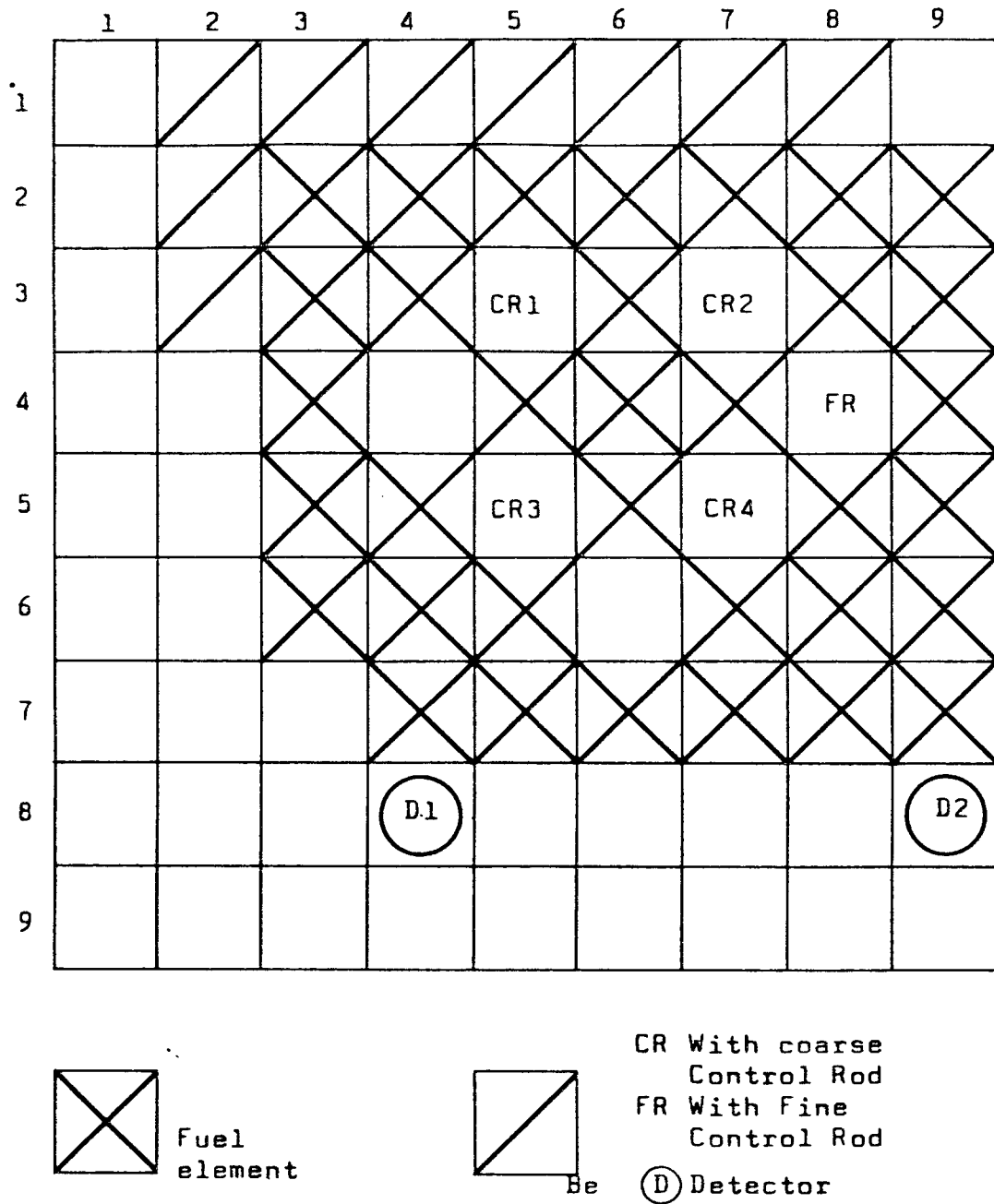


Fig.24 Ubicación de los detectores en la configuración 384B.-

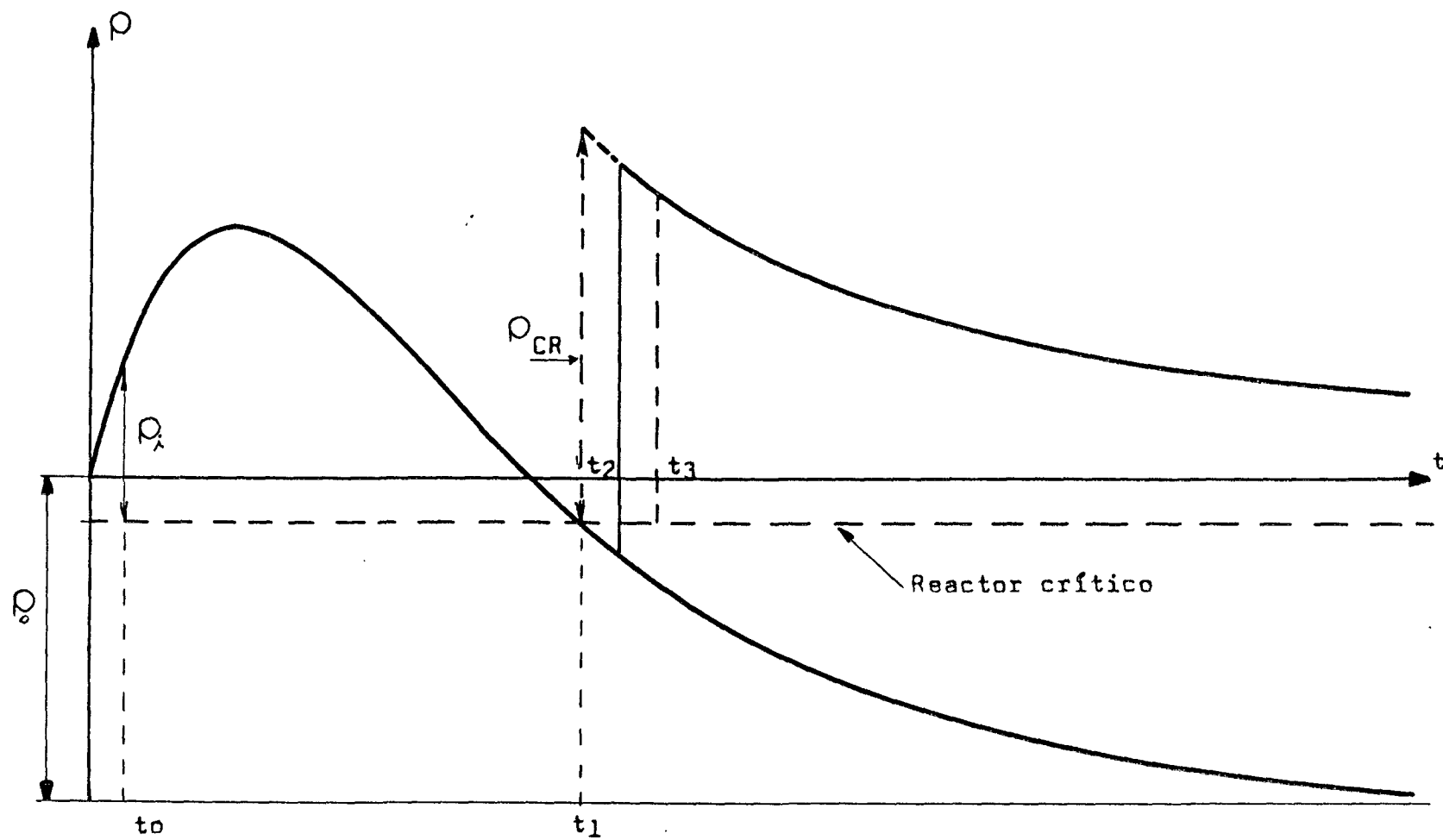


Fig.25 Balance de reactividades durante la evolución del Xe-135

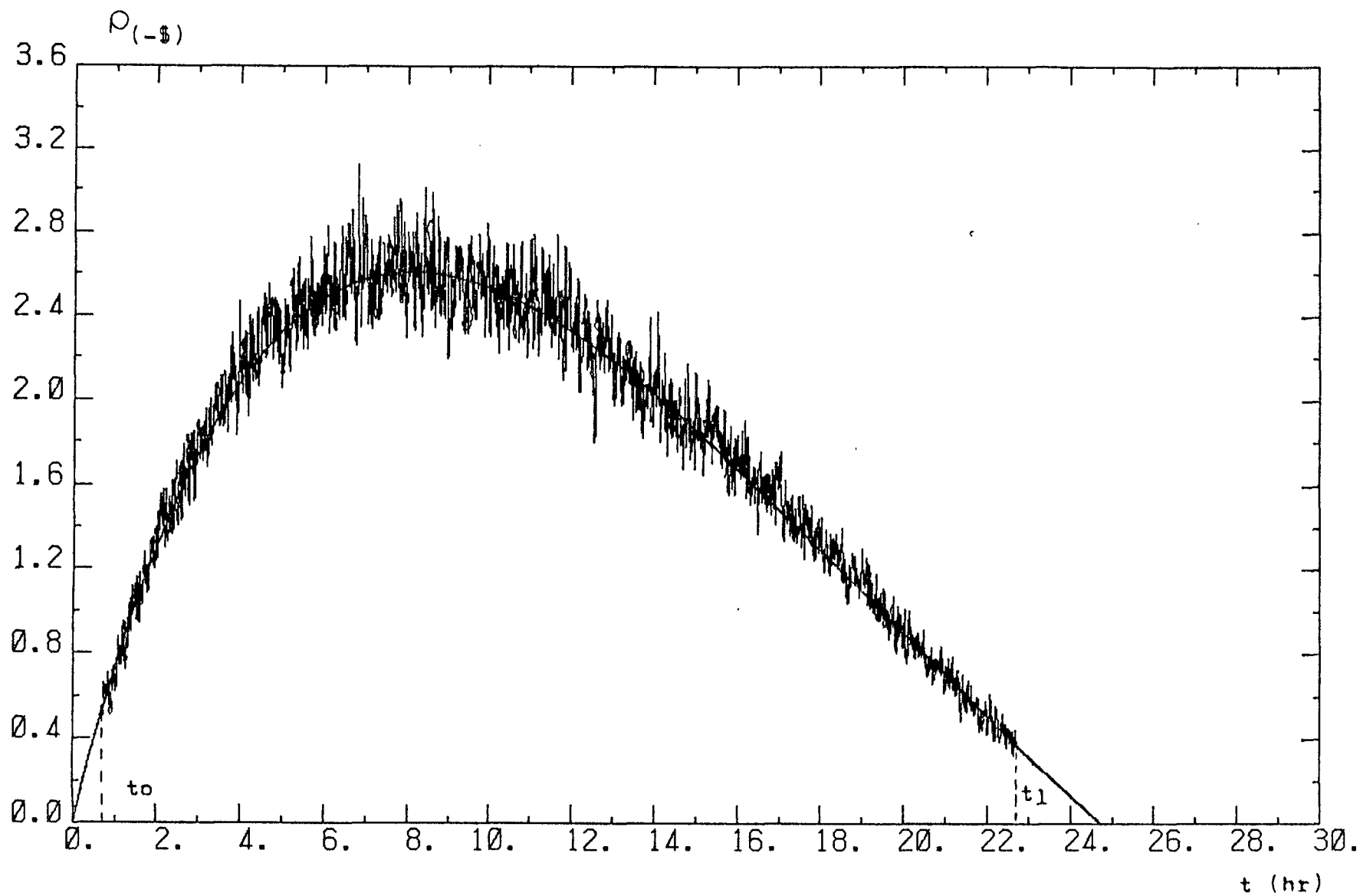


Fig.26 Valores experimentales y ajuste teórico de la reactividad inducida por el Xe-135, después del shut-down, en la configuración 384B.

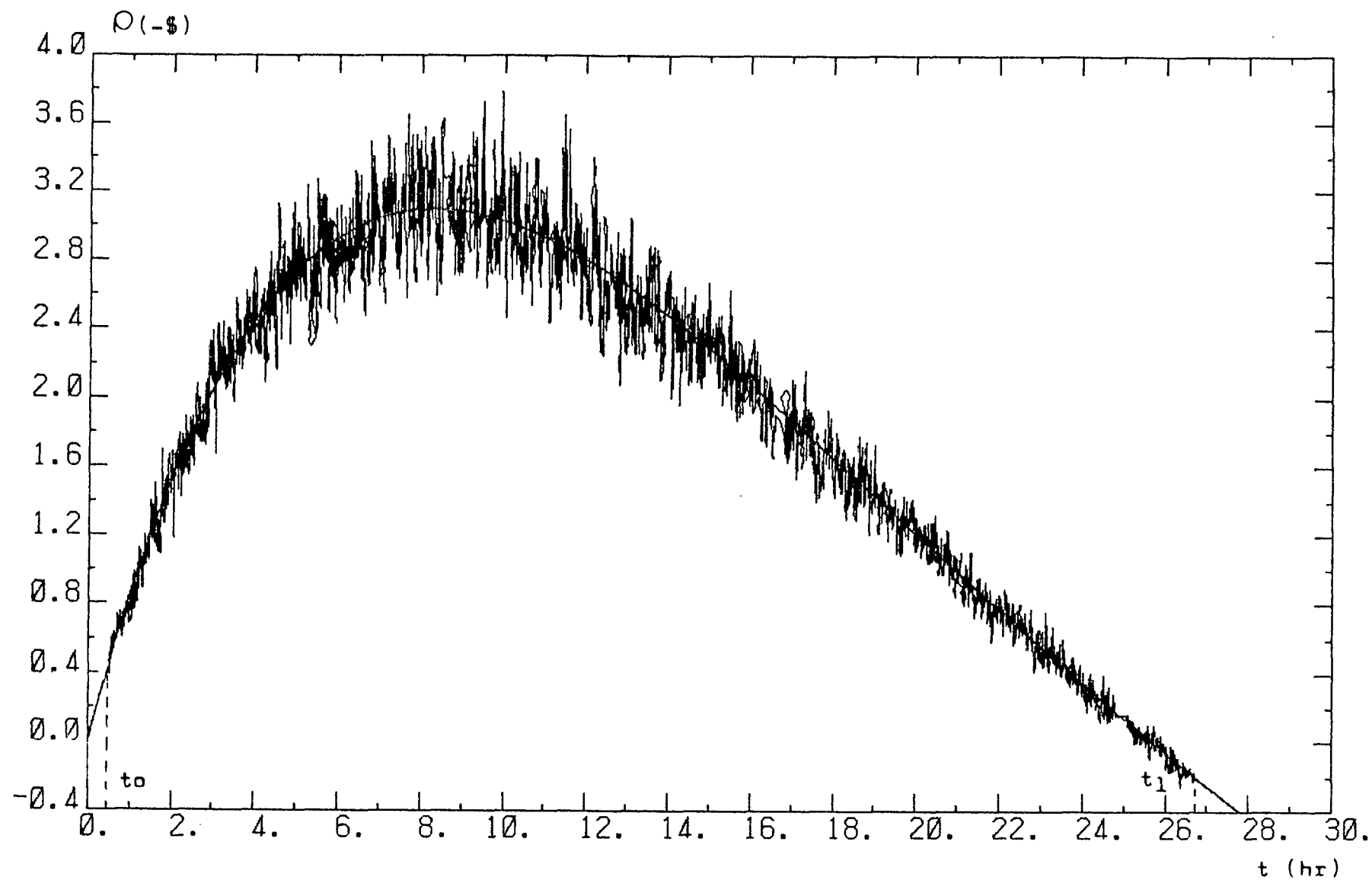


Fig.27 Valores experimentales y ajuste teórico de la reactividad inducida por el Xe-135, después del shut-down, en la configuración 392B.

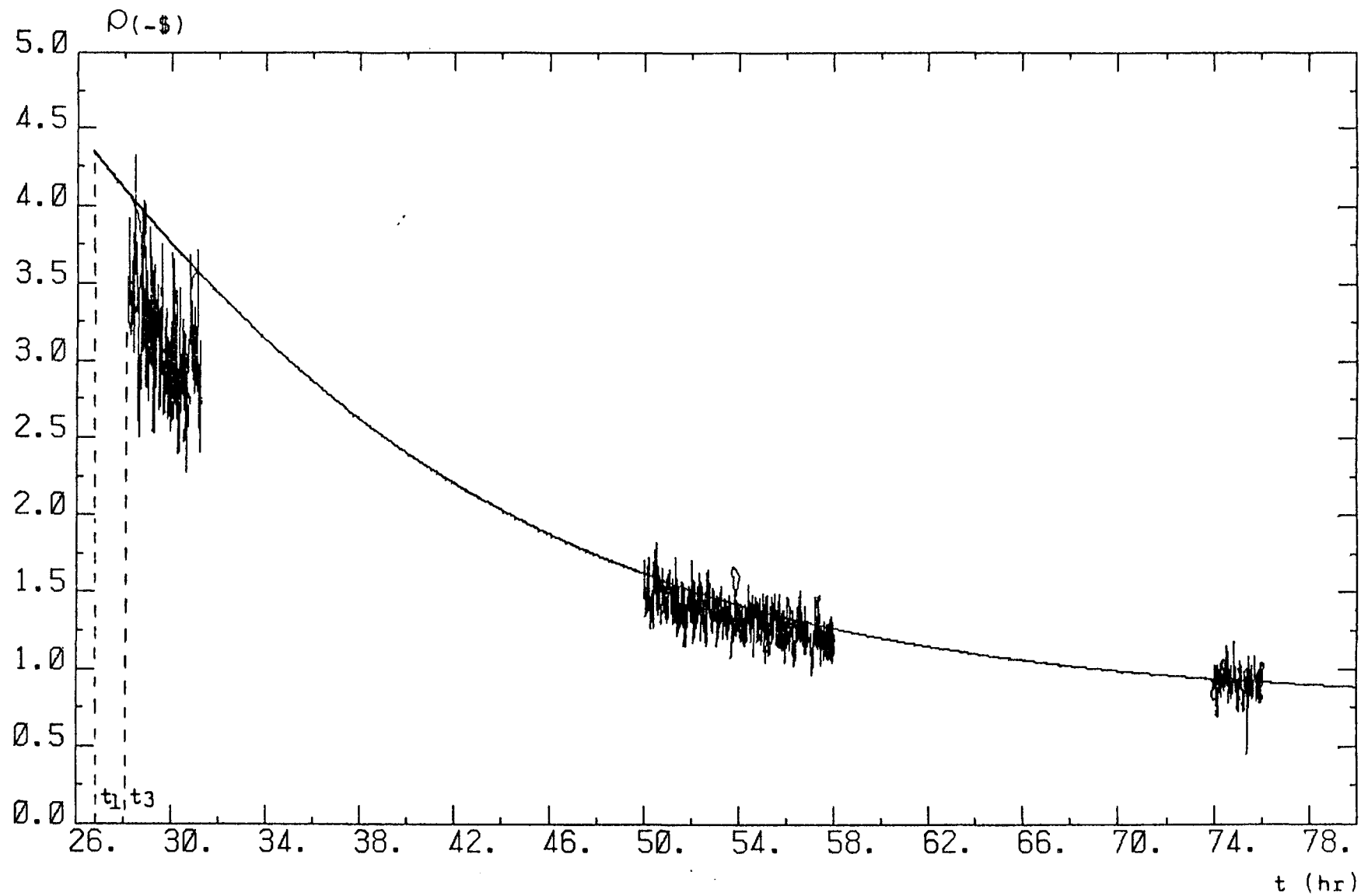


Fig.28 Efecto del cambio en la distribución de flujo sobre la evolución de la reactividad inducida por el Xe-135. Configuración 392B.

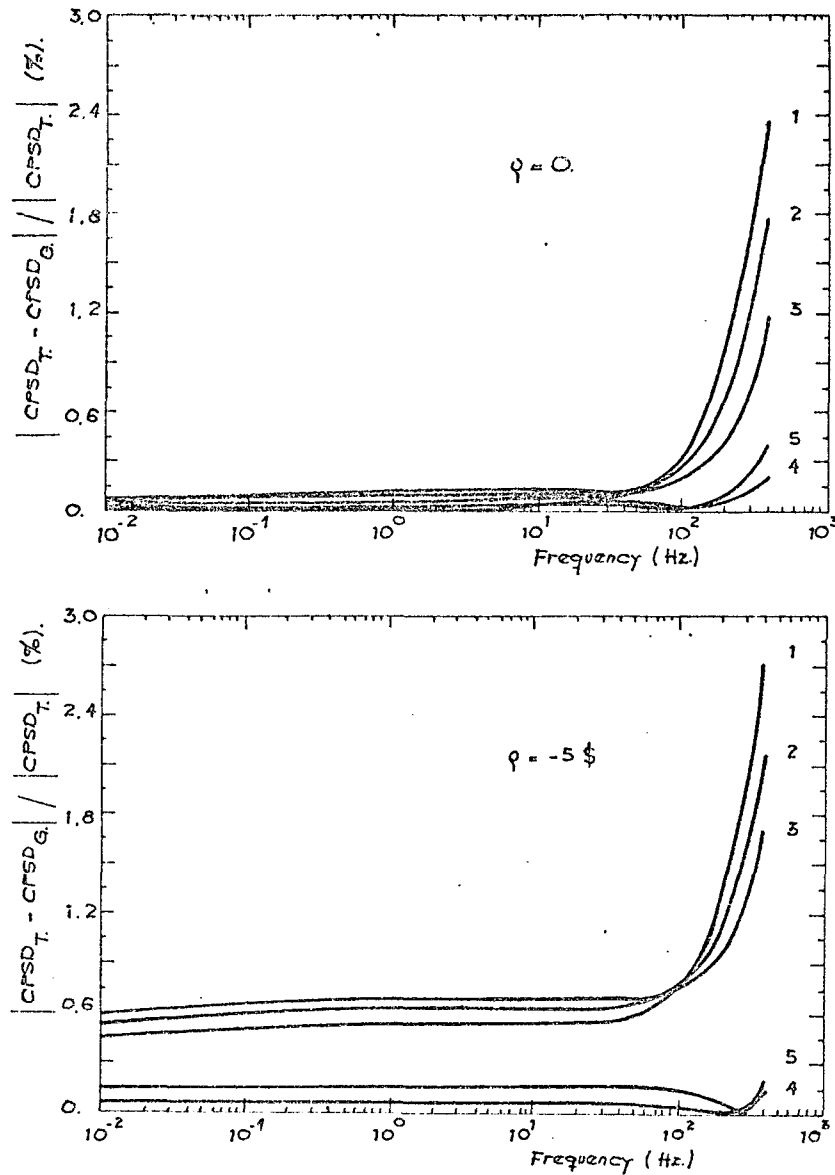


Fig.29 Influencia de la componente global en un reactor homogéneo y desnudo, con detectores ubicados en posiciones diferentes. $H=77.6$ cm. Curva 1: ubicación de los detectores $x_1=x_2= 0.10_*H$; curva 2 : ubicación de los detectores $x_1= x_2= 0.25_*H$; curva 3: ubicación de los detectores $x_1= x_2= 0.50_*H$; curva 4 :ubicación de los detectores $x_1= 0.10_*H$, $x_2=0.90_*H$; curva 5 ; ubicación de los detectores / $x_1= 0.25_*H$ $x_2= 0.75_*H$. La figura superior se refiere al estado crítico, mientras que la figura inferior corresponde al estado subcrítico con $\rho = -5\%$.