



*Facultad
De
Ciencias*

REACTORES NUCLEARES DE FISIÓN

(Nuclear Fission reactors)

Trabajo de Fin de Grado
para acceder al

GRADO EN FÍSICA

Autor: David Cau Sánchez

Director: Luis Julian Goicoechea Santamaría

Codirector: Saturnino Marcos Marcos

Julio-2025

A mis padres y familia por apoyarme en todos los pasos que he dado. A todas las personas con las que me he cruzado a lo largo de este tiempo, en especial a mis amigos de toda la vida, y a los que he conocido durante la carrera. A Saturnino, por su inmensa ayuda en el desarrollo del trabajo, y a Luis Goicoechea por aceptar la dirección de este TFG y sus valiosas sugerencias.

Resumen

Este trabajo presenta un análisis de los accidentes nucleares de Fukushima y, sobre todo, de Chernóbil, enfocándose en sus características técnicas y las causas subyacentes. En primer lugar, se explica el funcionamiento básico de un reactor nuclear, teniendo en cuenta el flujo de neutrones, la influencia de la temperatura en la reactividad a través del efecto Doppler y los mecanismos de control. Particular atención se da al efecto de los venenos neutrónicos tomando como ejemplo el xenón-135. Se estudia su influencia sobre la reactividad del reactor durante los cambios de potencia y el efecto que estos venenos tuvieron en el desarrollo del accidente de Chernóbil, donde la dinámica de estos jugó un papel crítico. Además, se cuantifica y analiza la energía liberada debido a la explosión del reactor de Chernóbil. La comparación entre los accidentes de Fukushima y Chernóbil pone de manifiesto que tanto sus causas como sus evoluciones temporales fueron muy diferentes, debido, en particular, a las diferencias esenciales de diseño.

Palabras Clave: Fisión, reactor nuclear, Chernóbil, Fukushima.

Abstract

This work presents an analysis of the nuclear accidents at Fukushima and, in particular, at Chernobyl, focusing on their technical characteristics and underlying causes. First, the basic operation of a nuclear reactor is explained, taking into account neutron flux, the influence of temperature on reactivity through the Doppler effect, and the control mechanisms. Special attention is given to the effect of neutron poisons, using xenon-135 as an example. Its influence on reactor reactivity during power changes is studied, as well as the role these poisons played in the development of the Chernobyl accident, where their dynamics were critical. In addition, the energy released by the Chernobyl reactor explosion is quantified and analyzed. The comparison between the Fukushima and Chernobyl accidents highlights that both their causes and their temporal evolutions were very different, particularly due to essential design differences.

Keywords: Fission, nuclear reactor, Chernobyl, Fukushima.

Índice

1	Introducción	1
2	Fundamentos físicos de los reactores nucleares	2
2.1	Estructura nuclear	2
2.1.1	Estabilidad nuclear	2
2.1.2	Desintegración radiactiva y vida media	3
2.1.3	Cálculo de la energía y potencia emitida en la desintegración nuclear	3
2.2	Interacción de los neutrones con la materia	3
2.2.1	Estados nucleares excitados	5
2.2.2	Secciones eficaces del ^{235}U y ^{238}U	5
2.2.3	Efecto Doppler y su relación con las secciones eficaces	6
2.2.4	Cálculo de la sección eficaz de captura ensanchada $\sigma_{\gamma}(E, T)$	6
2.2.5	Flujo de neutrones	8
2.3	Fisión nuclear	9
2.3.1	Energía de excitación nuclear y energía crítica de los neutrones	9
2.3.2	Productos procedentes de la fisión	10
2.3.3	Venenos de un reactor	11
2.3.4	Neutrones instantáneos y retardados	11
3	Cinética de los reactores de fisión	12
3.1	Difusión y moderación de neutrones	12
3.1.1	Ecuaciones de continuidad y difusión	12
3.2	Soluciones de la ecuación de difusión	13
3.2.1	Flujo de neutrones para una fuente puntual	13
3.2.2	Longitud de difusión	14
3.3	Método de grupos para el estudio de la difusión	15
3.3.1	Difusión de los neutrones térmicos	16
3.4	Ecuación de un reactor para un grupo de energías	17
3.4.1	Efecto de los neutrones retardados	18
3.4.2	Control del reactor mediante barras o líquidos	23
3.4.3	Efectos de la temperatura en la reactividad	23
3.4.4	Efecto Doppler sobre la reactividad	23
3.4.5	Coeficiente térmico del moderador	23
3.4.6	Venenos en los productos de fisión	24
3.4.7	Producción de venenos en una caída de potencia de un reactor	25
3.4.8	Cálculo de la variación de venenos en función de la potencia del reactor	26
3.4.9	Tiempo muerto del reactor	27
3.4.10	Liberación de energía después del apagado del reactor	28
4	Reactores Nucleares RBMK y BWR	29
4.1	Elementos básicos de un reactor	29
4.2	Proceso de encendido de un reactor	30
4.3	Reactor RBMK-1000	30
4.3.1	Margen de Reactividad Operacional	31
4.3.2	Problema de Diseño de las Barras de Control del reactor de Chernóbil	32

4.3.3	Consecuencia del diseño de las barras de control en el reactor de Chernóbil	33
4.4	Reactores BWR	33
4.4.1	Características Principales de los Reactores BWR	35
4.4.2	Utilización del combustible MOX	35
5	Accidentes de Chernóbil y Fukushima	37
5.1	Accidente de Chernóbil	37
5.1.1	Contexto del accidente	37
5.1.2	Preparativos y Desarrollo de la Prueba	37
5.1.3	Reanudación de la Prueba y el Accidente	38
5.1.4	Causas del accidente	40
5.1.5	Cálculo de la energía emitida tras el accidente	42
5.1.6	Cálculo de la concentración de Xenón instantes antes del accidente.	44
5.1.7	Algunas mejoras propuestas en el diseño de los reactores RBMK	46
5.2	Accidente de Fukushima	47
5.2.1	Inicio del desastre	48
5.2.2	Impacto del tsunami	48
5.2.3	Fusión del núcleo y explosiones de hidrógeno	48
5.2.4	Liberación de material radiactivo	49
5.2.5	Medidas de mitigación	49
5.2.6	Retrasos en la toma de decisiones por división de responsabilidades	49
5.2.7	Mejoras y cambios propuestos	50
6	Conclusiones	51
	Apéndices	53
A	Sección eficaz del U^{235}	53
B	Sección eficaz del U^{238}	53
C	Cadenas de desintegración de los radionúclidos	54
D	Código utilizado para el cálculo de la evolución del Xenon y el Yodo	62

1 Introducción

La energía nuclear de fisión ha sido una fuente fundamental para la generación eléctrica desde mediados del siglo XX, debido a su alta densidad energética y la capacidad de producir grandes cantidades de electricidad sin emisiones directas de gases de efecto invernadero. Sin embargo, su uso implica riesgos inherentes asociados al manejo de materiales radiactivos y la complejidad tecnológica de los reactores nucleares.

Este trabajo se centra en el análisis detallado de los dos accidentes nucleares más relevantes de la historia: Chernóbil (1986) y Fukushima (2011). Ambos sucesos marcaron un antes y un después en la seguridad nuclear, motivando importantes avances en el diseño y operación de los reactores. Para comprender la naturaleza de estos accidentes, es imprescindible estudiar primero los fundamentos físicos que rigen el funcionamiento de un reactor nuclear, la cinética de los neutrones, así como el papel crítico que desempeñan los venenos neutrónicos —especialmente el ^{135}Xe y el ^{149}Sm — en la dinámica del reactor.

El objetivo principal de este trabajo es proporcionar una visión integral que combine la teoría nuclear básica con la aplicación práctica en escenarios accidentales, haciendo especial énfasis en la evolución de la reactividad y en la magnitud de la energía liberada en el accidente de Chernóbil. Además, se analizarán (ver ec. (3.54)) las características técnicas de los reactores involucrados —el RBMK (Reaktor Bolshoy Moshchnosti Kanalniy”, que en ruso se traduce como Reactor de Gran Potencia de Tipo Canal”) en Chernóbil y los BWR (reactor de agua en ebullición) en Fukushima— y cómo sus particularidades estructurales y operativas contribuyeron a la evolución de los accidentes.

Finalmente, esta memoria pretende resaltar la importancia del estudio de la cinética de reactores y el comportamiento de los venenos neutrónicos para mejorar la seguridad y mitigación de riesgos en la industria nuclear, así como para entender mejor los fenómenos físicos que pueden desencadenar situaciones de emergencia.

2 Fundamentos físicos de los reactores nucleares

En primer lugar, se introducirán varios conceptos físicos que son clave para el entendimiento y la descripción del funcionamiento de un reactor nuclear.

2.1 Estructura nuclear

Un átomo está compuesto por partículas que interactúan entre sí a través de diversas fuerzas fundamentales, y cuya organización interna determina las propiedades físicas y químicas de los elementos.

El núcleo, que contiene protones y neutrones, es extremadamente denso y concentra casi toda la masa del átomo. Las interacciones entre protones y neutrones en el núcleo están gobernadas por la fuerza nuclear fuerte residual, que es una manifestación de la interacción fuerte fundamental entre quarks. Esta fuerza, una de las cuatro fundamentales de la naturaleza, es la responsable de mantener unido al núcleo a pesar de la repulsión electromagnética entre los protones cargados positivamente.

2.1.1 Estabilidad nuclear

La estabilidad de un núcleo se cuantifica mediante la energía de ligadura, que es la cantidad de energía necesaria para separar un núcleo en sus nucleones individuales (protones y neutrones). Cuanto mayor es la energía de ligadura por nucleón, más estable es el núcleo.

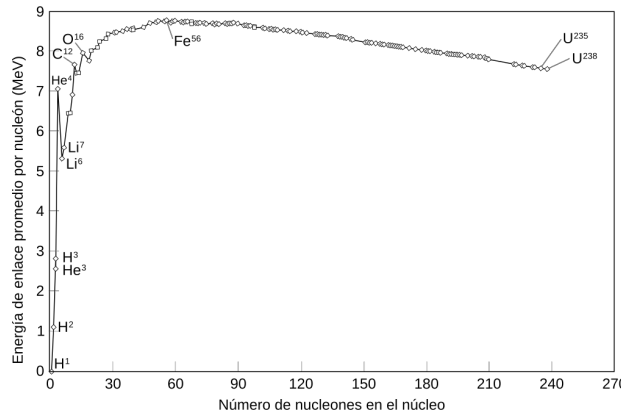


Fig. 2.1: Energía de ligadura por nucleón, en función del número másico[1].

Para núcleos con número atómico $Z > 20$, se requiere un exceso de neutrones para contrarrestar la repulsión electrostática entre protones y asegurar la estabilidad nuclear.

El modelo semiempírico de la gota describe la energía de ligadura del núcleo considerando varios términos que representan diferentes efectos físicos. La fórmula general es:

$$E_B(Z, A) = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_A \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta(A, Z), \quad (2.1)$$

donde Z es el número atómico del núcleo, A es el número másico, los coeficientes a_i se determinan a través de datos experimentales y el término de *pairing* $\delta(A, Z)$ representa una corrección debida al emparejamiento de protones y neutrones. Este término es positivo para núcleos con número par de protones y neutrones (más estables), negativo para núcleos

impar-impar y cero para núcleos con paridad mixta. Debido a este término de apareamiento, los núcleos de uranio ($Z=92$) más fáciles de fisiónar son aquellos con un número impar de neutrones, ya que al absorber un neutrón se forma un núcleo con un número par de neutrones y, por tanto, más excitado.

La estabilidad de un núcleo viene determinada por la energía de ligadura por nucleón: E_B/A . Un núcleo es más estable cuanto mayor es esta energía. El núcleo más estable es el Fe-56, con $E_B/A \approx 8.8$ MeV (ver Fig.2.1).

2.1.2 Desintegración radiactiva y vida media

La desintegración radiactiva es el proceso por el cual un núcleo inestable emite radiación para transformarse en otro núcleo más estable. Este proceso es probabilístico, y la tasa de desintegración es proporcional al número de núcleos presentes. La ecuación que describe la evolución del número de núcleos radiactivos $N(t)$ en función del tiempo es:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (2.2)$$

donde N_0 es el número inicial de núcleos, λ es la constante de desintegración (unidades t^{-1}) y t es el tiempo transcurrido.

Se denomina vida media a $1/\lambda$ y semivida o periodo de semidesintegración $T_{1/2}$ al tiempo necesario para que la mitad de los núcleos radiactivos se desintegren. Ambas magnitudes se relacionan mediante la expresión:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (2.3)$$

La actividad $A(t)$, que representa el número de desintegraciones por unidad de tiempo, es proporcional al número de núcleos presentes:

$$A(t) = \lambda N(t) = A_0 e^{-\lambda t}, \quad (2.4)$$

donde $A_0 = \lambda N_0$ es la actividad inicial.

2.1.3 Cálculo de la energía y potencia emitida en la desintegración nuclear

La potencia instantánea $P(t)$, definida como la energía emitida por segundo, se calcula multiplicando la actividad $A(t)$ por la energía liberada por desintegración Q :

$$P(t) = QA(t) = QA_0 e^{-\lambda t}. \quad (2.5)$$

La energía total emitida $E(t)$ en el intervalo $[0, t]$ es la integral de la potencia en este intervalo:

$$E(t) = Q \int_0^t A(t') dt' = Q \frac{A_0}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}). \quad (2.6)$$

2.2 Interacción de los neutrones con la materia

Cuando un neutrón interactúa con un núcleo atómico, pueden producirse distintos tipos de reacciones nucleares, dependiendo de la energía del neutrón y de las propiedades del núcleo. Las dos principales vías asociadas a la absorción de un neutrón son:

- **Fisión nuclear:** El núcleo se divide en dos o más fragmentos más ligeros, liberando una gran cantidad de energía, junto con dos o tres neutrones.
- **Captura radiactiva:** El núcleo absorbe el neutrón sin dividirse, pasando a un estado excitado y posteriormente emitiendo radiación gamma.

La probabilidad de que ocurra una determinada interacción entre un neutrón y un núcleo atómico se describe mediante la *sección eficaz*, una magnitud que se expresa en unidades de área, típicamente en *barns* ($1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$).

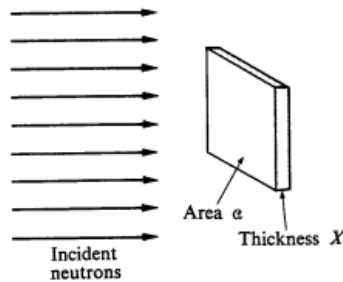


Fig. 2.2: Neutrones incidentes en un objetivo [2].

La tasa de interacción de un haz de neutrones con un material (ver Fig 2.2) puede expresarse en términos de la sección eficaz σ como:

$$\text{Tasa de interacción} = \sigma I N A X, \quad (2.7)$$

donde I representa la intensidad del haz de neutrones, N es el número de átomos por unidad de volumen del material, A es el área de la sección transversal del objetivo y X su espesor.

Físicamente, la sección eficaz representa un “área efectiva” asociada al núcleo que determina la probabilidad de que el neutrón incidente interactúe con él, ya sea mediante dispersión elástica σ_s , inelástica σ_i , absorción σ_a o fisión σ_f , etc. La sección eficaz total, σ_t , se puede descomponer como la suma de las contribuciones de distintos procesos:

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_i + \sigma_\gamma + \sigma_f + \dots \quad (2.8)$$

Las secciones eficaces más relevantes en el contexto de los reactores nucleares son:

- **Sección eficaz de captura radiactiva (σ_γ):** Determina la probabilidad de que un núcleo capture un neutrón y se transforme en un isótopo más pesado, emitiendo radiación gamma.
- **Sección eficaz de fisión:** Determina la probabilidad de que un núcleo, como el ^{235}U , se divida en fragmentos más ligeros tras absorber un neutrón, liberando energía.
- **Sección eficaz de dispersión elástica:** Determina la probabilidad de que un neutrón sea dispersado por un núcleo con la correspondiente pérdida de energía. Este proceso permite frenar a los neutrones, moderando su energía cinética, lo cual es esencial en reactores térmicos.

- **Sección eficaz de dispersión inelástica:** Determina la probabilidad de que un neutrón sea dispersado por un núcleo transfiriendo parte de su energía al núcleo, que queda en estado excitado.

Cada una de estas secciones eficaces depende de la energía del neutrón incidente, lo cual se debe tener en cuenta en el diseño y funcionamiento de los reactores nucleares. Los actínidos, especialmente el ^{235}U y el ^{238}U , son los principales elementos utilizados como combustible en reactores de fisión. En el apartado 2.2.2, se analizarán las secciones eficaces de fisión de estos núclidos.

2.2.1 Estados nucleares excitados

Cuando un núcleo absorbe un neutrón, el núcleo compuesto que se forma se encuentra en un estado excitado, cuya energía corresponde a la suma de la energía cinética del neutrón incidente y la energía de ligadura del neutrón en el nuevo núcleo.

Un núcleo no puede permanecer indefinidamente en un estado excitado; eventualmente decae a un estado de menor energía. Este proceso puede llevarse a cabo mediante la emisión de un fotón (rayo gamma), cuya energía es igual a la diferencia de energías entre los estados implicados. Estos fotones pueden tener energías del orden de los MeV.

Además de la emisión gamma, un núcleo excitado puede perder su energía mediante *conversión interna*, proceso en el cual la energía de excitación se transfiere a un electrón atómico (generalmente de las capas más internas). El electrón es entonces eyectado con una energía igual a la energía de transición nuclear menos la energía de enlace del electrón. La conversión interna compite con la emisión gamma como mecanismo de decaimiento de los estados excitados.

2.2.2 Secciones eficaces del ^{235}U y ^{238}U

En la Fig. 2.3 se representan las secciones eficaces de fisión del ^{235}U y ^{238}U . Para energías superiores a 2,5 MeV, las secciones eficaces de fisión del ^{235}U y del ^{238}U son similares, aunque ligeramente mayores para el ^{235}U . Las diferencias significativas ocurren para energías inferiores a 1 MeV (ver más detalles en los apéndices A y B). En los reactores térmicos, la mayoría de las fisiones se producen por la absorción de neutrones a energías próximas a la energía térmica de 0,025 eV.

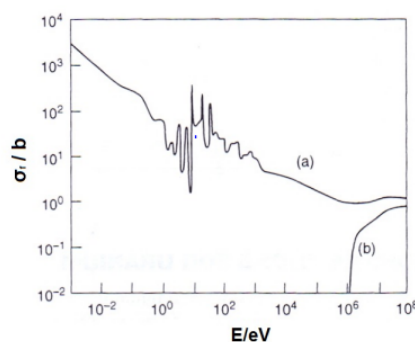


Fig. 2.3: Secciones eficaces de fisión del ^{235}U (a) y del ^{238}U (b) en función de la energía del neutrón incidente [3].

2.2.3 Efecto Doppler y su relación con las secciones eficaces

El efecto Doppler influye en cómo las secciones eficaces de absorción de neutrones se ven modificadas por el movimiento térmico de los núcleos. A medida que aumenta la temperatura del combustible, los núcleos vibran más intensamente, lo que altera la energía relativa entre los neutrones incidentes y los núcleos. Como resultado, las resonancias de absorción se ensanchan, incrementando la probabilidad de absorción en un rango más amplio de energías de los neutrones. Este fenómeno se conoce como *ensanchamiento Doppler*.

Este efecto tiene una importancia clave en la estabilidad de los reactores nucleares térmicos, ya que introduce una retroalimentación negativa relativa a este proceso.

Matemáticamente, si se considera que la sección eficaz de absorción o captura de neutrones en reposo es $\sigma(E)$, al incorporar el movimiento de los núcleos, la tasa de interacción por unidad de volumen en el sistema del laboratorio se expresa como:

$$\frac{\text{Tasa de interacción}}{\text{Volumen}} = IN\sigma(E, T), \quad (2.9)$$

donde I es la intensidad del haz de neutrones incidente, N es la densidad de núcleos del material, y $\sigma(E, T)$ es la sección eficaz dependiente de la energía del neutrón y la temperatura del medio.

La intensidad puede expresarse como $I = nv_r$, siendo n la densidad de neutrones y v_r la velocidad relativa entre el neutrón y el núcleo. Al considerar que los núcleos tienen una distribución de velocidades $\vec{V}$, la tasa de interacción se puede escribir como:

$$\frac{\text{Tasa de interacción}}{\text{Volumen}} = \int nv_r \sigma(E_c) N(\vec{V}) d\vec{V}, \quad (2.10)$$

donde E_c es la energía del neutrón en el sistema del centro de masas (i.e., en el marco del núcleo en movimiento), y $N(\vec{V})$ describe la distribución de velocidades de los núcleos, típicamente una distribución de Maxwell-Boltzmann. Esta formulación permite modelar el efecto del ensanchamiento Doppler de las resonancias de absorción.

2.2.4 Cálculo de la sección eficaz de captura ensanchada $\sigma_\gamma(E, T)$

Para calcular la sección eficaz de captura teniendo en cuenta el efecto Doppler, es conveniente realizar algunas suposiciones que simplifiquen el problema:

- Se considera que el haz de neutrones se desplaza únicamente a lo largo del eje z del sistema de referencia. Esto permite que la velocidad relativa $\vec{v}_r$ entre el neutrón y el núcleo dependa solo de la componente V_z de la velocidad del núcleo. En consecuencia, la distribución de velocidades nucleares $N(\vec{V}) d\vec{V}$ se reduce a una distribución unidimensional $N(V_z) dV_z$.
- Para describir $N(V_z)$ se adopta una distribución de Maxwell-Boltzmann, válida para sólidos a temperaturas superiores a 300 K:

$$N(V_z) = N \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{MV_z^2}{2kT} \right), \quad (2.11)$$

donde k es la constante de Boltzmann, T es la temperatura de los núcleos y M es su masa.

- La sección eficaz de captura radiativa para neutrones de baja energía en las proximidades de una resonancia aislada se modela mediante la fórmula de Breit-Wigner:

$$\sigma_{\gamma}(E_c) = \pi \bar{\lambda}^2 g \left(\frac{E_1}{E_c} \right)^{1/2} \frac{\Gamma_{\gamma} \Gamma_n}{(E_c - E_1)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2} \right)^2}, \quad (2.12)$$

donde E_1 es la energía de la resonancia, Γ_{γ} y Γ_n son las anchuras parciales para los procesos de emisión de radiación o de neutrones, respectivamente, $\Gamma = \Gamma_{\gamma} + \Gamma_n$, $\bar{\lambda} = \lambda/(4\pi)$ es, aproximadamente, la longitud de onda reducida del neutrón correspondiente a E_1 , y g es un factor que depende de los espines del núcleo blanco y núcleo compuesto [2].

Al sustituir $N(V_z)$ y $\sigma_{\gamma}(E_c)$ en la expresión general de la tasa de interacción (Ec. 2.10), se obtiene una expresión para la sección eficaz de captura radiativa efectiva ensanchada por efecto Doppler [2]:

$$\sigma_{\gamma}(E, T) = g \left(\frac{\sigma_{\gamma} \Gamma_{\gamma}}{\Gamma} \right) \left(\frac{E_1}{E} \right)^{1/2} \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(-\frac{MV_z^2}{2kT} \right) \frac{dV_z}{\left[\frac{2(E_c - E_1)}{\Gamma} \right]^2 + 1}. \quad (2.13)$$

Como puede observarse en la Ec.(2.13), al aumentar la temperatura T , el perfil de la sección eficaz se ensancha y disminuye su altura máxima, manteniendo constante el área bajo la curva. Este ensanchamiento Doppler incrementa la probabilidad de absorción de neutrones con energías cercanas a la resonancia, lo que implica un aumento efectivo de la absorción a medida que crece la temperatura.

En la Figura 2.4 se observa el ensanchamiento Doppler para una resonancia del ^{238}U a 6.67 eV:

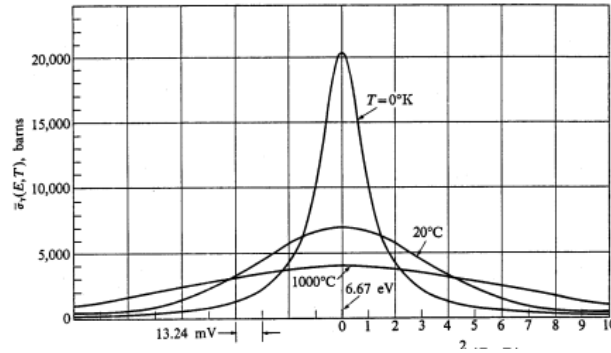


Fig. 2.4: Ensanchamiento Doppler de una resonancia de captura en el ^{238}U a 6.67 eV. [2]

El ^{238}U , como muchos otros núclidos fisionables, presenta resonancias de absorción a energías epitérmicas. En estas regiones, los neutrones incidentes tienen una elevada probabilidad de ser capturados sin inducir fisión. A bajas temperaturas, estas resonancias son estrechas y solo afectan a una fracción pequeña de los neutrones. No obstante, al aumentar la temperatura, el ensanchamiento Doppler permite que más neutrones, con una mayor dispersión energética, sean absorbidos en dichas resonancias. Este fenómeno introduce un efecto de retroalimentación negativa en los reactores nucleares ya que una mayor absorción en el ^{238}U reduce la reactividad del sistema.

La Fig. 2.5 muestra la sección eficaz total del ^{238}U . A bajas energías, esta se corresponde casi exclusivamente con la sección de captura ($\sigma_a \approx \sigma_\gamma$), ya que la sección de fisión es despreciable para neutrones térmicos en este isótopo.

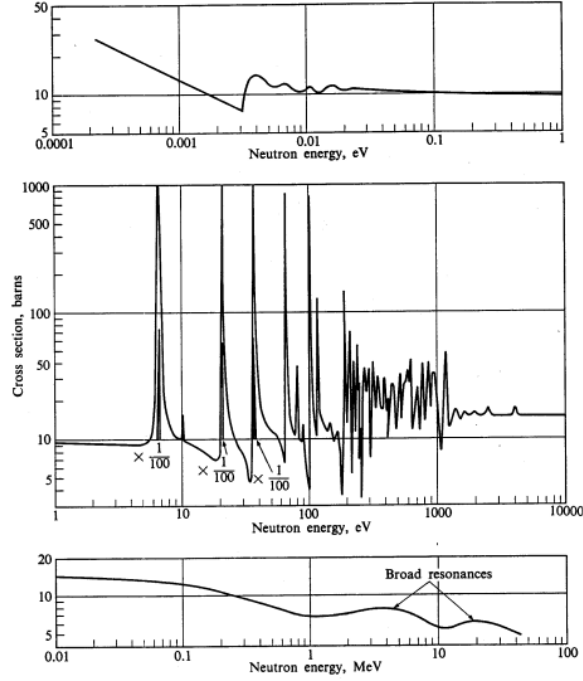


Fig. 2.5: Sección eficaz total del ^{238}U . [2]

2.2.5 Flujo de neutrones

De acuerdo con la Ec. (2.10), el número de colisiones nucleares por unidad de volumen y por unidad de tiempo se puede expresar como:

$$F = \Sigma_t I, \quad (2.14)$$

donde $\Sigma_t = \sigma_t \cdot N$ es la sección eficaz macroscópica total, e I la intensidad del haz de neutrones.

Si se consideran varios haces de neutrones de la misma intensidad incidiendo sobre un mismo blanco, la tasa total de colisiones se puede escribir como:

$$F = \Sigma_t v \sum_i n_i = \Sigma_t v n, \quad (2.15)$$

donde n_i representa la densidad de neutrones de cada haz y v es su velocidad común.

A partir de esta relación, se define el flujo de neutrones ϕ como :

$$\phi = nv. \quad (2.16)$$

Así, la tasa de reacciones nucleares por unidad de volumen se expresa como:

$$F = \Sigma_t \phi. \quad (2.17)$$

Sin embargo, en los reactores nucleares los neutrones presentan un amplio espectro de energías, por lo que se introduce una distribución espectral de densidad de neutrones $n(E)$. En este contexto, $n(E) dE$ representa el número de neutrones por unidad de volumen con energías entre E y $E + dE$. La tasa diferencial de reacciones es:

$$dF = \Sigma(E)n(E)v(E)dE. \quad (2.18)$$

Integrando sobre todas las energías posibles se obtiene la tasa total de interacción:

$$F = \int_0^\infty \Sigma(E)n(E)v(E)dE = \int_0^\infty \Sigma(E)\phi(E) dE, \quad (2.19)$$

donde $\phi(E) = n(E)v(E)$ es el flujo espectral de neutrones.

2.3 Fisión nuclear

La fisión nuclear es el proceso por el cual un núcleo pesado se divide en dos núcleos más ligeros. Como se ha explicado anteriormente, los núcleos atómicos presentan una energía de ligadura por nucleón que decrece a medida que el número másico supera un valor de aproximadamente 50 (ver Fig. 2.1). Esta disminución de la energía de ligadura por nucleón se debe principalmente al incremento de la repulsión coulombiana entre protones, como se refleja en el tercer término de la ecuación (2.1). Para que un núcleo se fisione espontáneamente, los productos de fisión deben ser más estables que el núcleo original, lo que implica que los núcleos muy masivos presentan una mayor probabilidad de sufrir fisión espontánea.

Sin embargo, las fisiones espontáneas para núcleos de uranio son poco frecuentes. Para que el proceso ocurra con una velocidad lo suficientemente alta como para ser útil en un reactor nuclear, es necesario suministrar energía externa al núcleo para deformarlo e inducir la fisión (ver Fig. 2.6). Esta energía se denomina energía crítica de fisión, y algunos valores de E_{crit} para distintos núclidos se muestran en la Tabla 2.1.

2.3.1 Energía de excitación nuclear y energía crítica de los neutrones

Se denominan neutrones térmicos a aquellos que han alcanzado el equilibrio térmico con su entorno, con energías típicamente del orden de 0,025 eV. Cuando un neutrón térmico interactúa con un núcleo, puede transferir parte o toda su energía, provocando la excitación del núcleo. Debido a su escasa energía cinética, la excitación nuclear debida a la absorción de neutrones térmicos se reduce prácticamente a la energía de enlace de este en el isótopo formado. Si no se considera el efecto tunel, la energía crítica de fisión es la cantidad mínima de energía que debe suministrarse a un núcleo para que se divida en dos fragmentos, liberando energía. Este valor varía con el isótopo. Por ejemplo, el ^{238}U requiere neutrones rápidos (energía > 1 MeV), mientras que el ^{235}U puede ser fisionado eficientemente por neutrones térmicos.

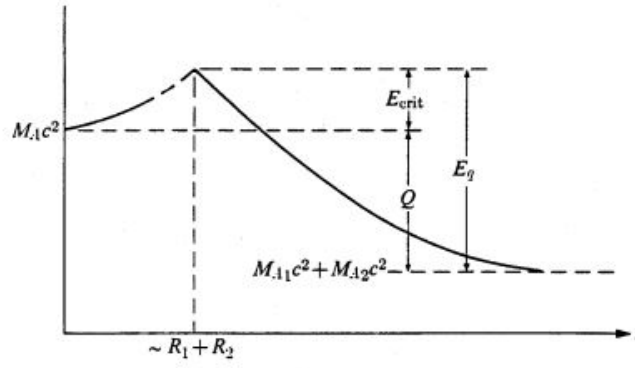


Fig. 2.6: Energía potencial de un núcleo en función de la distancia de los fragmentos de fisión [2].

En el caso del ^{238}U y el ^{235}U , al absorber un neutrón térmico, se forman los núcleos compuestos de ^{239}U y ^{236}U , respectivamente. Las energías críticas para varios núcleos y las energías de ligadura del neutrón menos ligado vienen dadas en la Tabla 2.1.

Fissioning nucleus Z^A	Critical energy	Binding energy of last neutron in Z^A
Th^{232}	5.9	*
Th^{233}	6.5	5.1
U^{233}	5.5	*
U^{234}	4.6	6.6
U^{235}	5.75	*
U^{236}	5.3	6.4
U^{238}	5.85	*
U^{239}	5.5	4.9
Pu^{239}	5.5	*
Pu^{240}	4.0	6.4

Tabla 2.1: Energías críticas y de ligadura de distintos compuestos en MeV [2].

Solo en el caso de algunos núcleos como el ^{235}U , la energía de excitación del núcleo compuesto es superior a su energía crítica de fisión. Esto permite que estos núcleos, como el ^{235}U , puedan ser fisionados eficientemente por neutrones térmicos, y se les denomina **fisiles**.

2.3.2 Productos procedentes de la fisión

Los productos de fisión presentan una relación entre neutrones y protones demasiado elevada para su tamaño, lo que los hace inestables (ver Ec. (2.1)). Con el tiempo, estos núclidos tienden a estabilizarse mediante procesos de decaimiento β^- , en los cuales un neutrón se transforma en un protón, emitiendo un electrón y un antineutrino electrónico:

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (2.20)$$

La desintegración de los productos de fisión genera calor adicional que debe ser gestionado incluso después de que el reactor se haya apagado, para evitar el sobrecalentamiento del combustible. Además, la emisión continua de radiación β y γ convierte muchas partes del reactor en elementos altamente radiactivos. Estas partes deben ser enfriadas y almacenadas temporalmente antes de su eliminación o reprocesamiento.

La energía media emitida por segundo por estos productos, válidas para tiempos inferiores a $t=10^6$ s, puede estimarse mediante las siguientes expresiones empíricas [3]:

$$\gamma(t) = 1.40 t^{-1,2} \text{ MeV} \cdot \text{s}^{-1}, \quad (2.21)$$

$$\beta(t) = 1.26 t^{-1,2} \text{ MeV} \cdot \text{s}^{-1} \quad (2.22)$$

2.3.3 Venenos de un reactor

En un reactor nuclear, se denomina *veneno* a cualquier sustancia que absorbe neutrones que, de otro modo, podrían inducir nuevas fisiones, y reduce la eficiencia de la reacción de fisión en cadena significativamente. Se distinguen principalmente dos tipos de venenos:

- **Venenos transitorios o temporales:** Son productos de fisión generados durante la operación normal del reactor y poseen una vida media corta. Un ejemplo relevante es el ^{135}Xe , que tiene una sección eficaz de captura extremadamente alta para neutrones térmicos. Su acumulación puede reducir notablemente la reactividad del reactor, dificultando su reinicio tras una parada.
- **Venenos permanentes o quemables:** Son materiales introducidos intencionadamente en el reactor para controlar la reactividad a largo plazo. Un caso típico es el ^{10}B , que se añade al inicio del ciclo de operación. Al absorber neutrones, se transforma en núclidos menos absorbentes, reduciendo su efecto progresivamente.

2.3.4 Neutrones instantáneos y retardados

La mayoría de los neutrones emitidos durante la fisión (más del 99 %) se liberan de forma inmediata y se denominan *neutrones instantáneos*. En cambio, una pequeña fracción (menos del 1 %) se emite con cierto retardo tras la fisión, como resultado del decaimiento de productos intermedios; estos se conocen como *neutrones retardados*.

El número medio de neutrones emitidos por fisión se representa mediante el parámetro ν , que depende de la energía del neutrón incidente. Además, se define el parámetro η como el número promedio de neutrones generados por cada neutrón absorbido por un núcleo fisil. Como en el núcleo pueden ocurrir tanto fisión como captura radiativa, se cumple que $\eta < \nu$. Este parámetro se puede expresar como:

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_a} = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_\gamma}. \quad (2.23)$$

A pesar de su baja proporción, los neutrones retardados son fundamentales para el control operativo de los reactores nucleares, ya que permiten aumentar los tiempos de respuesta y, facilitar así, la intervención de los sistemas de control.

3 Cinética de los reactores de fisión

En este apartado se analizan diversos procesos fundamentales que tienen lugar dentro de un reactor nuclear y que afectan directamente a su diseño y comportamiento operativo.

3.1 Difusión y moderación de neutrones

Comprender el comportamiento de los neutrones dentro del reactor es esencial para definir las características adecuadas en su diseño. En un reactor nuclear es fundamental conocer la distribución del flujo de neutrones $\phi(E, \vec{r})$. Como en el caso de los fluidos, el punto de partida puede ser la ecuación de transporte de Boltzmann. Dado que su resolución es compleja, en muchos casos se recurre a la aproximación de difusión. Se basa en la ecuación de continuidad, que describe la variación del número de neutrones dentro de un volumen V a partir de $\phi(E, \vec{r})$ y de la tasa de reacción $F(E)$, explicados en el apartado 2.2.5. En este apartado consideraremos neutrones monoenergéticos, despreciando la moderación.

3.1.1 Ecuaciones de continuidad y difusión

Dentro de un reactor nuclear, existen varios procesos que provocan variaciones en la densidad de neutrones. Considerando un volumen V , dicha variación está determinada principalmente por tres factores:

- **Tasa de producción de neutrones en V :** $\int_V s dV$, donde s representa el número de neutrones emitidos por el combustible y productos de fisión por unidad de volumen y tiempo.
- **Tasa de absorción de neutrones en V :** $\int_V \Sigma_a \phi dV$.
- **Tasa de escape de neutrones en V :** $\int_{\mathbb{A}} \vec{J} \cdot \vec{n} d\mathbb{A} = \int_V \text{div } \vec{J} dV$, donde $\vec{J}$ es el vector densidad de corriente de neutrones sobre la superficie de V , y $\vec{n}$ es un vector unitario y apuntando hacia fuera perpendicular a dicha superficie.

A partir de estos procesos, se puede formular la ecuación de continuidad:

$$\int_V \frac{\partial n}{\partial t} dV = \int_V s dV - \int_V \Sigma_a \phi dV - \int_V \text{div } \vec{J} dV. \quad (3.1)$$

Como esta ecuación debe cumplirse para cualquier volumen arbitrario, se obtiene la forma diferencial:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = s - \Sigma_a \phi - \text{div } \vec{J}. \quad (3.2)$$

En el caso en que la densidad de neutrones se mantenga constante, es decir, $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$, se obtiene la ecuación de continuidad en estado estacionario:

$$-s + \Sigma_a \phi + \text{div } \vec{J} = 0. \quad (3.3)$$

Como no se conoce directamente ni la densidad de corriente $\vec{J}$ ni la densidad de neutrones n , se busca una relación entre $\vec{J}$ y el flujo ϕ . Esta relación se obtiene mediante la Ley de Fick, explicada en [3]:

$$\vec{J} = -D\nabla\phi, \quad (3.4)$$

donde suponemos que D es una constante. Sustituyendo esta expresión en (3.2), se obtiene:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} = s - \Sigma_a \phi + D\nabla^2 \phi. \quad (3.5)$$

Definiendo la longitud de difusión como $L = \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a}}$, se deduce la ecuación de difusión para un estado estacionario:

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{L^2} \phi = -\frac{s}{D}. \quad (3.6)$$

Para resolver esta ecuación es necesario imponer condiciones de contorno adecuadas: el flujo ϕ debe ser positivo y real, es decir, $\phi \geq 0$, y debe anularse a una distancia d más allá de la superficie S . Se supone que:

$$d = 0.71\lambda_{tr}, \quad (3.7)$$

donde $\lambda_{tr} = 3D$ es el camino libre medio de transporte de los neutrones del medio. Así,

$$d = 2.13D. \quad (3.8)$$

En reactores nucleares típicos, d es muy pequeño en comparación con las dimensiones del reactor, por lo que se puede asumir que el flujo desaparece en la superficie.

Entre dos medios de difusión distintos A y B, deben cumplirse las siguientes condiciones de continuidad:

$$\phi_A = \phi_B, \quad (3.9)$$

$$(J_A)_n = (J_B)_n, \quad (3.10)$$

donde el subíndice n se refiere a la componente de $\vec{J}$ perpendicular a la superficie de contacto entre A y B.

3.2 Soluciones de la ecuación de difusión

A partir de la ecuación de difusión (3.6), aplicando las condiciones de contorno adecuadas, pueden estudiarse distintos modelos simplificados de reactores nucleares.

3.2.1 Flujo de neutrones para una fuente puntual

Suponiendo una fuente que emite s neutrones por segundo de forma homogénea en todas direcciones, el flujo depende de la distancia a la fuente, r , por lo que la ecuación de difusión queda:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\phi}{dr} \right) - \frac{\phi}{L^2} = 0. \quad (3.11)$$

Tomando una esfera de radio r alrededor de la fuente. El número de neutrones que atraviesan la superficie será $4\pi r^2 J(r)$; la condición de fuente de este problema será:

$$\lim_{r \rightarrow 0} r^2 J(r) = \frac{s}{4\pi}. \quad (3.12)$$

Para resolver (3.11) se aplica un cambio de variable $\omega = r\phi$ obteniendo:

$$\frac{d^2\omega}{dr^2} - \frac{\omega}{L^2} = 0. \quad (3.13)$$

La solución general tiene la forma:

$$\phi = \frac{Ae^{-x/L}}{r} + \frac{Ce^{x/L}}{r}. \quad (3.14)$$

Como ϕ debe ser finito, C debe ser 0. Por lo que $A = \frac{s}{4\pi D}$ y el flujo será:

$$\phi(r) = \frac{se^{-r/L}}{4\pi Dr}. \quad (3.15)$$

3.2.2 Longitud de difusión

Para ilustrar el significado físico de la longitud de difusión L , se considera una fuente puntual que emite s neutrones por segundo en un moderador homogéneo e infinito. Se asume que todos los neutrones serán finalmente absorbidos tras múltiples colisiones aleatorias. El número de neutrones dn absorbidos por segundo a una distancia entre r y $r + dr$ de la fuente es:

$$dn = \Sigma_a \phi(\vec{r}) dV, \quad dV = 4\pi r^2 dr. \quad (3.16)$$

Sustituyendo el flujo correspondiente para una fuente puntual de la ec. (3.15) y usando $L = \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a}}$, resulta:

$$dn = s \frac{e^{-r/L}}{4\pi Dr} \cdot 4\pi r^2 dr = \frac{s}{L^2} e^{-r/L} dr. \quad (3.17)$$

La probabilidad de que un neutrón de la fuente sea absorbido en el intervalo $[r, r + dr]$ se expresa como:

$$p(\vec{r}) dr = \frac{dn}{s} = \frac{1}{L^2} e^{-r/L} dr. \quad (3.18)$$

El valor esperado de r^2 es:

$$\langle r^2 \rangle = \int_0^\infty r^2 p(r) dr = \int_0^\infty r^2 \frac{1}{L^2} e^{-r/L} dr. \quad (3.19)$$

Evaluando esta integral se obtiene:

$$L^2 = \frac{1}{6} \langle r^2 \rangle. \quad (3.20)$$

Esto implica que, cuanto mayor sea L , mayor será la distancia promedio entre la fuente y el punto del moderador en el que los neutrones son absorbidos.

3.3 Método de grupos para el estudio de la difusión

Los neutrones emitidos tienen un espectro de energía $\kappa(E)$ continuo, que se va modificando debido a la pérdida de energía por colisiones con otros núcleos. En los reactores térmicos interesa que el espectro esté dominado por energías bajas, mientras que en los reactores rápidos interesa que prevalezcan las energías altas.

Para poder estudiar la difusión y ralentización de los neutrones de forma más sencilla, se divide el espectro de energías en grupos, a los cuales se les asigna una energía promedio y, por tanto, se asume un comportamiento equivalente para todos los neutrones dentro de cada grupo. Los grupos se indexan mediante el índice g , que va desde 1 hasta N , siendo 1 el grupo de mayor energía y N el grupo de neutrones con menor energía.

El flujo de neutrones en un grupo se define como:

$$\phi_g = \int_g \phi(E) dE, \quad (3.21)$$

donde el subíndice g indica que la integral se realiza sobre todas las energías del grupo g correspondiente.

Al aplicar este método, deben añadirse dos nuevas secciones eficaces, denominadas secciones eficaces de transferencia, que hacen referencia a la pérdida de energía de los neutrones por colisiones. La tasa total de neutrones del grupo h que sufren scattering y descienden al grupo g (por cm^3/s) viene dada por (suponemos que en cada colisión los neutrones pierden energía):

$$\sum_{h=1}^{g-1} \Sigma_{h \rightarrow g} \phi_h. \quad (3.22)$$

De manera similar, la tasa de neutrones que caen del grupo g hacia otro de menor energía h se define como:

$$\sum_{h=g+1}^N \Sigma_{g \rightarrow h} \phi_g. \quad (3.23)$$

El resto de términos de la ecuación de difusión (3.6) se adaptan a esta formulación, obteniéndose la ecuación de difusión para un grupo g :

$$D_g \nabla^2 \phi_g - \Sigma_{ag} \phi_g - \sum_{h=g+1}^N \Sigma_{g \rightarrow h} \phi_g + \sum_{h=1}^{g-1} \Sigma_{h \rightarrow g} \phi_h = -s_g, \quad (3.24)$$

donde s_g es el número total de neutrones emitidos hacia el grupo g (por cm^3/s) provenientes de las fuentes y D_g es el coeficiente de difusión del grupo, definido como:

$$D_g = \frac{1}{\phi_g} \int_g D(E) \phi(E) dE = \frac{1}{3\phi_g} \int_g \frac{1}{\Sigma_{tr}(E)} \phi(E) dE, \quad (3.25)$$

donde Σ_{tr} representa la sección eficaz de transporte [2].

3.3.1 Difusión de los neutrones térmicos

Los neutrones térmicos son aquellos que, tras haber sufrido múltiples colisiones, han alcanzado energías térmicas. Su distribución sigue una ley de Maxwell:

$$n(E) = \frac{2\pi n}{(\pi kT)^{3/2}} E^{1/2} e^{-E/kT}, \quad (3.26)$$

donde n , en el numerador, representa la densidad total de neutrones.

El flujo de neutrones para una energía E y una temperatura T , en función del tiempo, queda definido como:

$$\phi(E) = n(E)v(E) = \frac{2\pi n}{(\pi kT)^{3/2}} \left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} E e^{-E/kT}, \quad (3.27)$$

donde m es la masa del neutrón. A partir de la ecuación (3.21), el flujo térmico total de neutrones ϕ_T se obtiene como:

$$\phi_T = \int_T \phi(E) dE = \frac{2\pi n}{(\pi kT)^{3/2}} \left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} \int_0^\infty E e^{-E/kT} dE = \frac{2n}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}. \quad (3.28)$$

Definiendo E_T como la energía kT , y v_T como la velocidad correspondiente, se tiene:

$$E_T = kT = \frac{1}{2} m v_T^2. \quad (3.29)$$

Ambos valores pueden expresarse en función de la temperatura en Kelvin:

$$\begin{cases} E_T = 8.617 \times 10^{-5} T & \text{eV} \\ v_T = 1.284 \times 10^4 T^{1/2} & \text{cm/s} \end{cases} \quad (3.30)$$

El flujo térmico ϕ_T también puede expresarse como:

$$\phi_T = \frac{2}{\sqrt{\pi}} n v_T. \quad (3.31)$$

La sección eficaz de absorción del grupo térmico se define como:

$$\bar{\Sigma}_a = \frac{1}{\phi_T} \int_T \sigma_a(E) \phi(E) dE. \quad (3.32)$$

Por tanto, la ecuación de difusión en estado estacionario para neutrones térmicos es:

$$\bar{D} \nabla^2 \phi_T - \bar{\Sigma}_a \phi_T = -s_T, \quad (3.33)$$

donde s_T es la densidad de neutrones térmicos que se producen en cada punto del reactor por unidad de tiempo. Dividiendo entre $\bar{D}$ y utilizando la relación $L_T^2 = \frac{\bar{D}}{\bar{\Sigma}_a}$, se obtiene:

$$\nabla^2 \phi_T - \frac{1}{L_T^2} \phi_T = -\frac{s_T}{\bar{D}}, \quad (3.34)$$

siendo L_T la longitud de difusión térmica, cuyo significado físico se ha explicado en el apartado 3.2.2. Esta ecuación nos permite determinar la distribución del flujo de neutrones térmicos en el reactor.

3.4 Ecuación de un reactor para un grupo de energías

Un problema esencial en el diseño de un reactor es determinar las condiciones para que puede mantener la criticidad por un determinado tiempo. Para ello se utiliza la teoría de grupos discutida anteriormente. En este apartado abordaremos la ecuación de difusión para un solo grupo por sencillez. Esta ecuación es más apropiada para reactores rápidos que para térmicos porque para los primeros la mayor parte de las fisiones se producen sin moderación. Para poder obtener la ecuación de difusión se consideran varias aproximaciones. Se tomará un reactor crítico que contiene una mezcla homogénea de combustible y refrigerante, además, el reactor solo consta de una región y no tiene "manto" (material que rodea al núcleo del reactor conteniendo, en particular, uranio) ni reflector.

La ecuación de difusión dependiente del tiempo para un solo grupo se escribe como:

$$D\nabla^2\phi - \Sigma_a\phi + s = \frac{1}{v}\frac{\partial\phi}{\partial t}. \quad (3.35)$$

La sección eficaz de absorción Σ_a se debe a la mezcla de combustible-refrigerante. Si ν es el número de neutrones emitidos por fisión, s se define como:

$$s = \nu\Sigma_f\phi. \quad (3.36)$$

En el caso estacionario, ϕ es constante y $\frac{\partial\phi}{\partial t} = 0$. Sin embargo, cuando el reactor no es estacionario $\frac{\partial\phi}{\partial t} \neq 0$. Esto provoca que la fuente de fisiones no compense exactamente la pérdida de neutrones. Para tener esto en cuenta, consideramos que $\frac{\partial n}{\partial t}$ es proporcional a n y, por tanto, que $\frac{\partial\phi}{\partial t}$ es proporcional a ϕ . Entonces, podemos introducir un parámetro k de forma que $s - \frac{1}{v}\frac{\partial\phi}{\partial t} = \frac{1}{k}\nu\Sigma_f\phi$, y escribimos la ecuación (3.35) como:

$$D\nabla^2\phi - \Sigma_a\phi + \frac{1}{k}\nu\Sigma_f\phi = 0. \quad (3.37)$$

Definiendo:

$$B^2 = \frac{1}{D}\left(\frac{1}{k}\nu\Sigma_f - \Sigma_a\right), \quad (3.38)$$

la ecuación (3.37) puede escribirse como una ecuación en autovalores:

$$\Delta\phi + B^2\phi = 0. \quad (3.39)$$

De las ecuaciones anteriores podemos escribir:

$$k = \frac{\nu\Sigma_f\phi}{DB^2\phi + \Sigma_a\phi} = \frac{\nu\Sigma_f}{DB^2 + \Sigma_a}, \quad (3.40)$$

donde el numerador de la primera fracción es el número de neutrones que nacen en la generación actual y el denominador los que se pierden, que nacieron en la generación anterior. El parámetro k es, por tanto, el factor de multiplicación definido en el apartado 3.4. El término fuente en la ecuación de un grupo se puede escribir en función de la sección eficaz de absorción Σ_a . Definiendo Σ_{aC} como la sección eficaz de absorción del combustible

y η el número medio de neutrones emitidos por fisión por cada neutrón absorbido. El término fuente se escribe como:

$$s = \eta \Sigma_a C \phi = \eta \frac{\Sigma_a C}{\Sigma_a} \Sigma_a \phi = \eta f \Sigma_a \phi, \quad (3.41)$$

donde Σ_a constituye la sección eficaz para la mezcla entre el combustible y el refrigerante, y $f = \frac{\Sigma_a C}{\Sigma_a}$ que expresa la relación entre neutrones absorbidos por el combustible entre los absorbidos por el combustible más el refrigerante.

En un reactor infinito, ningún neutrón escapa del reactor y, por lo tanto, en la ecuación de continuidad se toma $DB^2\phi = 0$. Entonces, podemos escribir el factor k como:

$$k_\infty = \frac{\eta f \Sigma_a \phi}{\Sigma_a \phi} = \eta f. \quad (3.42)$$

Como η y f son constantes que dependen de las propiedades del material del reactor, el valor de k_∞ es el mismo para un reactor infinito y uno sin recubrimiento, en térmicos de k_∞ tenemos:

$$s = k_\infty \Sigma_a \phi, \quad (3.43)$$

la ecuación de un grupo (3.35) para el caso estacionario se puede escribir como:

$$-DB^2\phi + (k_\infty - 1)\Sigma_a\phi = 0, \quad (3.44)$$

o bien, dividiendo por D y ϕ , podemos determinar B para un reactor crítico a partir de la ecuación:

$$B^2 = \frac{k_\infty - 1}{L^2}. \quad (3.45)$$

Ahora, de la ec. (3.40), podemos determinar el factor de multiplicación k para un reactor “desnudo”.

3.4.1 Efecto de los neutrones retardados

Antes de discutir el efecto de los neutrones retardados, consideraremos un reactor homogéneo infinito que solo tenga neutrones instantáneos:

- El tiempo medio transcurrido entre dos generaciones sucesivas de neutrones instantáneos, l_p , será aproximadamente el tiempo medio entre el nacimiento y absorción de un neutrón. Para reactores térmicos, el tiempo de termalización t_{term} es mucho menor que el tiempo de difusión, t_d , y $l_p = t_d + t_{term} \cong t_d$.
- La variación del número de fisiones N_F en un tiempo $t = t_p$ puede aproximarse por:

$$N_F(t + l_p) \approx N_F(t) + l_p \frac{dN_F(t)}{dt} = k_\infty N_F(t) \quad (3.46)$$

- La solución de esta ecuación diferencial puede escribirse como:

$$N_F(t) = N_F(0)e^{t/T} \quad (3.47)$$

siendo T el periodo del reactor $T = \frac{l_p}{k_\infty - 1}$

Partiendo de la ecuación de difusión de un reactor térmico, homogéneo e infinito (3.35), teniendo en cuenta la ec. (3.31) y que $t_d = \sqrt{\pi/2}\Sigma_a v_T$ [2], podemos escribir dicha ecuación de difusión como:

$$-\phi_T + \frac{s_T}{\Sigma_a} = l_p \frac{d\phi_T}{dt}. \quad (3.48)$$

Para un reactor térmico, la ec. (3.43) se escribe como $s_T = k_\infty \bar{\Sigma}_a \phi_T$.

Si se considera que una fracción β de los neutrones son retardados, la fracción de neutrones instantáneos será:

$$s_T(1 - \beta)k_\infty \bar{\Sigma}_a \phi_T. \quad (3.49)$$

Si se define C como el número de átomos precursores de neutrones lentos por unidad de volumen, λ su constante de desintegración y p la probabilidad de escape a las resonancias, la contribución de los neutrones retardados a s_T puede escribirse como $p\lambda C$. De la (3.49) tenemos:

$$s_T = (1 - \beta)k_\infty \bar{\Sigma}_a \phi_T + p\lambda C. \quad (3.50)$$

La ecuación de difusión queda de la siguiente forma:

$$-\phi_T + (1 - \beta)k_\infty \bar{\Sigma}_a \phi_T + \frac{p\lambda C}{\Sigma_a} = l_p \frac{d\phi_T}{dt}. \quad (3.51)$$

Si se deriva C respecto del tiempo, se obtiene la diferencia entre los precursores que se forman menos los que se desintegran por unidad de tiempo:

$$\frac{dC}{dt} = \beta \frac{k_\infty \bar{\Sigma}_a \phi_T}{p} - \lambda C. \quad (3.52)$$

Estas dos últimas ecuaciones admiten soluciones de la forma:

$$C = C_0 e^{\omega t}, \phi_T = A e^{\omega t}. \quad (3.53)$$

Sustituyendo en las ecuaciones (3.51) y (3.52), las constantes C_0 y A cancelan, y se obtiene para la reactividad en función de la frecuencia ω la ecuación:

$$\rho = \frac{k_\infty - 1}{k_\infty} = \frac{\omega l_p}{1 + \omega l_p} + \frac{\omega}{1 + \omega l_p} \frac{\beta}{\omega + \lambda}. \quad (3.54)$$

En un reactor finito, la reactividad se define como $\rho = \frac{k - 1}{k}$.

Dependiendo de la reactividad ρ , se presentan tres tipos de reactores:

- $\rho < 0$ se denominan reactores subcríticos.
- Si $\rho = 0$ son críticos.
- En el caso de que $0 < \rho < 1$ se clasifican como supercríticos.

En la Fig. 3.1, se representa el segundo miembro de la ec. (3.54) en función de ω , considerando un solo grupo de neutrones retardados (la escala es arbitraria). Para un valor de ρ , permite encontrar los valores de ω que satisfacen la ec. (3.54). Para cada valor de ρ encontramos dos valores de ω , ω_1 y ω_2 , que satisfacen la ecuación.

La solución general para ϕ_T se puede escribir como $A_1 e^{\omega_1 t} + A_2 e^{\omega_2 t}$, al aumentar t solo un sumando sobrevive. Este corresponde a la frecuencia ω_1 de la Fig. 3.54 $\phi \rightarrow e^{\omega_1 t}$ y $T = \frac{1}{\omega_1}$ se define como periodo del reactor.

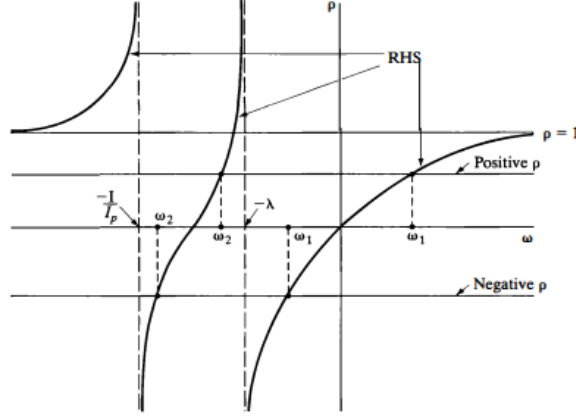


Fig. 3.1: Representación de la reactividad en función de la frecuencia ω . [3]

La contribución de los neutrones instantáneos a k es $(1 - \beta)k$. Para $(1 - \beta)k = 1$, el reactor será crítico con neutrones instantáneos, y $\rho = \beta$.

A continuación, en la Fig. 3.2, representamos las contribuciones de los neutrones instantáneos y de un grupo de neutrones retardados a la reactividad, de acuerdo con la ec. (3.54).

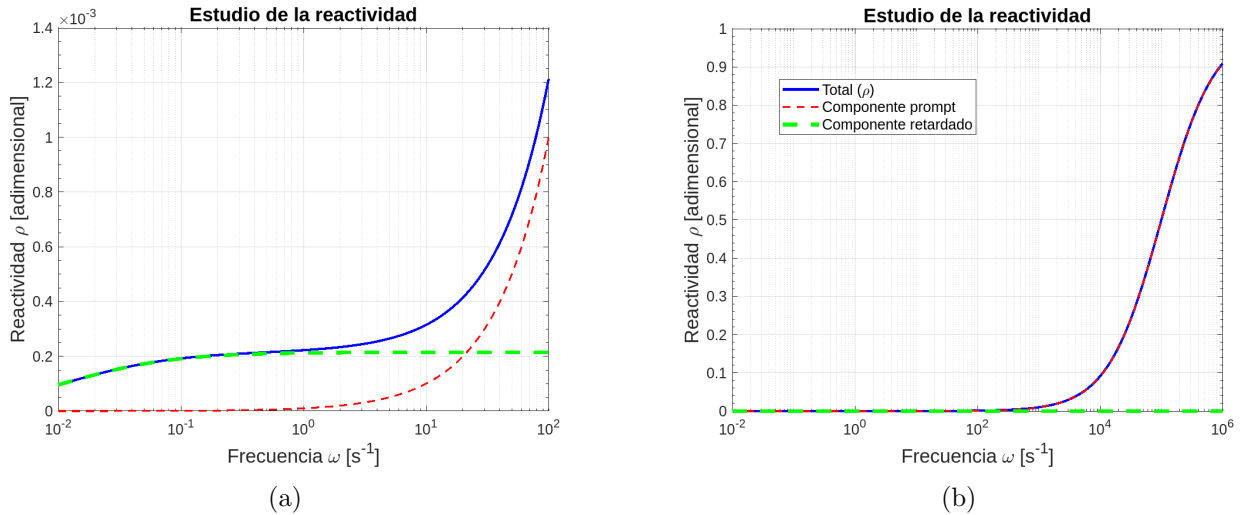


Fig. 3.2: Dependencia de la reactividad en función de la frecuencia ω , considerando los neutrones instantáneos y un solo grupo de neutrones retardados. (Nótese la diferencia de escalas entre el panel (a) y (b)). Para la elaboración de esta gráfica se tomaron los datos del ^{235}U ($\beta = 0.000215$ y $\lambda = 0.0124 \text{ s}^{-1}$) y $l_p = 10^{-5} \text{ s}$.

Se puede observar en el panel (a) de la Fig. 3.2, que la aportación de los neutrones retardados solo es significativa para frecuencias muy bajas (o reactividades muy pequeñas), mientras que en el resto del espectro de la reactividad, el componente “prompt” es muy dominante.

A continuación se estudió el comportamiento de un reactor con combustible de Th-232, calculando la variación de su reactividad para distintos valores de la frecuencia ω :

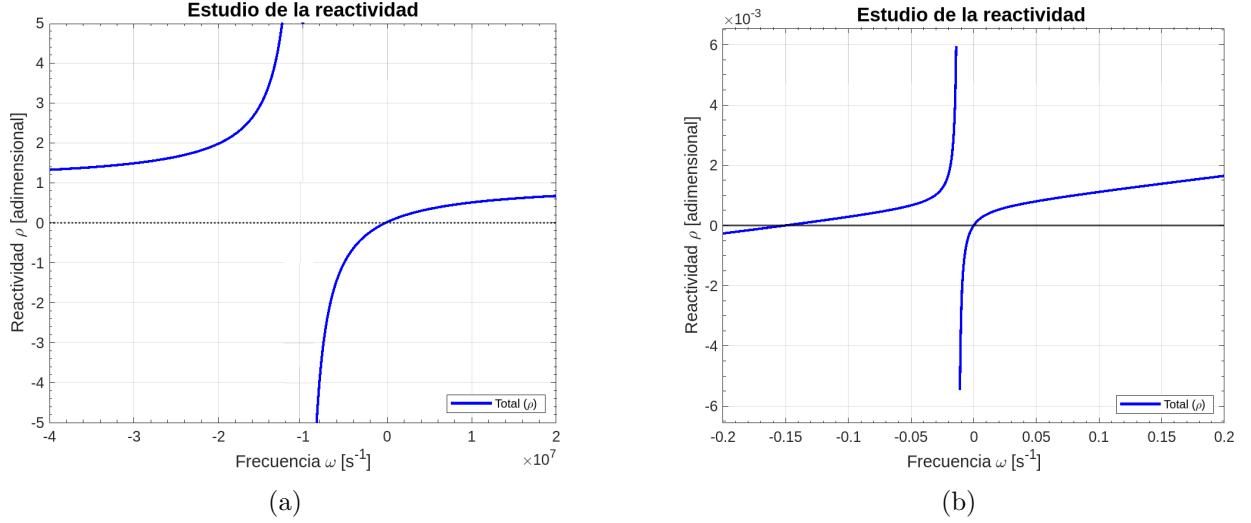


Fig. 3.3: Dependencia de la reactividad en función de la frecuencia ω , considerando un grupo de neutrones retardados. Para la elaboración de esta gráfica se tomaron los datos del ^{232}Th ($\beta = 0.00069$ y $\lambda = 0.0124$ s⁻¹) [2] y $l_p = 0.005$ s. Nótese la diferencia de escalas entre los paneles (a) y (b). El panel (b) representa una parte de la rama de la derecha del panel (a) ampliada. La Fig. 3.1 se ha distorsionado para poder ver los dos paneles a la vez. Esa figura se asemeja a la Fig. 3.3 con los paneles (a) y (b) como se ven, pero juntos.

En el estudio del comportamiento del período del reactor en función de la reactividad, se observan discontinuidades verticales en la representación gráfica de la función $\rho(\omega)$. Estas discontinuidades ocurren, en particular, cuando en la ecuación (3.54)

$$1 + \omega l_p = 0 \quad \Rightarrow \quad \omega = -\frac{1}{l_p}$$

Este valor de ω no es físicamente realizable (ya que implicaría una reactividad infinita, está indicado en las Fig. 3.2 y 3.3(a)). El denominador $\omega + \lambda$ en la Ec. (3.54) se anula también para $\omega_1 = -\lambda$ como se indica también en las Fig. 3.2.

A continuación, estudiamos cómo se comporta el reactor para diferentes vidas medias de neutrones instantáneos l_p , comparando el ^{235}U con el ^{232}Th , teniendo en cuenta sus seis primeros grupos de neutrones retardados:

	Uranio-235		Torio-232	
Grupo	λ_i	β_i	λ_i	β_i
1	0.0124	0.000215	0.0124	0.000690
2	0.0305	0.001424	0.0334	0.003045
3	0.111	0.001274	0.121	0.003147
4	0.301	0.002568	0.321	0.009054
5	1.14	0.000748	1.21	0.003492
6	3.01	0.000273	0.00213	0.000873

Tabla 3.1: Datos de Neutrones Retardados para fisión inducida por un espectro de neutrones instantáneos [2].

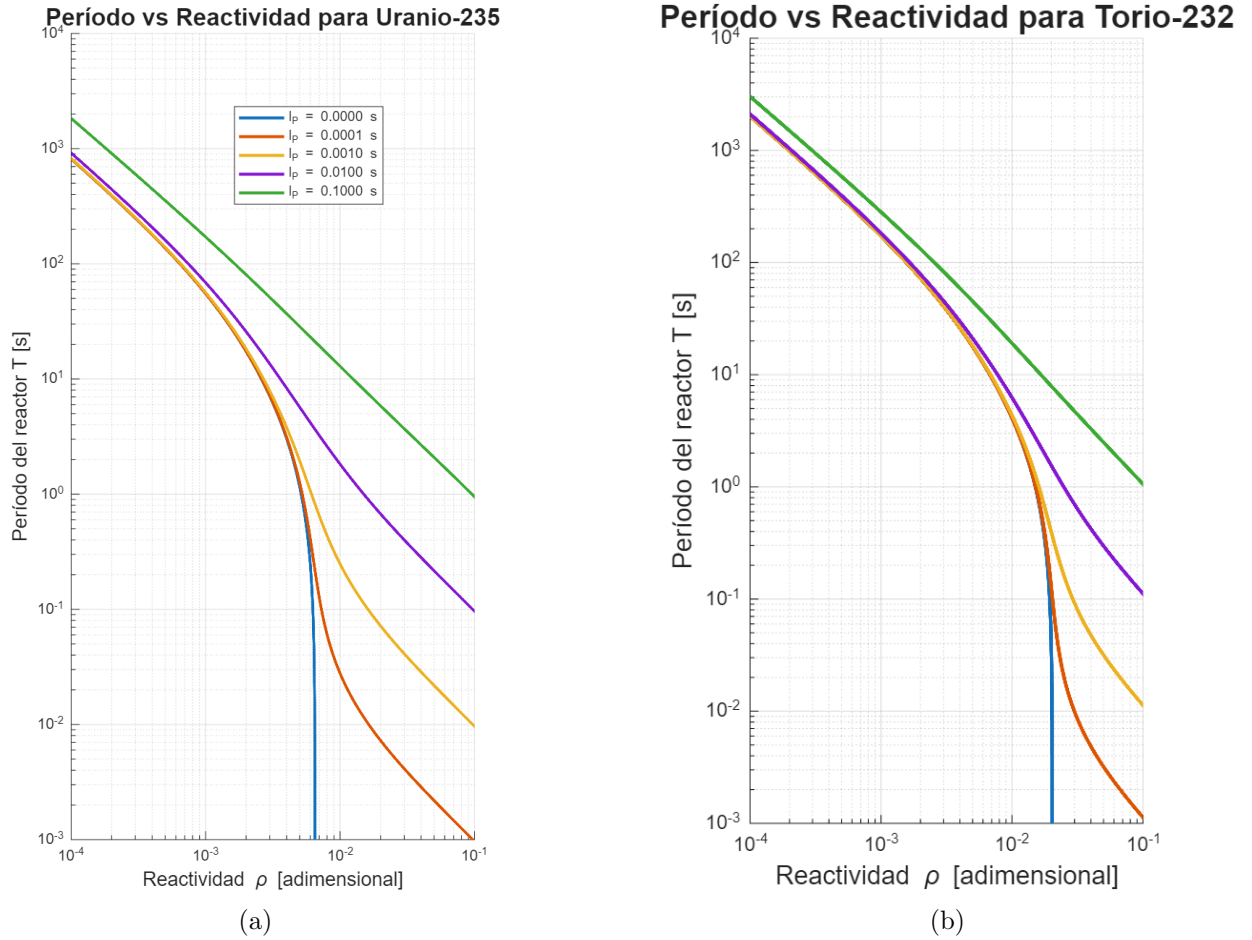


Fig. 3.4: Dependencia del período del reactor de Uranio-235 (a) y Torio-232 (b) en función de la reactividad para distintos valores de l_p . Los valores de λ_i y β_i de cada grupo de neutrones vienen dados en la Tabla 3.1.

En el caso de un reactor de torio podemos observar que para un mismo valor de la reactividad, el periodo del reactor es mayor, esto hace que el reactor sea algo más seguro de controlar debido a que el reactor responde más suavemente a los cambios de reactividad.

3.4.2 Control del reactor mediante barras o líquidos

Para controlar la reactividad del reactor térmico, se utilizan barras de control formadas por material con gran absorción de neutrones térmicos, como son el cadmio, indio, boro, etc. Estas barras se pueden utilizar de tres formas:

1. Para llevar al reactor al régimen de potencia deseado.
2. Para mantener el reactor crítico compensando el cambio en las propiedades del combustible a medida que este se va consumiendo.
3. Mantener una densidad de potencia uniforme en el reactor.

En el caso de los reactores moderados o refrigerados por agua se pueden controlar variando la concentración de H_3BO_3 en el agua. Sin embargo, la respuesta del reactor al cambio de concentración es lenta, por lo que se utiliza como un mecanismo de control complementario a las barras. Esto permite abaratar el coste del reactor, ya que las barras son muy costosas. Además, se gana homogeneidad en la densidad de potencia del reactor.

3.4.3 Efectos de la temperatura en la reactividad

Gran parte de los parámetros que determinan el coeficiente de multiplicidad k son dependientes de la temperatura, por lo que un cambio en T producirá un cambio en k y, por lo tanto, en la reactividad ρ del reactor, afectando a su seguridad. Para expresar la dependencia de la reactividad con la temperatura se introduce el parámetro α_T denominado coeficiente térmico de la reactividad ($k \approx 1$):

$$\alpha_T = \frac{d\rho}{dT} = \frac{1}{k^2} \frac{dk}{dT} \approx \frac{1}{k} \frac{dk}{dT} \quad (3.55)$$

En un reactor con coeficiente positivo, un aumento de la temperatura produciría un aumento de la reactividad, mientras que un descenso disminuiría la reactividad. Así, este tipo de reactores son inestables frente a una variación de la temperatura y resultan difíciles de controlar. En el caso de que α_T sea negativo, el reactor será estable frente a los cambios de la temperatura.

3.4.4 Efecto Doppler sobre la reactividad

Como se ha explicado anteriormente, $k = k_\infty P = \eta_T f p \epsilon P$ donde P es la probabilidad de que un neutrón no escape del reactor. Como se ha visto, debido al efecto Doppler, al aumentar la temperatura disminuye la probabilidad p de que un neutrón de fisión escape a las resonancias del combustible. Esto hace que al aumentar la temperatura disminuya k_∞ y por lo tanto, la reactividad. Así, el coeficiente α_T es negativo.

3.4.5 Coeficiente térmico del moderador

Cuando el moderador es agua, un aumento de la temperatura produce un descenso en la eficiencia de moderación de los neutrones, contribuyendo negativamente a α_T . Esto es importante en los reactores de agua a presión (PWR) y los reactores de agua en ebullición (BWR). Si el aumento de la temperatura produce vapor de agua, disminuye la moderación

de los neutrones, disminuyendo la densidad de moléculas de agua y, por tanto, la potencia del reactor. Esto es importante en los BWR.

3.4.6 Venenos en los productos de fisión

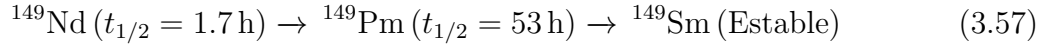
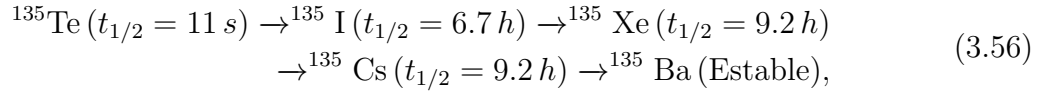
Los productos de fisión absorben neutrones, por lo que su acumulación en el reactor produce una disminución del valor de k . Los efectos de los productos de fisión son más importantes en reactores térmicos que en rápidos, ya que su sección eficaz de absorción de neutrones σ_a crece rápidamente al disminuir la energía de estos.

En la Tabla 3.2 se muestra la probabilidad de aparición de algunos productos de fisión en reactores térmicos:

Isótopo	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	$\lambda(h^{-1})$
^{135}I	0.0475	0.0639	0.0604	0.1035
^{135}Xe	0.0107	0.0024	0.0105	0.0753
^{149}Pm	0.0080	0.0107	0.0121	0.0131

Tabla 3.2: Probabilidad de algunos productos de fisión (átomos/fisión) en fisiones térmicas y λ valores de su constante de desintegración [3].

Los productos de fisión se desintegran mediante la emisión β^- . Por ejemplo, el ^{135}Te y el ^{149}Nd se desintegran a través de las cadenas siguientes:



Los venenos que tienen un mayor peso en el comportamiento de los reactores nucleares son el ^{135}Xe ($\sigma_a = 2.65 \times 10^6$ barns a energías térmicas), el ^{149}Sm ($\sigma_a = 4.1 \times 10^5$ barns a energías térmicas). Durante el funcionamiento normal del reactor, estos productos introducen una reactividad negativa, que se puede compensar con la reactividad en reserva. Sin embargo, si se hace una parada en el reactor, se puede producir una acumulación de venenos para la que la reactividad de reserva sea insuficiente para poner el reactor en marcha hasta que haya transcurrido algún tiempo. Por ejemplo, como el xenón tiene un periodo de 9.2 horas, su efecto prácticamente desaparece al cabo de 2 ó 3 días. En el caso de los reactores nucleares instalados en barcos, el efecto de los venenos hay que considerarlos en la construcción del reactor para que no impidan ponerlos en marcha en cualquier momento.

Por tanto, el efecto de los venenos en los productos de fisión es disminuir el valor del parámetro $f = \frac{\bar{\Sigma}_{aC}}{\bar{\Sigma}_a}$ e introducir una reactividad negativa. Si k_0 y f_0 son los valores de k y f en ausencia de venenos, la reactividad introducida por los venenos se puede escribir como [2]:

$$\rho = \frac{k - k_0}{k} = \frac{f - f_0}{f} = -\frac{\bar{\Sigma}_{aP}}{\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM}}, \quad (3.58)$$

donde $\bar{\Sigma}_{aP}$, $\bar{\Sigma}_{aF}$ y $\bar{\Sigma}_{aM}$ son las secciones macroscópicas de absorción térmica del veneno, combustible y del resto de materiales, respectivamente. Cuando el veneno dominante es el ^{135}Xe , la sección eficaz macroscópica de absorción correspondiente se expresa como:

$$\bar{\Sigma}_{aXe}(t) = \bar{\sigma}_{Xe} \cdot X(t), \quad (3.59)$$

donde $X(t)$ es la concentración de átomos de xenón-135 por unidad de volumen en el tiempo t .

En un reactor cercano a la criticidad, la suma de las secciones eficaces de absorción del combustible y del moderador se puede aproximar como [2]:

$$\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM} \approx \bar{\Sigma}_f \nu p \epsilon, \quad (3.60)$$

donde ν es el número de neutrones emitidos por fisión, p es la probabilidad de que un neutrón rápido se modere sin ser absorbido, ϵ es el factor de multiplicación rápida y $\bar{\Sigma}_f$ es la sección eficaz macroscópica de fisión. Sustituyendo (3.60) en (3.58), se obtiene:

$$\Delta\rho_{Xe}(t) = -\frac{\bar{\sigma}_{Xe} \cdot X(t)}{\bar{\Sigma}_f \cdot \nu \cdot p \cdot \epsilon}, \quad (3.61)$$

donde $\nu = 2.42$ para el ^{235}U [3], y se han tomado, en los cálculos por simplicidad, el factor de fisiones rápidas $\epsilon = 1$ y la probabilidad de escape a las resonancias $p = 1$.

3.4.7 Producción de venenos en una caída de potencia de un reactor

El veneno más importante en un reactor térmico es el ^{135}Xe , que tiene un periodo de desintegración de 9.2 h. Se forma a partir de la desintegración del ^{135}I , además de producirse directamente como producto de fisión. Como la mayor parte del xenón es producido por el decaimiento del yodo, es necesario conocer la variación de la concentración del yodo en el reactor para poder determinar la cantidad de xenón que se produce en este. La concentración del yodo viene dada por la expresión:

$$\frac{dI}{dt} = \gamma_I \bar{\Sigma}_f \phi_T - \lambda_I I \quad (3.62)$$

donde I es el número de átomos/cm³ de yodo, γ_I son los átomos de ^{135}I generados por fisión y $\bar{\Sigma}_f$ es la sección eficaz macroscópica media de fisión térmica. Parte del yodo procede de la desintegración del ^{135}Te , pero como la vida media de este es muy pequeña, supondremos que todo el yodo se produce instantáneamente como producto de fisión.

Como se explicó con anterioridad, el Xenón es un producto de fisión pero fundamentalmente proviene del decaimiento del yodo. Así, la tasa total de formación del ^{135}Xe es $\gamma_X \bar{\Sigma}_f \phi_T + \lambda_I I$. Además, parte del xenón desaparecerá debido a la captura de neutrones, por tanto, la variación de la concentración de ^{135}Xe se puede expresar como:

$$\frac{dX}{dt} = \lambda_I I + \gamma_X \bar{\Sigma}_f \phi_T - \lambda_X X - \bar{\sigma}_{aX} \phi_T X \quad (3.63)$$

donde X es la concentración de xenón en átomos/cm³ y $\bar{\sigma}_{aX}$ es la sección eficaz media de absorción térmica.

3.4.8 Cálculo de la variación de venenos en función de la potencia del reactor

Cuando se produce una disminución de la potencia del reactor, el flujo neutrónico $\phi(t)$ se reduce, lo que afecta tanto a la producción como a la destrucción del ^{135}I y ^{135}Xe . En este apartado se analiza la evolución temporal de sus concentraciones tras una reducción de potencia desde 3200 MWt hasta 0 MWt durante un tiempo variable (Se ha tomado la potencia del reactor de Chernóbil que se accidentó).

Antes de comenzar a disminuir la potencia del reactor, consideramos que ha estado operando un largo tiempo a potencia constante de 3200 MWt. En estas condiciones, las concentraciones de I y Xe expresadas en átomos por centímetro cúbico, vienen determinadas por las ecuaciones (3.62) y (3.63), haciendo $\frac{dI}{dt} = \frac{dX}{dt} = 0$. Obtenemos:

$$I(0) = \frac{\gamma_I R_f(0)}{\lambda_I}, \quad X(0) = \frac{\lambda_I I(0)}{\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe} \phi(0)} \quad (3.64)$$

- $R_f(0) = \frac{\text{n}^\circ \text{ fisiones}}{V} = \frac{1 \times 10^{20}}{7.92 \times 10^8 \text{ cm}^3} = 1.26 \times 10^{11} \text{ fisiones} \times \text{cm}^{-3}$ es el número de fisiones por unidad de volumen
- El núcleo del reactor de Chernóbil, en el que estamos interesados, tiene una geometría cilíndrica de 7 m de altura y un radio de 6 m lo que resulta un volumen de 792 m³.
- Consideramos un flujo inicial aproximado de $\phi(0) = 5 \times 10^{14} \text{ n} \times \text{cm}^{-2} \times \text{s}^{-1}$, que es una estimación razonable para un reactor de este tipo.

Teniendo en cuenta que $\gamma_I = 0.0639$ es la cantidad promedio de yodo creado por desintegración (despreciamos γ_{Xe}), $\lambda_I = 2.87 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ y $\lambda_{Xe} = 2.09 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ obtenemos:

- $I(0) = 2.81 \times 10^{16} \text{ átomos/cm}^3$.
- $X(0) = 6.11 \times 10^{12} \text{ átomos/cm}^3$.

Con las condiciones iniciales anteriores, estudiamos la variación de Xenón al decaer la potencia en un tiempo muy pequeño (parada brusca), en 6 horas y en 12 horas. La resolución numérica del sistema de ecuaciones (3.62) y (3.63) se realiza mediante el método explícito de Euler, con un paso temporal $\Delta t = 0.01 \text{ h}$.

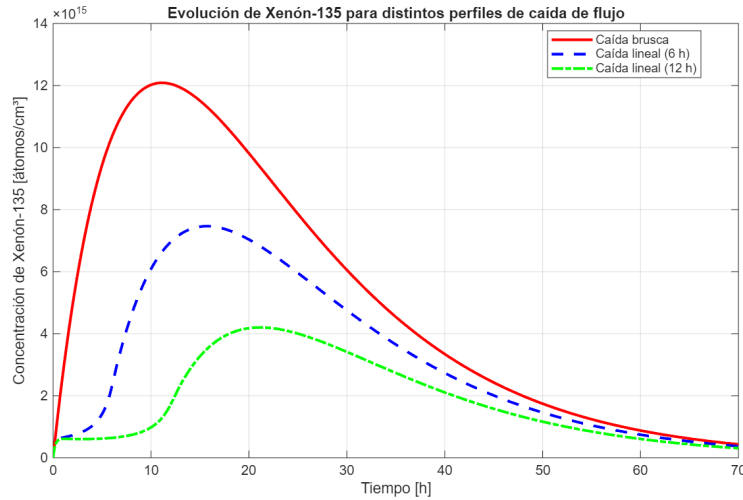


Fig. 3.5: Evolución del Xenón en función del tiempo de caída de la potencia.

Los resultados obtenidos muestran que tras la reducción de potencia:

- La concentración de xenón presenta un aumento transitorio —conocido como pico de xenón— seguido de un decrecimiento conforme cesa su producción y se mantiene el decaimiento.
- En el caso de la parada brusca del reactor, se observa que el aumento de la concentración de Xenón es mayor, esto se debe a que no hay un flujo de neutrones que contribuya a la destrucción del ^{135}Xe .
- A medida que la parada del reactor es más paulatina, la curva se vuelve más suave, esto es muy importante para reactores pequeños donde no hay mucha reactividad en reserva disponible, facilitando así su arranque en cualquier momento.
- Finalmente, alcanzará un nuevo estado de equilibrio correspondiente a la potencia reducida.

3.4.9 Tiempo muerto del reactor

Cuando un reactor nuclear cesa su actividad por motivos de mantenimiento o recarga de combustible, el flujo de neutrones disminuye hasta cero, lo que provoca que la producción de xenón continúe debido al decaimiento del ^{135}I , pero que su destrucción por absorción neutrónica se detenga. Por tanto, como se observa en la Fig. 3.5, se produce un aumento inicial de la concentración de este isótopo seguido de una posterior disminución. Este incremento inicial genera una reactividad negativa adicional en el reactor (ver Fig. 5.7), dificultando su arranque hasta que la concentración de xenón disminuya. Este intervalo de tiempo se conoce como *tiempo muerto del reactor*.

Una forma de reducir este tiempo de espera consiste en incrementar el flujo de neutrones, ya sea mediante la extracción de las barras de control, lo que puede incrementar la inestabilidad del reactor, o mediante la adición de compuestos radiactivos emisores de neutrones.

La *máxima reserva de reactividad* se define como la cantidad máxima de reactividad que puede introducirse de forma segura en un reactor para permitir su arranque mediante la extracción de las barras de control.

3.4.10 Liberación de energía después del apagado del reactor

Tras apagar el reactor, los productos de fisión siguen liberando cierta energía en forma de rayos gamma. La energía emitida por estos productos depende del tiempo, T , que ha estado el reactor en funcionamiento T . A partir de las ecuaciones (2.22) y (2.21) se puede estimar fácilmente la potencia emitida en un tiempo t después del apagado del reactor, obteniendo la función de Borst-Wheeler [2]:

$$P(t, T) = 0.062P_0 [t^{-0.2} - (t + T)^{-0.2}] \text{ [Vatios,]} \quad (3.65)$$

donde P_0 es la potencia a la que ha estado el reactor en vatios y T es el tiempo en segundos.

Debido a los tiempos de vida medios de los productos de fisión que se toman para esta expresión, la función de Borst-Wheeler es una buena aproximación para rangos de tiempo de hasta unos 12 días. Si lo que se busca es la energía total emitida a lo largo del tiempo t , basta con integrar (3.65):

$$E_t(t, T) = \int_0^t P(t', T) dt' = \int_0^t P_0 [t'^{-0.2} - (t' + T)^{-0.2}] dt' \quad (3.66)$$

Obteniendo:

$$E(t, T) = 0.0775P_0 [t^{0.8} - (t + T)^{0.8}] \quad (3.67)$$

4 Reactores Nucleares RBMK y BWR

A continuación se explicará brevemente el funcionamiento de un reactor nuclear haciendo especial hincapié en los reactores RBMK (Reactor de condensador de alta potencia) y BWR (reactor de agua en ebullición) que son los que se utilizaban en la central de Chernóbil y Fukushima respectivamente.

4.1 Elementos básicos de un reactor

Un reactor nuclear emplea el proceso de fisión nuclear, mediante el cual los núcleos de ciertos átomos pesados (como el ^{235}U o el ^{239}Pu) se dividen en dos nuevos núcleos (productos de fisión), que se repelen fuertemente debido a la energía de Coulomb, emitiéndose varios neutrones (generalmente 2 o 3). Posteriormente, los productos de fisión se desexcitan emitiendo fotones y algunos neutrones se desintegran en protones, partículas beta y anti-neutrinos. La energía cinética de los productos de fisión (y de los neutrones y electrones) se transforma en calor al frenarse en el reactor. La energía de los fotones o rayos gamma también se absorbe casi en su totalidad en el reactor. La sección eficaz de los antineutrinos es muy pequeña y escapan casi en su mayoría sin interactuar en el reactor. Este calor es el que se utilizará para poder generar el vapor que moverá las turbinas generando electricidad. Los componentes básicos de un reactor nuclear térmico son:

- Combustible nuclear: compuesto por materiales físis como ^{235}U o ^{239}Pu , o elementos fisionables como el ^{238}U o ^{232}Th (a energías del orden de los MeV). Generalmente se suele utilizar en forma de pastillas cilíndricas de unos pocos cm^3 de volumen que se insertan en barras de varios metros de longitud.
- Moderador: está compuesto por sustancias como agua (ligera o pesada) o grafito, que se utilizan para ralentizar los neutrones rápidos, aumentando la probabilidad de que sean absorbidos por núcleos físis y produzcan fisión en reactores térmicos.
- Barras de control: hechas de materiales como cadmio, boro o hafnio, que absorben neutrones y regulan la velocidad de la reacción en cadena.
- Refrigerante: Fluido (agua, gas o metal líquido) que extrae el calor generado por la fisión y lo transfiere a un sistema secundario.
- Vasija del reactor: Contenedor que alberga el núcleo del reactor, incluyendo el combustible, el moderador y el refrigerante.
- Generador de vapor: Transfiere el calor del refrigerante primario al circuito secundario, generando vapor para mover una turbina (en reactores tipo PWR).
- Turbina y generador eléctrico: El vapor generado anteriormente mueve la turbina, accionando un generador para producir electricidad.
- Sistema de contención: Estructura diseñada para evitar la liberación de material radiactivo al medio ambiente y proteger al reactor del exterior, normalmente consiste en una cúpula de hormigón armado, un material altamente absorbente de la radiación.

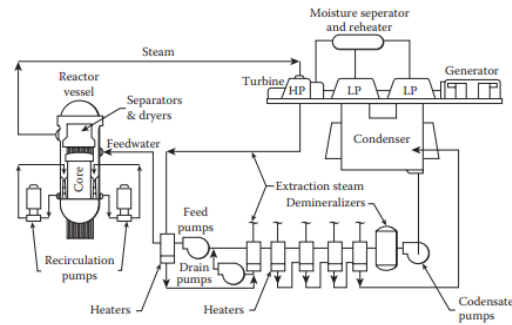


Fig. 4.1: Esquema de un reactor nuclear BWR [4].

4.2 Proceso de encendido de un reactor

Con todas las barras de control introducidas en el reactor, si se arranca por primera vez o se utiliza combustible fresco, se suele introducir una fuente de neutrones en el núcleo para iniciar la reacción en cadena.

Después, se van extrayendo las barras de control de forma progresiva para poder aumentar la reactividad del combustible de forma controlada y alcanzar la potencia deseada para producir electricidad.

4.3 Reactor RBMK-1000

En la planta de producción de energía de Chernóbil se utilizaba un reactor de tipo RBMK-1000, el cual es un tipo de reactor que utiliza grafito como moderador y está refrigerado por agua. El agua ligera se lleva a ebullición en tubos de presión orientados verticalmente. La mezcla de vapor y agua se envía a separadores de tambores de vapor, y el vapor se utiliza directamente para mover una turbina.

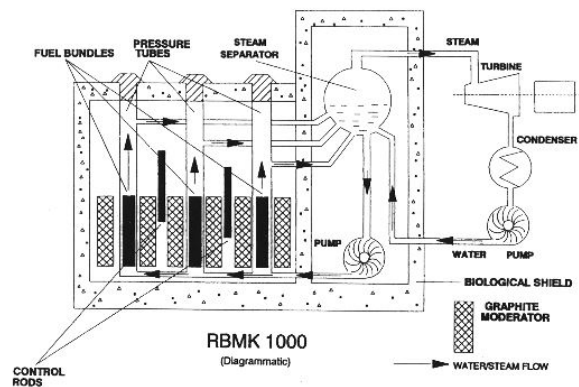


Fig. 4.2: Esquema de un reactor RBMK.[5]

Las características generales de este tipo de reactor se muestran en la Fig. 4.2. Los tubos de presión contienen el combustible, y el agua ligera que entra en la parte inferior del canal de combustible se lleva a ebullición, convirtiéndose aproximadamente el 10 % de su peso en vapor. La mezcla de vapor y agua pasa a los tambores de vapor y se suministra

vapor prácticamente seco y saturado directamente a la turbina. El vapor de escape se condensa y regresa al espacio de agua en los tambores de vapor a través de varias etapas de calentamiento.

Este tipo de reactores tienen un coeficiente de vacío positivo. Esto es así, porque si su potencia aumenta o el flujo de agua disminuye, se produce más vapor en los canales de combustible y el vapor reduce la absorción de neutrones con relación al agua líquida, lo que lleva a un aumento de las fisiones en el combustible y, por tanto, de la potencia. Este hecho se ve compensado por el efecto de la temperatura del combustible, que al aumentar la temperatura se ensanchan las resonancias de absorción de neutrones en el combustible debido al efecto Doppler. Esto lleva a un aumento del flujo neutrónico a energías de las resonancias y, por tanto, a una mayor absorción de neutrones en estas. Esto produce una disminución del flujo de neutrones a energías térmicas y, por tanto, a una disminución de la potencia del reactor al aumentar la temperatura. Es muy importante el hecho de que, a baja potencia (menos del 20 % de la potencia máxima), el coeficiente de vacío positivo se convierte en el efecto dominante y el reactor se vuelve inestable y propenso a aumentos repentinos de potencia.

4.3.1 Margen de Reactividad Operacional

El Margen de Reactividad Operacional (ORM, por sus siglas en inglés) es un aspecto fundamental en la operación de reactores nucleares, especialmente en los reactores de tipo RBMK. Este margen hace referencia al número de barras de control equivalentes que permanecen insertadas en el núcleo del reactor durante su funcionamiento.

Las barras de control son dispositivos que absorben neutrones y regulan la tasa de reacción nuclear, permitiendo mantener el reactor en condiciones seguras y estables. Mantener un ORM adecuado es esencial para garantizar la seguridad del reactor. Un margen de reactividad insuficiente puede llevar a una inestabilidad en la reacción en cadena, aumentando el riesgo de incidentes.

Un ejemplo de las consecuencias de una gestión inadecuada del ORM es el accidente de Chernóbil. En este caso, el ORM cayó por debajo del mínimo operativo requerido, contribuyendo a la catástrofe. Los operadores permitieron que el número de barras de control insertadas disminuyera por debajo del límite seguro, lo que resultó en una reactividad excesiva y, finalmente, en la explosión del reactor.

Diseño de las barras de control en forma telescópica

En el reactor de Chernobyl, cada barra de control constaba de un absorbente y un desplazador de grafito, (ver la Fig. 4.3). El absorbente es la parte de la barra que absorbe neutrones para controlar la reacción en cadena. Los desplazadores de grafito se encuentran en ambos extremos del absorbente. El desplazador inferior contribuye a aumentar la reactividad al evitar que el agua refrigerante entre en el espacio que deja la barra al introducirse en el reactor.

El desplazador de grafito está conectado al absorbente a través de un sistema telescópico con un espacio lleno de agua de 1.25 m. Este diseño implica que, cuando la barra se retira por completo, el desplazador se sitúa en el centro de la región del combustible. Al recibir una señal de parada de emergencia, la barra cae y el desplazador desplaza el agua de la parte inferior del canal, introduciendo reactividad positiva en la parte inferior del núcleo.

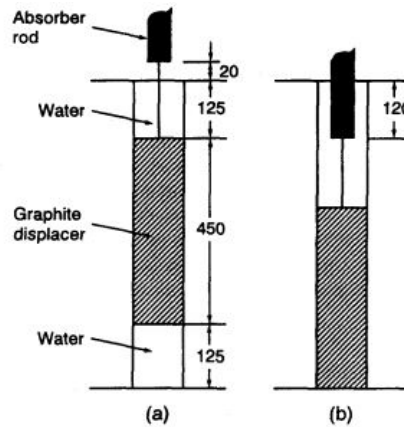


Fig. 4.3: Esquema de las barras de control de emergencia del reactor de Chernóbil a) extraídas y b) insertadas [6]. Las dimensiones se dan en cm. Los 7 metros inferiores de la figura se corresponden con el núcleo del reactor.

Tipos de barras de control en el reactor de Chernóbil

- De un total de 211 barras de control, 187 se insertan en el núcleo desde arriba.
- Había 24 barras acortadas que se insertan desde abajo para aplanar la distribución de potencia.
- 12 barras de las 187 se utilizan para el control automático.

4.3.2 Problema de Diseño de las Barras de Control del reactor de Chernóbil

Las barras de control utilizadas en el reactor **RBMK-1000** de Chernóbil presentaban un **grave defecto de diseño** que contribuyó decisivamente en el accidente.

- **Punta de grafito:** La parte inferior de cada barra de control era de grafito, mientras que el resto de la barra contenía boro, un absorbente de neutrones.
- **Desplazamiento del agua:** Cuando las barras estaban completamente extraídas, la parte inferior del reactor estaba llena de agua, que actuaba como un moderador y, lo que es más importante, como un absorbente de neutrones.
- **Efecto inesperado al insertarlas:** Al insertar las barras de control para detener el reactor, el primer efecto de estas era desplazar el agua en la parte inferior del reactor para reemplazarla por grafito, que es peor absorbente de neutrones.
- **Aumento de la reactividad al insertar las barras de control:** Al comenzar a insertar las barras de control y desplazarse la parte de grafito, se produce un aumento de la reactividad en la parte inferior del reactor, provocando un aumento súbito de la potencia en esta zona, como se muestra en la Fig. 4.4.

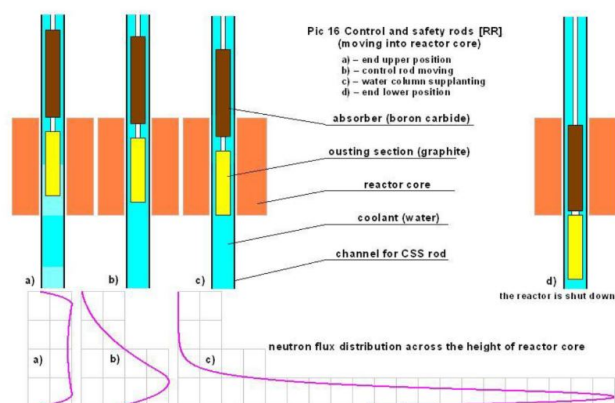


Fig. 4.4: Barras de control y su efecto sobre el flujo de neutrones [7].

4.3.3 Consecuencia del diseño de las barras de control en el reactor de Chernóbil

Cuando se presionó el botón de parada **AZ-5** del reactor (al sospechar, posiblemente, un aumento excesivo de la potencia del reactor), las barras de control comenzaron a descender, pero el movimiento de la parte de grafito incrementó la potencia en la parte inferior del reactor en lugar de reducirla. Esto aceleró aún más la reacción en cadena, generando una cantidad descontrolada de calor y presión del vapor de agua en los tubos, lo que finalmente llevó a la explosión del reactor.

Este defecto de diseño era conocido, pero no se había corregido en los reactores RBMK antes del accidente. Después del accidente de Chernóbil, se rediseñaron las barras de control, eliminando la punta de grafito, con lo que se mejoró la seguridad de este tipo de reactores.

4.4 Reactores BWR

La central nuclear de Fukushima Daiichi, antes del accidente de 2011, estaba compuesta por 6 reactores de agua en ebullición (BWR). Este tipo de reactores constan de los siguientes componentes principales:

- **Núcleo del reactor:** Contiene, en particular, el combustible nuclear y las barras de control.
- **Vasija de presión del reactor (RPV):** Contiene el núcleo del reactor y el refrigerante.
- **Vasija de contención primaria (VCP):** Encierra la vasija de presión del reactor para prevenir la liberación de material radiactivo al medio ambiente durante un accidente. La atmósfera de esta vasija se llena de nitrógeno inerte, y también cuenta con un disco de ruptura que se fractura cuando la presión interna supera un cierto nivel, evitando así un venteo descontrolado.
- **Cámara de supresión (S/C):** Actúa como sumidero de calor y acumula el vapor que impulsa la turbina del sistema de refrigeración del núcleo del reactor aislado.

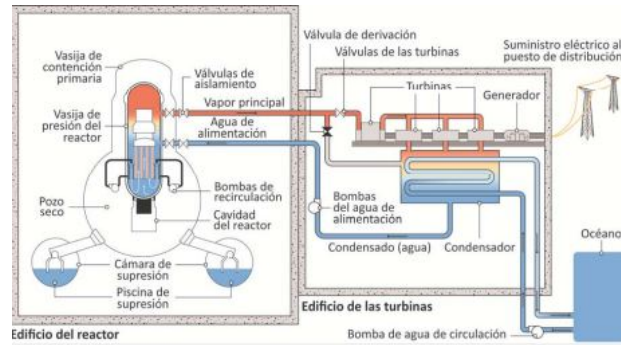
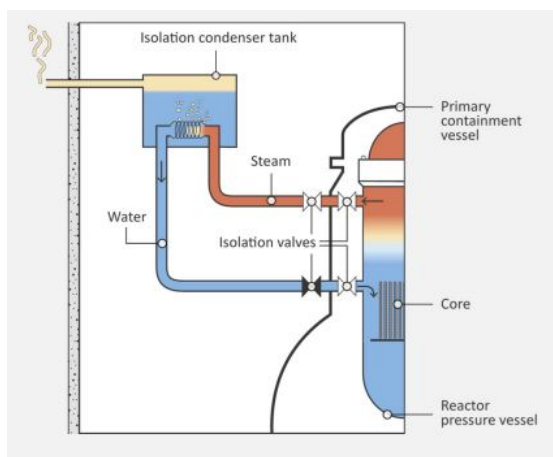


Fig. 4.5: Esquema del sistema de un reactor BWR [8].

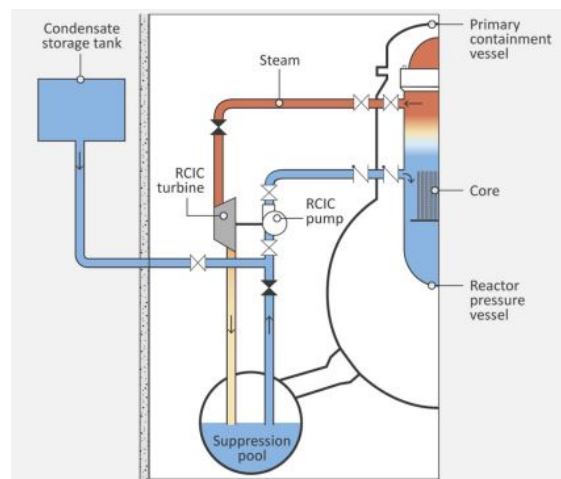
- **Piscina de combustible gastado:** Se usa para almacenar el combustible nuclear gastado. Como este contiene elementos que se están desintegrando, es necesario extraer el calor generado.

Adicionalmente, es importante comprender las siguientes características de los reactores BWR utilizados en Fukushima:

- Los reactores BWR tienen sistemas para enfriar el núcleo a alta presión después de la parada del reactor, cuando este se aísla de las turbinas.
- La unidad 1 de Fukushima utilizaba el sistema del condensador de aislamiento para la refrigeración (Fig. 4.6 (a)).
- Las unidades 2 a 6 utilizaban el sistema de refrigeración del núcleo del reactor aislado (RNRA), que usa vapor del reactor para impulsar una turbina que inyecta agua en el reactor a alta presión. El calor se absorbe en la piscina de supresión, y este sistema está diseñado para funcionar por lo menos cuatro horas (Fig. 4.6 (b)).



(a) Sistema de refrigeración del condensador aislado.



(b) Sistema de refrigeración del núcleo aislado.

Fig. 4.6: Esquema de los sistemas de refrigeración de la planta [8].

En condiciones normales, la refrigeración en parada de un reactor BWR se realiza derivando vapor al condensador principal, sin pasar por las turbinas. Sin embargo, cuando el reactor está aislado de la red eléctrica, esta vía no está disponible. Los sistemas de seguridad de refrigeración están diseñados para resistir un apagón por un período limitado de tiempo (de 4 a 72 horas), durante el cual se utilizan baterías de corriente continua, convertidores y fuentes secundarias de reserva de corriente alterna. Durante el accidente, se utilizaron métodos alternativos de inyección de agua con vehículos antiincendios para enfriar el núcleo. En cuanto a la gestión del agua contaminada, después del accidente se almacenó en más de 800 depósitos, y se está tratando para extraer los radionúclidos. Se necesitan soluciones más sostenibles, incluyendo la posible reanudación de la descarga controlada en el mar. La TEPCO (Tokyo Electric Power Company) y los organismos competentes del Gobierno del Japón elaboraron un plan estratégico para la estabilización y clausura de la central nuclear dañada. Se elaboraron planes para la gestión del combustible gastado y los restos de combustible, y comenzó la retirada de combustible de las piscinas de combustible gastado. La retirada del combustible de la piscina de combustible gastado de la Unidad 4 finalizó en diciembre de 2014.

4.4.1 Características Principales de los Reactores BWR

En los BWR (ver Fig. 4.5), el agua circula directamente a través del núcleo del reactor y se calienta debido a la fisión de los núcleos de uranio. A medida que el agua se calienta, empieza a hervir, y el vapor producido se separa del agua líquida mediante un separador de vapor. Este vapor es luego dirigido hacia las turbinas que generan electricidad. Después se enfría para ser condensado y es reintroducido al reactor nuevamente.

El agua en los BWR también actúa como moderador, lo que significa que ayuda a ralentizar los neutrones generados durante la fisión nuclear, favoreciendo su absorción en el ^{235}U para producir nuevas fisiones.

4.4.2 Utilización del combustible MOX

En la central nuclear de Fukushima Daiichi, el reactor número 3 operaba con combustible MOX (Mixed Oxide Fuel), una combinación de óxidos de uranio y plutonio. Este tipo de combustible fue introducido en agosto de 2010, y para septiembre del mismo año, aproximadamente el 6 % de las barras de combustible del reactor estaban compuestas por MOX.

El uso de MOX conlleva ciertas diferencias con respecto al combustible de uranio enriquecido. Debido a la presencia de plutonio, el MOX es más radiactivo y radiotóxico, lo que exige mayores medidas de seguridad tanto en su fabricación como en su manipulación para minimizar riesgos para los trabajadores y el medio ambiente. Además, el combustible irradiado genera más calor y mantiene su radiotoxicidad durante más tiempo debido a la presencia de plutonio, lo que dificulta su almacenamiento y gestión una vez utilizado.

Durante el accidente de Fukushima en 2011, el reactor 3, que contenía MOX, sufrió una explosión de hidrógeno que dañó severamente su estructura y liberó material radiactivo al entorno. Aunque todos los reactores afectados contenían plutonio generado durante su funcionamiento normal, la presencia de MOX en el reactor 3 generó mayor preocupación, debido a las propiedades particulares del plutonio en este tipo de combustible.

Por tanto, aunque el MOX permite reutilizar plutonio y reducir ciertos residuos nucleares, su uso en reactores como los de Fukushima plantea desafíos adicionales en términos de seguridad y manejo, especialmente en situaciones de emergencia.

5 Accidentes de Chernóbil y Fukushima

A continuación se detallarán los dos accidentes más importantes de la historia de la energía nuclear explicando el tipo de reactor nuclear de las centrales involucradas, las causas del accidente y posibles mejoras en el diseño del reactor o la central para futuros diseños.

5.1 Accidente de Chernóbil

5.1.1 Contexto del accidente

El accidente de Chernóbil ocurrió el 26 de abril de 1986 en la central nuclear Vladímir Ilich Lenin, ubicada en el norte de Ucrania, que en ese momento formaba parte de la Unión Soviética. Este evento es considerado el peor desastre nuclear de la historia, liberando una gran cantidad de material radiactivo al medio ambiente.



Fig. 5.1: Localización de la central de Chernóbil [9].

El accidente tuvo lugar durante una prueba de seguridad en el reactor número 4 de la central. La prueba buscaba verificar si, en caso de un corte de suministro eléctrico externo, la inercia de las turbinas podía generar suficiente energía para mantener las bombas de refrigeración del reactor en funcionamiento hasta que los generadores diésel de emergencia se activaran.

5.1.2 Preparativos y Desarrollo de la Prueba

- **Reducción de la potencia:** El 25 de abril, la potencia del reactor se redujo al 50 % para preparar la prueba (ver Fig. 5.2). Uno de los dos turbogeneradores del reactor (números 7 y 8 de la planta) fue apagado y los sistemas de la planta se conectaron al turbogenerador número 8, que sería utilizado en la prueba.
- **Desactivación del sistema de refrigeración de emergencia (ECCS):** Para evitar que el sistema de refrigeración de emergencia se activara accidentalmente durante la prueba, este fue desactivado. Esta decisión violó los protocolos de seguridad y dejó al reactor sin un sistema de protección vital. El ingeniero jefe autorizó esta acción.

- **Retraso en la prueba:** La prueba se retrasó nueve horas debido a una solicitud del controlador de la red eléctrica. Este retraso prolongó el tiempo durante el cual el sistema de refrigeración de emergencia permaneció inactivo, aumentando el riesgo.

5.1.3 Reanudación de la Prueba y el Accidente

- **Desarrollo de la prueba:** Se planeaba reducir la potencia del reactor a un rango de 700-1000 MWt para realizar la prueba. Sin embargo, al intentar disminuir la potencia desde 1600 MWt, no se activó la condición automática que garantizaba que esta no descendiera por debajo de 700 MWt. Como resultado, la potencia cayó drásticamente hasta 30 MWt. Este descenso se debió principalmente a la reducción de la ebullición del agua, lo que disminuyó la cavitación y aumentó la absorción de neutrones, reduciendo excesivamente la potencia.
- **Intento de aumentar la potencia:** Tras la caída a 30 MWt (ver Fig. 5.2), los operadores intentaron restablecer la potencia a los 700-1000 MWt necesarios para la prueba. Sin embargo, la acumulación de venenos de neutrones dificultó el proceso, obligando a extraer casi todas las barras de control. A bajas potencias (menos de 700 MWt), los reactores RBMK, como el de Chernóbil, son altamente inestables debido al efecto de cavitación. Este fenómeno provoca un aumento de la reactividad con el incremento de temperatura, superando la reducción de reactividad causada por la absorción de neutrones en la región de resonancias del combustible (por el efecto Doppler). Debido a estas inestabilidades, los operadores no lograron alcanzar la potencia deseada y, tras 30 minutos de intentos, estabilizaron el reactor en 200 MWt. A pesar de no ser la potencia ideal, decidieron continuar la prueba para evitar retrasarla un año más debido a la próxima parada de mantenimiento. En este punto, se activaron las bombas de refrigeración 7 y 8, lo que redujo la reactividad del reactor, obligando al sistema a extraer aún más barras de control. Un operador asistió manualmente en este proceso para evitar una extracción excesiva.

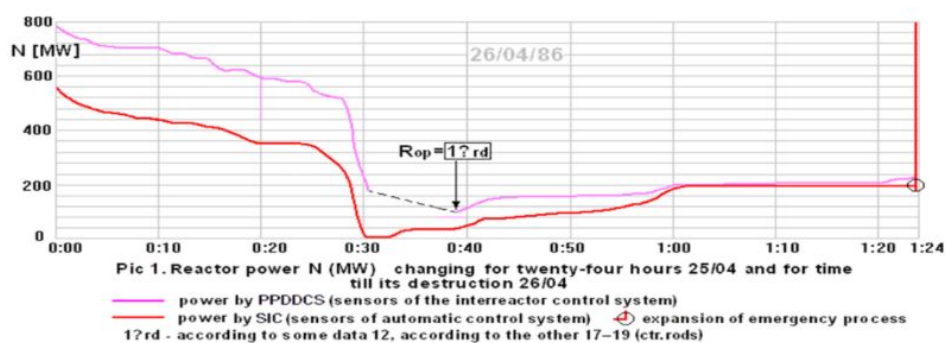


Fig. 5.2: Evolución de la potencia del reactor de Chernóbil con el tiempo [10].

- **Inicio del test y condiciones peligrosas:** Antes de iniciar la prueba, la activación de las bombas 7 y 8 incrementó el caudal de refrigeración, reduciendo la cavitación y aumentando la absorción de neutrones. Como consecuencia, fue necesario extraer aún más las barras de control, lo que incrementó la peligrosidad del reactor.

- **Continuación del test: Cierre de válvulas y prueba de inercia del generador:** En la madrugada del 26 de abril, se cerró el flujo de vapor hacia el turbogenerador número 8, permitiéndole girar por inercia. De este turbogenerador se suministraba energía a las bombas de refrigeración principales y a los generadores de vapor del reactor, simulando la carga eléctrica del sistema ECCS y de otros equipos del reactor-central considerados críticos para la seguridad del reactor. También, se daría la señal de arranque a los motores diesel en marcha en caso de un "design basic accident" (un accidente hipotético considerado en el diseño del reactor). Conforme disminuyó la velocidad del generador, también se redujo la velocidad de las bombas de circulación principales. Esto dio lugar a un aumento paulatino de la temperatura del refrigerante y de la cavitación (esto es, del volumen de vapor). (Nótese que el valor de la temperatura del agua que entraba como refrigerante en el reactor era próximo al de ebullición y permitía que el agua pasase de la fase líquida a vapor con facilidad, cambiando significativamente la reactividad). Ello llevó a un aumento progresivo de la reactividad, con lo que dos grupos de barras de control fueron introducidas automáticamente.
- **Activación de la parada de emergencia (AZ-5):** Poco antes de darse por concluido el test, por razones no completamente esclarecidas, Anatoly Akimov, jefe de turno en la sala de control, ordenó presionar el botón de parada de emergencia AZ-5 (SCRAM EPS-5).

Según testimonios:

- Metlenko (empleado de una empresa energética presente en la sala de control) afirmó que el turbogenerador había descendido de 3000 rpm a 2500 rpm.
- Lysyuk (ingeniero eléctrico) indicó que Toptunov (técnico de control del reactor) advirtió que la potencia aumentaba rápidamente, lo que llevó a Akimov a saltar al panel y activar el AZ-5.
- Akimov dejó una nota afirmando que la primera explosión ocurrió tras presionar el botón AZ-5, cuando el turbogenerador giraba a unas 2100 rpm.

La activación del AZ-5 inició la inserción de 72 barras de control automáticas y 115 manuales (excepto 24 barras más cortas insertadas desde la parte inferior del reactor). Estas barras descendían a 0.4 m/s. Sin embargo, 3-4 segundos después de pulsar el botón AZ-5, la potencia del reactor aumentó repentinamente a 530 MWt, con un período del reactor inferior a 20 segundos.

Se cree que un segundo después, el reactor alcanzó una potencia extrema de 345 GWt (109 veces su potencia nominal). Los operadores oyeron ruidos de fracturas en los tubos de combustible y notaron que las barras de control se atascaron a unos 2-3 metros de su inserción total, en lugar de descender completamente (7 metros).

Se considera que en el siguiente segundo y medio, la potencia ascendió a 1480 GWt (470 veces el nivel normal). Se estima que medio segundo después alcanzó 12560 MWt, provocando la destrucción total del núcleo.

Se produjeron dos explosiones:

- La primera se atribuye al exceso de presión de vapor de agua en los tubos que rodeaban el combustible.
- La causa de la segunda no está completamente clara, pero se cree que pudo deberse a una combinación de hidrógeno generado en el núcleo, la interacción del combustible con vapor de agua a altas temperaturas y la presencia de oxígeno en la atmósfera.

La evolución exacta de la potencia del reactor tras presionar el botón AZ-5 se basa en estimaciones y podría no ser completamente precisa.

5.1.4 Causas del accidente

El accidente de Chernóbil fue el resultado de una combinación de fallos de diseño del reactor, errores de operación y una cultura de seguridad deficiente.

Fallos de diseño

El modelo de reactor RBMK presentaba varias vulnerabilidades que lo hacían particularmente peligroso en ciertas condiciones operativas:

- **Coeficiente de vacío positivo:** El reactor RBMK poseía un coeficiente de vacío positivo, especialmente a baja potencia. Esto implica que, cuando el refrigerante (agua) se transformaba en vapor, la reactividad del reactor aumentaba. En las condiciones del accidente, el coeficiente de vacío era aproximadamente seis veces mayor que durante operaciones por encima del 20 % de la potencia nominal.
- **Sistema de parada de emergencia deficiente:** El sistema de parada de emergencia (*scram*) presentaba un diseño problemático. Las barras de control estaban equipadas con extremos inferiores formados por desplazadores de agua. Al comenzar su inserción, estos desplazadores eran introducidos antes que el material absorbente de neutrones, lo cual generaba un aumento temporal de reactividad en lugar de reducirla. Esta característica contribuyó significativamente a la excursión de potencia durante el accidente.
- **Ausencia de contención:** A diferencia de los diseños occidentales, el reactor de Chernóbil carecía de una estructura de contención que aislara el núcleo en caso de accidente. Las explosiones térmicas y químicas destruyeron gran parte de la parte superior del edificio del reactor.
- **Diseño del núcleo:** El núcleo del reactor RBMK-1000 tenía grandes dimensiones y un diseño poco uniforme. Esto, sumado a la lentitud en el desplazamiento de las barras de control, facilitaba la aparición de fuertes irregularidades en la densidad de potencia volumétrica, lo que favorecía inestabilidades en la operación.
- **Margen de reactividad operativo (ORM):** La importancia del ORM para la seguridad no era plenamente comprendida por los operadores. Además, esta variable no estaba claramente disponible para ellos ni integrada en los sistemas automáticos de protección del reactor.

Fallos operacionales

El accidente tuvo lugar durante la realización de una prueba que no contaba con una planificación ni ejecución adecuadas. Las siguientes acciones operativas contribuyeron significativamente al desenlace del suceso:

- **Violación de procedimientos:** Los operadores llevaron a cabo una prueba mal planificada y sin coordinación con los responsables de seguridad del reactor. Se ignoraron precauciones fundamentales, y el personal carecía de una comprensión clara de los riesgos que implicaba la prueba.
- **Desconexión del sistema de refrigeración de emergencia (ECCS):** Con el objetivo de evitar que el sistema ECCS se activara durante la prueba, este fue desactivado. Esta decisión fue autorizada por el ingeniero jefe, dejando al reactor sin uno de sus sistemas de protección más críticos durante un tiempo prolongado. La acción evidencia una grave falta de cultura de seguridad.
- **Operación a baja potencia con configuración inadecuada:** El reactor operaba a un nivel de potencia extremadamente bajo, en torno a 200 MWt, con un número de barras de control insertadas inferior al mínimo requerido por las normas de operación segura. Esta configuración incrementaba notablemente el coeficiente de vacío positivo, haciendo que el reactor se volviera altamente inestable.
- **Falta de comprensión del comportamiento del reactor:** Los operadores no comprendían adecuadamente las características dinámicas del reactor RBMK, en particular su comportamiento a baja potencia. Además, los efectos de fenómenos como la cavitación, la acumulación de venenos de neutrones y la configuración de las barras de control no fueron considerados al momento de tomar decisiones operativas.
- **Percepción errónea del riesgo:** El personal trató la prueba como un procedimiento meramente eléctrico, sin tener en cuenta su impacto sobre la física del reactor.

Cultura de seguridad deficiente

En la antigua Unión Soviética se tenía una perspectiva global de la salud, según la cual era aceptable asumir riesgos "poco probables", lo que permitía reducir significativamente los elevados gastos en seguridad nuclear y destinar esos recursos al sistema público de salud (esa era su perspectiva política). Otra cuestión crítica que diferenciaba a Chernóbil de muchas centrales occidentales es que el reactor estaba parcialmente orientado a la producción de plutonio (material fisil por excelencia, véase Tabla 2.1) para armas nucleares. La extracción del plutonio se realizaba deslizando la cubierta superior del reactor, por lo que esta era muy simple y carecía de una estructura consistente. Además, la operación de Chernóbil estaba supeditada a decisiones militares que provenían directamente de Moscú, lo que dificultaba especialmente una gestión local eficaz. Más allá de los factores físicos o de los errores humanos, los aspectos socio-político-estratégicos jugaron un papel central. El accidente de Chernóbil no solo fue consecuencia de errores técnicos y operativos, sino que también se vio agravado por una cultura de seguridad deficiente, presente tanto en la central como en las instituciones responsables del diseño y la regulación nuclear en la Unión Soviética.

(téngase en cuenta que uno de los propósitos de esta central era la consecución de ^{239}Pu para la construcción de bombas).

- **Falta de comunicación efectiva:** No existía una coordinación adecuada entre los diferentes actores del ciclo nuclear: diseñadores, ingenieros, fabricantes, constructores, operadores y reguladores.
- **Responsabilidades mal definidas:** Las líneas de responsabilidad eran confusas y poco estructuradas, lo que dificultaba la toma de decisiones eficaces en materia de seguridad. Esta ambigüedad comprometía tanto la prevención como la respuesta ante emergencias.
- **Despriorización de la seguridad:** La seguridad nuclear no era una prioridad central en la gestión operativa ni en el diseño institucional. Esta actitud se reflejaba en la permisividad frente a la violación de protocolos, la ausencia de entrenamiento adecuado y la falta de inversión en sistemas de protección robustos.

5.1.5 Cálculo de la energía emitida tras el accidente

Para poder estimar la energía liberada durante algún tiempo después del accidente de Chernóbil, se utilizarán varios datos obtenidos de la Agencia de Seguridad Nuclear Europea, de donde se han obtenido las estimaciones del inventario de radionúclidos presentes en el reactor de Chernóbil el día 26 de abril de 1986 y los teóricamente liberados. Para determinación de la energía por decaimiento se han utilizado los datos tomados de [11] para las cantidades de radioisótopos junto con una aproximación detallada en el apéndice C. Supondremos que para tiempos inferiores a unos 12 días después del accidente, podemos calcular la energía emitida utilizando la función de Borst-Wheeler (3.65), que tiene en cuenta elementos de vida media corta, y para tiempos superiores haremos un cálculo considerando los elementos emitidos con una vida suficientemente larga indicados en la Tabla 5.1.

Total			Emitido	Energía liberada(keV) Q
Núcleo	$T_{1/2}$	Actividad(PBq)	Actividad (PBq)	
133Xe	5.3 d	6500	6500	346.0
131I	8.0 d	3200	1760	970.8
134Cs	2.1 a	180	54	2058.8
137Cs	30.0 a	280	85	1856.0
132Te	78.0 h	2700	1150	4090.0
89Sr	52.0 d	2300	115	1502.2
90Sr	28.0 a	200	10	546.0
140Ba	12.8 d	4800	240	1044.0
95Zr	64.0 d	5600	196	1126.3
99Mo	66.0 h	4800	168	1497.8
103Ru	39.3 d	4800	168	764.5
106Ru	371.8 d	2100	73	3584.4
141Ce	32.5 d	5600	196	583.5
144Ce	284.9 d	3300	116	3316.0
239Np	2.4 d	27000	95	722.8
238Pu	87.7 a	1	0.035	5593.2
239Pu	24100.0 a	0.85	0.03	5245.0
240Pu	6562.2 a	1.2	0.042	5255.8
241Pu	14.3 a	170	6	20.8
242Cm	162.9 d	26	0.9	6215.6

Tabla 5.1: Radionúclidos presentes y liberados en el reactor de Chernóbil [12].

Utilizando la Ec. (2.5) obtenemos la energía liberada por segundo de los radionúclidos indicados en la Tabla 5.1. El cálculo utilizando la función de Borst-Wheeler se ha supuesto que el reactor lleva funcionando 9 meses, que es lo que suele durar un ciclo de un reactor antes de ser sustituida una tercera parte de su combustible, a una potencia de 3200 MWt,

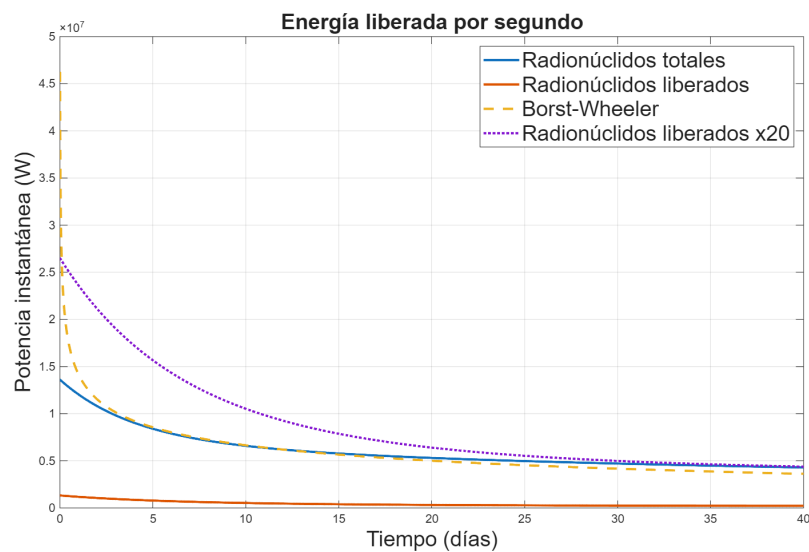


Fig. 5.3: Potencia emitida por los radionúclidos del reactor de Chernóbil después del accidente según se explica en el texto.

Como se puede observar, la potencia calculada con la función de Borst Wheeler corta con la potencia total de los radionúclidos debido a que, como se explicó anteriormente, esta función tiene también en cuenta los núcleos con menor tiempo de vida, por lo que a la larga decae más rápido que la potencia promedio emitida por todos los radionúclidos. Por otro lado, se observa una diferencia notable entre la energía que fue emitida por los residuos liberados frente a la que potencialmente pudo haberse emitido.

En la Fig 5.4 se representa la energía total producida por el reactor a partir del momento del accidente, para ello se utilizó la expresión (3.67) hasta los diez primeros días y posteriormente, se utilizó la expresión (2.6):

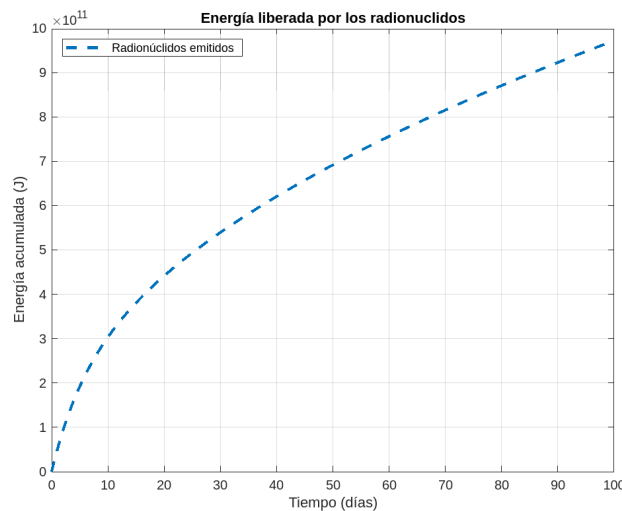


Fig. 5.4: Energía total producida por los radionúclidos del reactor durante los primeros días después del accidente.

Comparando la energía producida por los radionúclidos del reactor con la energía emitida por la bomba de Hiroshima que se estima de $2 * 10^{13} \text{ J}$, se puede ver que la primera es una magnitud 10 veces menor en los primeros 100 días.

5.1.6 Cálculo de la concentración de Xenón instantes antes del accidente.

En este apartado, determinamos la evolución de la concentración de Xe-135 (el veneno de neutrones más importante) durante las 13 h anteriores al accidente del reactor de Chernóbil. Suponemos que la potencia y el flujo del reactor, que son proporcionales entre sí, varían con el tiempo según se indica en la Fig. 5.5, que refleja lo ocurrido en el reactor de Chernóbil inmediatamente antes del accidente. Suponemos que el flujo neutrónico en las 13 horas anteriores al accidente viene dado por las ecuaciones::

$$\phi(t) = \begin{cases} \phi_0 \left(1 - \frac{t}{7}\right) & \text{si } 0 \leq t \leq 3.5 \text{ h} \\ \phi_1 & \text{si } 3.5 < t \leq 12.5 \text{ h} \\ \phi_1 - (\phi_1 - \phi_2) \left(\frac{t-12.5}{0.5}\right) & \text{si } 12.5 < t \leq 13 \text{ h} \\ \phi_2 + (\phi_3 - \phi_2) \left(\frac{t-13}{\epsilon}\right) & \text{si } 13 < t \leq 13 + \epsilon \text{ h} \\ \phi_3 & \text{si } t > 13 + \epsilon \text{ h} \end{cases} \quad (5.1)$$

donde ϕ_0 corresponde al flujo asociado a 3200 MWt, ϕ_1 al asociado a 1600 MWt, ϕ_2 al asociado a 30 MWt y ϕ_3 representa el flujo correspondiente a 200 MWt, potencia a la

que se realizó la prueba y el reactor sufrió el accidente poco después de estabilizarse, ϵ se considera un tiempo muy pequeño que se estima que es el tiempo que tardaron los operarios en estabilizar el reactor a 200 MWt.

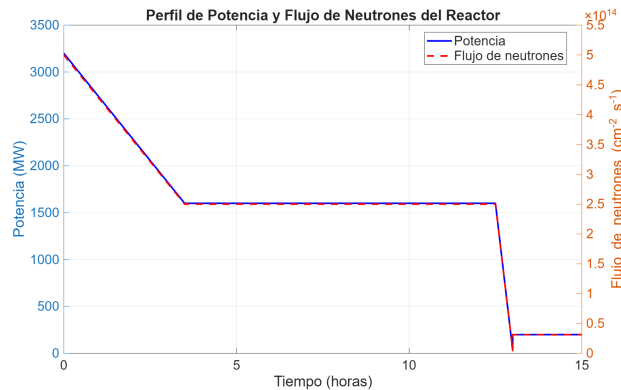


Fig. 5.5: Evolución del flujo de neutrones y la potencia del reactor de Chernóbil antes de la prueba.

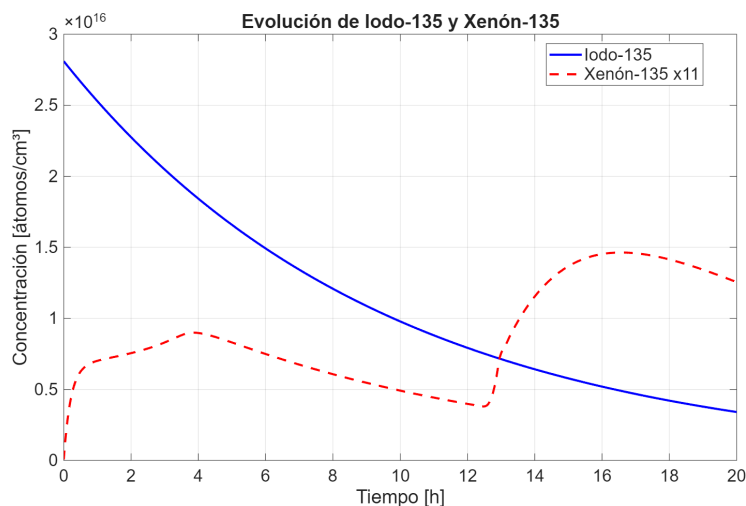


Fig. 5.6: Evolución de las concentraciones de ^{135}I y ^{135}Xe tras la reducción de potencia de 3200 MW a 200 MW en 13 horas.

La Fig. 5.6 muestra, en particular, la acumulación de ^{135}Xe en el reactor de Chernóbil antes del accidente. Vemos que al iniciar la última etapa de la prueba la concentración de ^{135}Xe es mucho mayor que la que había durante el funcionamiento normal del reactor. Como hemos discutido, la acumulación de venenos en el reactor antes del accidente fue determinante para que este se produjera. Este comportamiento es de gran relevancia operativa, puesto que el pico de xenón introduce una reactividad negativa adicional que puede dificultar el arranque del reactor si no se gestiona adecuadamente.

La Fig. 5.7 muestra el aumento en la reactividad negativa debido a la acumulación de Xenón en el reactor de Chernóbil, obtenido a partir de la ec.(3.61). Este aumento de la cantidad de ^{135}Xe fue causado por la disminución de la potencia, forzando a los trabajadores de la central a sacar barras de control para intentar contrarrestar este efecto, produciendo una gran inestabilidad que acabó desatando el accidente.

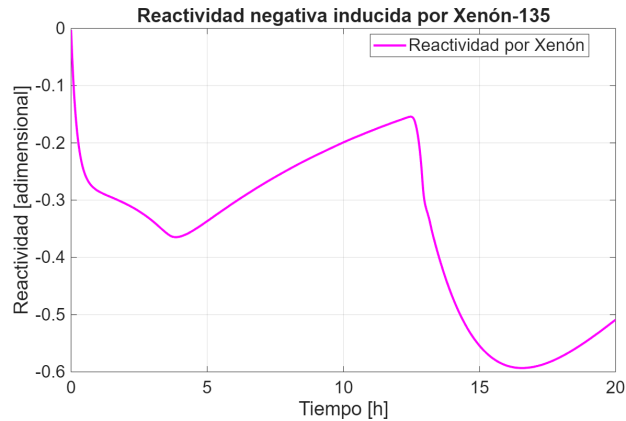


Fig. 5.7: Reactividad inducida por el ^{135}Xe en el reactor de Chernóbil momentos antes del accidente. Los resultados son válidos hasta el momento del accidente, $t \lesssim 13$ h.

5.1.7 Algunas mejoras propuestas en el diseño de los reactores RBMK

Aunque este tipo de reactores haya caído en desuso debido a su inestabilidad a bajas potencias. Después del accidente de Chernóbil, se propusieron e implementaron diversas mejoras en el diseño y la seguridad de los reactores nucleares, especialmente en los reactores RBMK. Estas modificaciones se enfocaron en corregir las deficiencias que contribuyeron al accidente y en fortalecer la seguridad general de las centrales nucleares.

Las principales mejoras se pueden resumir de la siguiente manera:

- **Aumento del número de barras de control** disponibles para la reducción de la potencia en caso de emergencia.
- **Limitación de la posición de extracción de las barras de control** a 1.2 metros por debajo de la parte superior del núcleo, reduciendo así la reactividad máxima debida al coeficiente de vacío.
- **Diseño mejorado de las barras de control** para evitar la introducción de reactividad positiva durante la inserción inicial. Las nuevas barras evitan columnas de agua en la parte inferior del núcleo del reactor y tienen un mayor poder de absorción de neutrones.
- **Introducción de un nuevo sistema de parada de emergencia de acción rápida**, insertando 24 barras de parada rápida en menos de 2.5 segundos.
- Consideración a largo plazo de un **sistema de parada rápida independiente**, posiblemente mediante la inyección de veneno (líquido, gas o sólido) en los canales de las barras de control.
- Se planeó **aumentar el enriquecimiento del combustible al 2.4 %** para reducir el coeficiente de vacío.

Por otro lado, se sugirieron mejoras en el control y la instrumentación de este tipo de reactores:

- Implementación de **sistemas de cálculo para el Margen de Reactividad Operacional**, con indicación numérica en la sala de control. El margen de reactividad operacional es una medida de la capacidad del reactor para modificar su reactividad dentro de los límites de operación segura, permitiendo su ajuste para mantener estabilidad y seguridad durante el ciclo de operación.
- **Reemplazo de los sistemas de control y protección del reactor**, desarrollando un sistema de monitoreo de la densidad de potencia multizona.

Por último, se realizaron cambios en la organización y escala de responsabilidades dentro del organigrama de trabajadores de las centrales, además de mejoras en el manejo de los reactores:

- **Clarificación de las responsabilidades** de mando y simplificación de la interfaz de los reactores para asistir a los operadores en la toma de decisiones en condiciones anormales.
- **Prohibición de la desconexión del sistema de protección de emergencia** mientras el reactor está en marcha.

Es importante destacar que la mayoría de estas mejoras se implementaron en los reactores RBMK después del accidente de Chernóbil, buscando reducir los riesgos asociados con su diseño y operación. También se mejoró la cultura de seguridad en las centrales nucleares, reconociendo que la seguridad no depende únicamente del diseño del reactor, sino también de las acciones de los operadores y del marco regulatorio.

5.2 Accidente de Fukushima

El accidente nuclear de Fukushima Daiichi ocurrió el 11 de marzo de 2011 en la central nuclear de Fukushima, Japón. Fue el resultado de un terremoto de magnitud 9.0 y un posterior tsunami que afectó gravemente las instalaciones de la planta (ver Fig. 5.8). Este evento es considerado el segundo peor desastre nuclear después de Chernóbil.



Fig. 5.8: Localización del epicentro del terremoto y la central nuclear de Fukushima [8].

La central nuclear de Fukushima constaba de seis reactores nucleares de tipo BWR; en el momento del accidente, las unidades 1,2 y 3 estaban operando, mientras que las unidades 4,5 y 6 se encontraban paradas debido a labores de mantenimiento y reposición de combustible.

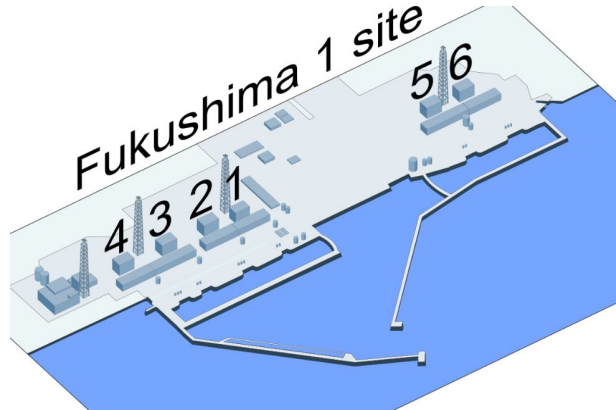


Fig. 5.9: Esquema de la planta de Fukushima [13].

5.2.1 Inicio del desastre

Cuando el terremoto golpeó la región de Fukushima, los reactores de la central que estaban en funcionamiento activaron automáticamente sus sistemas de apagado de emergencia (SCRAM), deteniendo la reacción en cadena de fisión nuclear. Sin embargo, los reactores aún generaban calor residual debido a la desintegración de los productos de fisión. Para disipar este calor, se activaron los generadores diésel de emergencia, ya que la planta perdió su conexión con la red eléctrica externa.

5.2.2 Impacto del tsunami

Aproximadamente 50 minutos después del terremoto, el tsunami alcanzó la central y superó las barreras de protección, inundando los edificios de los reactores y dañando algunos de los generadores diésel de emergencia. Como consecuencia, la planta quedó sin suministro eléctrico (blackout total), lo que impidió el funcionamiento de los sistemas de refrigeración. Aunque el motivo principal del accidente es, obviamente, el terremoto junto con el posterior tsunami, se produjeron numerosas deficiencias en ciertos protocolos de seguridad, que, junto con algunos fallos de diseño, debidos a una evaluación optimista de los riesgos, agravaron el accidente con sus posteriores consecuencias.

5.2.3 Fusión del núcleo y explosiones de hidrógeno

Cuando el tsunami llegó a la central de Fukushima, se inundaron las salas donde se encontraban los motores diesel de emergencia y estos dejaron de funcionar salvo el de la unidad 6. Sin refrigeración, la temperatura del combustible nuclear en los reactores 1, 2 y 3 aumentó rápidamente, provocando la fusión parcial de los núcleos. Además, la reacción entre el zirconio de las vainas del combustible y el vapor de agua generó hidrógeno, lo que llevó a explosiones en los edificios de los reactores 1, 3 y 4 en los días siguientes. Aunque la

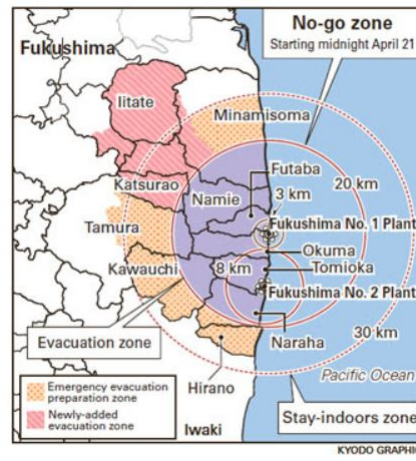


Fig. 5.10: Zona de evacuación debido al accidente [14].

central tenía sistemas de ventilación para evitar la acumulación del hidrógeno, no fueron lo suficientemente eficaces para liberarlo.

- No hubo medios disponibles para restablecer la refrigeración de los reactores.
- La pérdida de energía eléctrica y la falta de información imposibilitaron detener la progresión del accidente.
- No se pudo evitar la acumulación de hidrógeno dentro de los reactores causando explosiones.

5.2.4 Liberación de material radiactivo

A medida que los contenedores de los reactores se sobrecalentaban y sufrían daños, se produjo la liberación de material radiactivo a la atmósfera y al océano. Las autoridades japonesas establecieron una zona de evacuación de 20 km alrededor de la planta, afectando a más de 150,000 personas.

5.2.5 Medidas de mitigación

Los operadores de la planta intentaron inyectar agua de mar y ácido bórico en los reactores con el objetivo de enfriarlos y disminuir su reactividad, lo que provocó daños irreversibles en los sistemas internos.

5.2.6 Retrasos en la toma de decisiones por división de responsabilidades

La división de responsabilidades en la gestión del accidente de Fukushima retrasó la toma de decisiones en un momento crítico debido a varios factores organizativos y burocráticos. La gestión del accidente implicó a varias instituciones con roles distintos, como:

- **TEPCO:** Operador de la planta, responsable de la respuesta inmediata.
- **Gobierno Japonés:** Encargado de coordinar la respuesta a nivel nacional y establecer medidas de emergencia.

- **Agencia de Seguridad Nuclear e Industrial (NISA):** Supervisaba la seguridad nuclear y regulaba las plantas.
- **Primer Ministro y su Gabinete:** Tomaban decisiones políticas y de comunicación pública.

Cada una de estas entidades tenía autoridad sobre diferentes aspectos del accidente, lo que generó falta de coordinación y retrasos en la implementación de medidas urgentes.

- Las autoridades gubernamentales no recibieron información precisa y en tiempo real sobre la situación en los reactores, lo que afectó la toma de decisiones.
- TEPCO tardó en informar sobre la gravedad del daño en los reactores, posiblemente por temor a repercusiones políticas y económicas.
- Las órdenes del gobierno y la capacidad de respuesta técnica de TEPCO no estaban alineadas, lo que provocó ineficiencia y confusión.

Algunos de los ejemplos clave de cómo la división de responsabilidades impactó negativamente la respuesta incluyen:

- **Inyección de agua de mar:** Inicialmente, los ingenieros de TEPCO querían usar agua de mar para enfriar los reactores, pero se retrasó porque los directivos y el gobierno temían que esto dañara irreversiblemente los reactores.
- **Evacuación de la población:** Hubo incertidumbre sobre qué distancia de evacuación establecer, lo que causó demoras en la reubicación de miles de personas.
- **Activación del sistema de venteo de hidrógeno:** Se tardó en ventilar gases de hidrógeno acumulados en los reactores, lo que contribuyó a las explosiones en los edificios de contención.

En conjunto, la fragmentación de responsabilidades, la burocracia y la falta de coordinación impidieron una respuesta ágil y eficaz, permitiendo que la crisis se agravara con el paso de las horas y los días.

Con el tiempo, se implementaron medidas adicionales, como la construcción de muros subterráneos para evitar la filtración de agua contaminada y la descontaminación del área circundante.

Las fallas sistémicas en la evaluación de riesgos, diseño, gestión de accidentes y factores humanos, combinadas con un evento natural extremo, llevaron al accidente de Fukushima Daiichi. Este desastre ha impulsado cambios significativos en las regulaciones y prácticas de seguridad nuclear a nivel mundial.

5.2.7 Mejoras y cambios propuestos

A raíz del accidente nuclear, se realizaron varias propuestas y modificaciones en la gestión y dirección de las centrales nucleares, junto con cambios en el diseño de las plantas.

Mejoras en el Diseño del Reactor y Sistemas de Seguridad

Las lecciones aprendidas de accidentes nucleares han impulsado el desarrollo y la implementación de nuevas medidas de seguridad en los reactores nucleares. Estas mejoras buscan reducir el riesgo de fusión del núcleo, fortalecer la resistencia de las instalaciones ante eventos extremos y optimizar los sistemas de respuesta ante emergencias. A continuación, se presentan algunas de las principales estrategias adoptadas para aumentar la seguridad en los reactores de nueva generación y mejorar la protección en los existentes.

- Incorporación de **captadores de núcleo** (core-catchers), dispositivos diseñados para recoger y enfriar el material fundido del núcleo (corium) en caso de accidente, protegiendo así las contenciones primarias en los nuevos reactores.
- Mejora de la capacidad de **inundación de la contención** como estrategia para mitigar la fusión del núcleo.
- Desarrollo de **diseños de combustible más resistentes**, con mayor tolerancia a fallos y menor generación de hidrógeno.
- Reforzamiento de los **criterios de seguridad estructural**, con énfasis en la resistencia a terremotos y tsunamis, así como en la reevaluación de amenazas naturales.
- Optimización de los **sistemas de suministro eléctrico y refrigeración**, incorporando soluciones adicionales para afrontar pérdidas prolongadas de energía.
- Implementación de **sistemas robustos de inyección de agua** a alta y baja presión, utilizando equipos alternativos como bombas diésel.

6 Conclusiones

El análisis de los accidentes nucleares de Chernóbil y Fukushima permite comprender que, aunque ambos eventos tuvieron consecuencias catastróficas, sus causas subyacentes y sus contextos fueron sustancialmente diferentes. El accidente de Chernóbil fue principalmente el resultado de errores humanos y deficiencias de procedimiento, donde decisiones altamente cuestionables, como continuar una prueba crítica con un equipo humano que no estaba preparado para ello, y la retirada excesiva de barras de control para compensar el envenenamiento por xenón, llevaron a una situación de inestabilidad extrema. Este escenario se agravó por las características propias del diseño del reactor RBMK, el cual presentaba un coeficiente de reactividad térmico positivo a bajas potencias, así como un diseño inapropiado de las barras de control, que provocaba un aumento de la reactividad al inicio de su inserción en el reactor. Para ayudar a entender mejor estos problemas, en el trabajo determinamos la evolución de la concentración de ^{135}Xe en las 13 horas anteriores al momento del accidente, y su efecto en la reactividad del reactor.

El accidente de Chernóbil ha puesto en evidencia la importancia de que, durante el funcionamiento de un reactor, su período sea lo suficientemente largo en todo momento como para que la variación de potencia sea fácilmente controlable. Por esta razón, hemos aprovechado la ocasión para comparar los períodos de dos reactores homogéneos infinitos: uno con combustible de ^{235}U y otro de ^{232}Th , para una misma reactividad. Concluimos

que, gracias a las diferencias en los precursores de neutrones retardados entre ambos tipos de reactores, el período en el reactor de ^{232}Th sería significativamente mayor que en el de ^{235}U , lo que facilitaría su control.

Contrariamente a lo ocurrido con el reactor de Chernóbil, el accidente de Fukushima fue desencadenado por factores naturales de magnitud excepcional que no fueron adecuadamente considerados en la fase de diseño y planificación de la central. La subestimación del riesgo asociado a un terremoto de escala 9 y al posterior tsunami dejó a la planta sin capacidad de respuesta. La inundación de la ubicación de los generadores eléctricos, que incapacitó el funcionamiento de estos y el de los sistemas de refrigeración de emergencia, la insuficiencia de los repositorios de agua para refrigerar el núcleo del reactor, y la falla en los sistemas de ventilación de hidrógeno del edificio de contención del reactor contribuyeron a agravar la crisis.

En definitiva, mientras que el accidente de Chernóbil fue consecuencia directa de fallos humanos y de diseño en condiciones controlables, el accidente de Fukushima puso de manifiesto los límites de la planificación frente a desastres naturales extremos. Ambos casos destacan la necesidad de diseños más robustos, una gestión del riesgo integral y una cultura de seguridad nuclear inquebrantable para prevenir futuros accidentes y minimizar sus consecuencias.

Para mejorar la seguridad de las centrales nucleares y prevenir accidentes similares en el futuro, es fundamental avanzar en diseños más seguros que incorporen sistemas de seguridad pasivos, capaces de actuar sin intervención humana ni suministro eléctrico externo durante un tiempo suficientemente grande. Además, se debe reforzar la formación continua del personal operativo, asegurando que los protocolos se sigan estrictamente y que las decisiones críticas sean siempre tomadas por equipos plenamente capacitados. Desde el punto de vista estructural, es imprescindible realizar evaluaciones de riesgo más conservadoras que contemplen escenarios de desastres naturales extremos, especialmente en zonas sísmicas o costeras. Asimismo, la incorporación de sistemas de ventilación de hidrógeno más fiables y la ampliación de las reservas de agua de emergencia podrían marcar una diferencia crucial en la capacidad de respuesta ante situaciones imprevistas. Estas mejoras contribuirían a reducir significativamente la probabilidad y el impacto de futuros accidentes nucleares. Los reactores modernos de tercera generación, posteriores al accidente de Fukushima en 2011, han ido incorporando progresivamente este tipo de mejoras.

Apéndices

A Sección eficaz del U^{235}

El isótopo de U^{235} es importante por su capacidad de fisión nuclear cuando absorbe neutrones de baja energía. En la naturaleza, el U^{235} constituye aproximadamente el 0.72 % de todo el uranio presente en la Tierra.

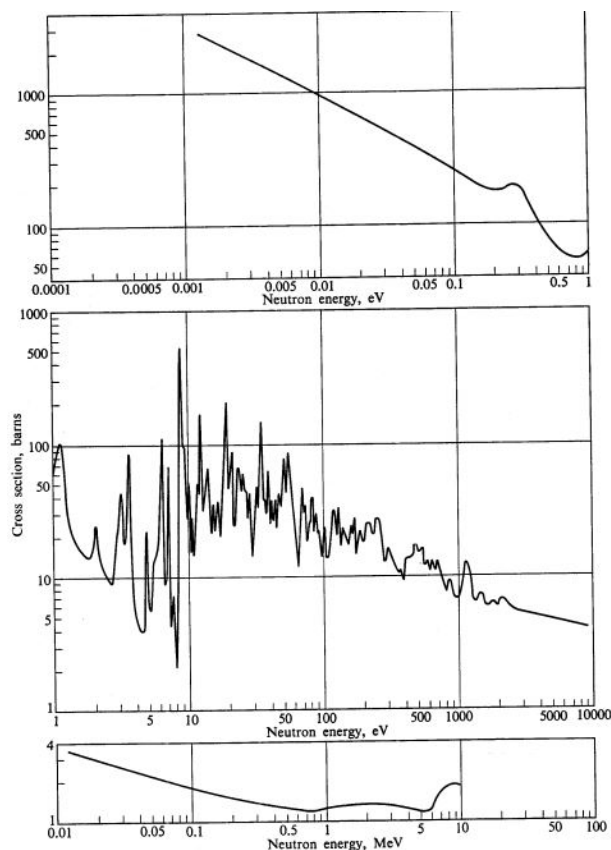


Fig. A.1: Sección eficaz de fisión del uranio 235 [2].

B Sección eficaz del U^{238}

Es el isótopo más abundante del uranio, representando aproximadamente el 99,3 % del uranio natural. A diferencia del U^{235} , no se fisiona directamente por neutrones térmicos (neutrones lentos), lo que significa que no puede sostener por sí solo una reacción en cadena de fisión nuclear en los reactores convencionales o térmicos.

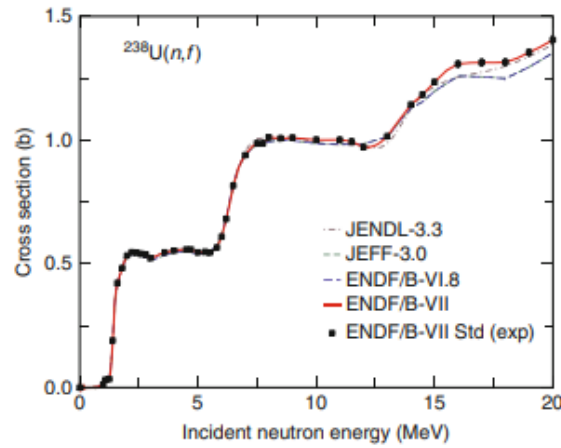


Fig. B.1: Sección eficaz de fisión del U^{238} [15].

C Cadenas de desintegración de los radionúclidos

En la tabla 5.1 se indican las energías liberadas en la desintegración de cada uno de los radionúclidos de la primera columna. En la mayoría de los casos, el núcleo resultante de la primera desintegración es también inestable y se vuelve a desintegrar. Este proceso puede ocurrir varias veces, dando lugar a una cadena de desintegraciones. Para determinar la energía total liberada, podemos realizar la siguiente aproximación:

- Si el núcleo que hace de intermediario entre dos compuestos radiactivos tiene una vida media muy pequeña podemos simplemente despreciar esa vida media y sumar la energía liberada en esa desintegración a la del núcleo inicial. Esta aproximación apenas cambia la determinación de la energía liberada con el tiempo.

A continuación se mostrarán las cadenas de desintegración con su energía (máxima) de decaimiento (en el caso de partículas beta) y la aproximación indicada anteriormente en caso de ser utilizada. En los cálculos, la energía liberada en forma de partículas beta se aproxima a un tercio de su energía máxima.

Xenón-133

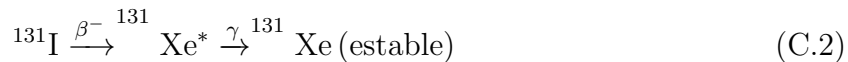
El isótopo ^{133}Xe es un producto de fisión radiactivo que se desintegra mediante un proceso de decaimiento beta para formar un isótopo estable:



- **Vida media:** 5.243 días.
- **Energía liberada:** Emisión beta con energía de 0.346 MeV.

Yodo-131

El isótopo ^{131}I es un producto de fisión radiactivo que se desintegra mediante un proceso de decaimiento beta para formar un isótopo de xenón:



- **Vida media:** 8.02 días.
- **Energía liberada:** Emisión beta de 0.606 MeV.
- **Rayos gamma:** Emisiones gamma características, siendo la principal de 364 keV.

El xenón-131 es un isótopo **estable**, por lo que no se producen más desintegraciones en esta cadena.

Cesio-134

El ^{134}Cs es un isótopo radiactivo que se desintegra mediante un proceso de decaimiento beta negativa para formar ^{134}Ba :



- **Vida media:** 2.1 años.
- **Energía liberada:** Emisión beta con energía de 1453,8 keV.
- **Rayos gamma:** Energías gamma comunes de 605 keV.

Cesio-137

El ^{137}Cs es un isótopo radiactivo de importancia en la fisión nuclear y en accidentes nucleares. Su desintegración incluye un proceso beta negativo y una transición isomérica en el núcleo hijo:

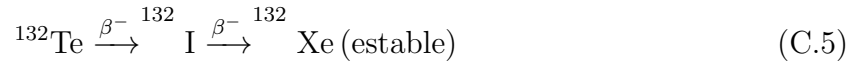


- **Vida media de ^{137}Cs :** 30.05 años.
- **Vida media de ^{137m}Ba :** 2 minutos.
- **Energía liberada:** Emisión beta con energía de 0.51 MeV(95 %) y 1.176 MeV (5 %).
- **Rayos gamma:** Energía de 680 keV emitida durante la desexcitación de ^{137m}Ba .

Como la vida media del ^{137}Ba metaestable es tan pequeña comparada con la escala de tiempo de nuestro cálculo (100 días) y, como, también es muy pequeña comparado con el tiempo de vida media del ^{137}Cs , podemos sumar las energías de ambos decaimientos.

Telurio-132

El ^{132}Te es un producto de fisión radiactivo que se desintegra mediante emisión beta negativa para formar ^{132}I :



- **Primera desintegración:**

- **Vida media:** 3.2 días.
- **Energía liberada:** Emisión beta con energía de 515keV.

- **Segunda desintegración:**

- **Vida media:** 2.3 horas.
- **Energía liberada:** Emisión beta con energía de 3575keV.

Esta cadena de desintegración muestra cómo el ^{132}Te se transforma en ^{132}Xe estable a través de un proceso de desintegración doble. Debido a los tiempos de vida, se utilizará la misma aproximación que con el ^{137}Cs .

Estroncio-89

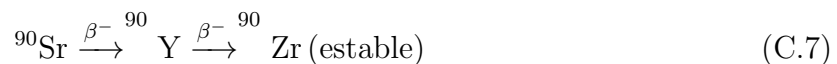
El ^{89}Sr es un isótopo radiactivo que se desintegra mediante emisión beta negativa para formar ^{89}Y , que es estable:



- **Vida media:** 50.57 días.
- **Energía liberada:** Emisión beta con energía de 1502,2 keV.

Estroncio-90

El ^{90}Sr es un isótopo radiactivo que se desintegra mediante emisión beta negativa para formar ^{90}Y . El ^{90}Y es también radiactivo y sufre desintegración beta negativa para formar ^{90}Zr , que es estable:



- **Primera desintegración:**

- **Vida media:** 28.79 años.
- **Energía de emisión beta:** 0.546 MeV.

- **Segunda desintegración:**

- **Vida media:** 64.1 horas.
- **Energía de emisión beta:** 2.28 MeV.

En este caso, como el Y-90 tiene una vida media considerable, no sumaremos su energía de emisión a la del estroncio.

Bario-140

El ^{140}Ba es un isótopo radiactivo que se desintegra mediante emisión beta negativa para formar ^{140}La . El ^{140}La es también radiactivo y sufre desintegración beta negativa para formar ^{140}Ce , que es estable:



- **Primera desintegración:**

- **Vida media:** 12.8 días.
- **Energía de emisión beta:** 1044 keV.

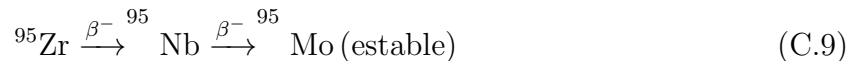
- **Segunda desintegración:**

- **Vida media:** 1.678 días.
- **Energía de emisión beta:** 2800 keV.

La desintegración del ^{140}Ba es significativa en fisión nuclear debido a su vida media relativamente corta y a su alta emisión de energía beta, lo que contribuye a la generación de calor residual en reactores nucleares y residuos radiactivos; en este caso, solo se tomará la energía de emisión del bario.

Circonio-95

El ^{95}Zr es un isótopo radiactivo que se desintegra mediante emisión beta negativa para formar ^{95}Nb :



- **Primera desintegración:**

- **Vida media:** 64.0 días.
- **Energía de emisión beta:** 1126.3 keV.

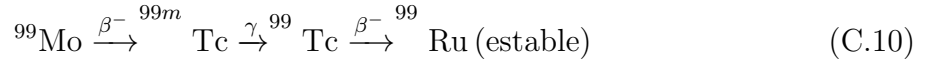
- **Segunda desintegración:**

- **Vida media:** 35 días.
- **Energía de emisión beta:** 925.6 keV.

El ^{95}Zr es uno de los productos de fisión de importancia en accidentes nucleares, y su desintegración contribuye a la radiactividad a medio plazo de los residuos nucleares. Debido al considerable periodo de vida media del niobio, no se suma a la energía de emisión del circonio.

Molibdeno-99

El ^{99}Mo es un isótopo radiactivo importante en medicina nuclear. Se desintegra mediante emisión beta negativa para formar ^{99m}Tc . El ^{99m}Tc es un estado metaestable que se desexcita mediante emisión gamma para formar ^{99}Tc en su estado fundamental. Finalmente, el ^{99}Tc es radiactivo y sufre desintegración beta negativa para formar ^{99}Ru , que es estable.



- **Primera desintegración:**
 - **Vida media:** 66.0 horas.
 - **Energía de emisión beta:** 1357.8 keV.
- **Segunda desintegración:**
 - **Vida media:** 6.01 horas.
 - **Energía gamma:** 140 keV.
- **Tercera desintegración:**
 - **Vida media:** 211,000 años.
 - **Energía de emisión beta:** 297.5 keV.

En este caso se tuvo en cuenta las dos primeras desintegraciones, mientras que la tercera se despreció debido a su tiempo de vida de cientos de miles de años.

Rutenio-103

El ^{103}Ru es un producto de fisión radiactivo que se desintegra mediante emisión beta negativa para formar ^{103}Rh :



- **Vida media:** 39.3 días.
- **Energía de emisión beta:** 764.5 keV.

Rutenio-106

El ^{106}Ru es un isótopo radiactivo que se desintegra mediante emisión beta negativa para formar ^{106}Rh . El ^{106}Rh es también radiactivo y sufre desintegración beta negativa para formar ^{106}Pd , que es estable.



- **Primera desintegración:**
 - **Vida media:** 371.8 días.

– **Energía de emisión beta:** 39.4 keV.

• **Segunda desintegración:**

– **Vida media:** 29.89 segundos.

– **Energía de emisión beta:** 3545.0 keV.

En este caso, debido al pequeño tiempo de vida media del ^{106}Rh , podemos sumar las energías de emisión de ambos núcleos.

Cerio-141

El ^{141}Ce es un isótopo radiactivo que se desintegra mediante emisión beta negativa para formar ^{141}Pr , que es estable:



• **Vida media:** 32.5 días.

• **Energía de emisión beta:** 583,5 keV.

Cerio-144

El ^{144}Ce es un isótopo radiactivo que se desintegra mediante emisión beta negativa para formar ^{144}Pr . El ^{144}Pr es también radiactivo y sufre desintegración beta negativa para formar ^{144}Nd , que es estable.



• **Primera desintegración:**

– **Vida media:** 284.9 días.

– **Energía de emisión beta:** 318.6 keV.

• **Segunda desintegración:**

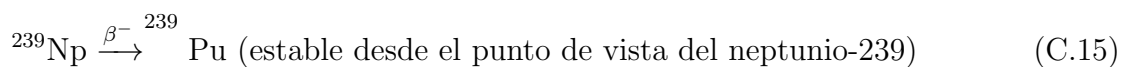
– **Vida media:** 17.28 minutos.

– **Energía de emisión beta:** 2997.4 keV.

Para el cálculo de la energía se tomarán ambas desintegraciones.

Neptunio-239

El ^{239}Np es un isótopo radiactivo que se desintegra mediante emisión beta negativa para formar ^{239}Pu :

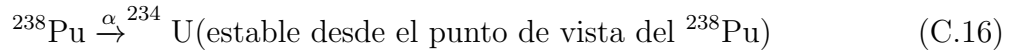


• **Vida media:** 2.36 días.

• **Energía de emisión beta:** 722,8 keV.

Plutonio-238

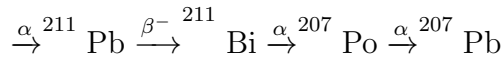
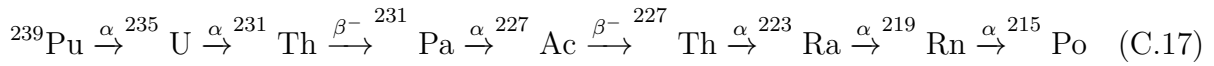
El ^{238}Pu es un isótopo radiactivo que se desintegra mediante emisión alfa para formar ^{234}U :



- **Vida media:** 87.7 años.
- **Energía de emisión alfa:** 5593,0 keV.

Plutonio 239

El ^{239}Pu es un isótopo radiactivo que se desintegra a través de emisiones alfa y beta para formar ^{207}Pb estable, pasando por varios isótopos intermedios. La cadena de desintegración sigue el siguiente proceso:

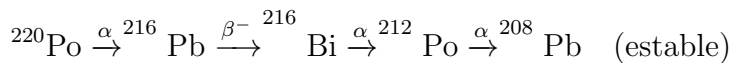
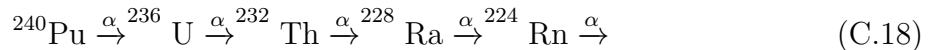


- **Primera desintegración:**
 - **Energía de emisión alfa:** 5245,0 keV.
 - **Vida media:** 24,110 años.
- **Segunda desintegración:**
 - **Energía de emisión alfa:** 4682,0 keV.
 - **Vida media:** 25,520 años.

Aunque la cadena continúa hasta llegar al isótopo ^{207}Pb que es estable, simplemente consideraremos la primera desintegración.

Plutonio-240

El ^{240}Pu es un isótopo radiactivo que se desintegra mediante emisión alfa para formar ^{236}U , pasando por varios isótopos intermedios. La cadena de desintegración es la siguiente:



Solo se tomará la primera desintegración para el cálculo de energías.

- **Energía de emisión alfa:** 5255,8 keV.
- **Vida media:** 6562,2 años.

Plutonio-241

El ^{241}Pu es un isótopo radiactivo que se desintegra mediante emisión alfa y beta para formar varios isótopos intermedios. Al analizar las probabilidades de cada una de las desintegraciones, vemos que prácticamente todas suceden por emisión β^- (99.9975 %) mientras que debido al mecanismo α solo suceden el 0.00245 % C.1. Por lo que solo tendremos en cuenta la cadena de desintegración que empieza por una desintegración β^- .

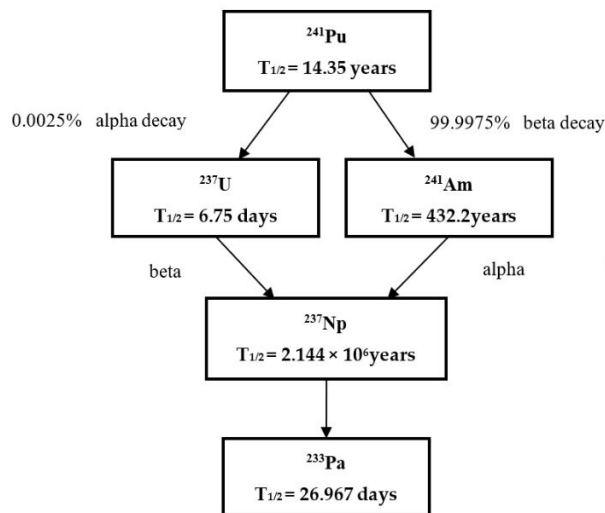


Fig. C.1: Esquema del decaimiento del ^{241}Pu [16].



- **Energía de emisión alfa:** 20,8 keV.
- **Vida media:** 14,35 años.

Curio-242

El ^{242}Cm es un isótopo radiactivo que se desintegra mediante emisión alfa, pasando por varios isótopos intermedios hasta llegar a productos estables. La cadena de desintegración es la siguiente:



- **Energía de emisión alfa:** 6215,6 keV.
- **Vida media:** 162,8 días.

Solo tomaremos en cuenta la primera desintegración.

D Código utilizado para el cálculo de la evolución del Xenon y el Yodo

Listing 1: Código para el cálculo de la concentración del xenon y el yodo

```
1 function perfil_personalizado_xenonchern
2     % === Constantes ===
3     phi0_s = 5e14;                % Flujo neutrnico [neutrones/
        cm s]
4     phi0 = phi0_s * 3600;         % Conversi n a [neutrones/
        cm h]
5     sigma_Xe = 2.6e-18;           % Secci n eficaz de absorci n
        del Xe-135 [cm ]
6     lambda_I = log(2) / 6.57;     % Decaimiento I-135 [ h ]
7     lambda_Xe = log(2) / 9.14;    % Decaimiento Xe-135 [ h ]
8     Y_I = 0.064;                 % Rendimiento de I-135 por
        fisi n
9     fissions_sec_3200 = 1e20;     % Fisiones por segundo
10    V = 792e8;                    % Volumen [cm ]
11    y0 = [2.81e16; 6.11e12];      % Condiciones iniciales [I-135;
        Xe-135]
12
13    % === C lculo de Sigma_f a partir de los datos ===
14    Sigma_f = fissions_sec_3200 / (phi0_s * V);
15
16
17    % === Otros par metros ===
18    nu = 2.43;                    % Neutrones por fisi n
19    p = 1;                        % Factor de sensibilidad
20    epsilon = 0.95;              % Probabilidad de thermalizaci n
21
22    fprintf('Sigma_f calculado: %.5e cm^{-1}\n', Sigma_f);
23
24    % === Tiempo ===
25    tspan = linspace(0, 20, 1000); % Tiempo total en horas
26
27    % === Simulaci n ===
28    [t, y] = ode45(@(t, y) odes(t, y, phi0, lambda_I, lambda_Xe,
        sigma_Xe, ...
29                                Y_I, Sigma_f, 'personalizado'),
        tspan, y0);
30
31    % === Gr fica conjunta de Iodo-135 y Xen n -135===
32    figure;
33    plot(t, y(:,1), 'b-', 'LineWidth', 2); hold on;
34    plot(t, 11 * y(:,2), 'r--', 'LineWidth', 2);
35    xlabel('Tiempo [h]', 'FontSize', 18);
36    ylabel('Concentraci n [ tomos /cm ]', 'FontSize', 18);
37    title('Evoluci n de Iodo-135 y Xen n -135', 'FontSize', 20);
```

```

38     legend({'Iodo-135', 'Xen n-135 x11'}, 'Location', 'Best', '
        FontSize', 16);
39     grid on;
40     set(gca, 'FontSize', 16);
41
42     % === C lculo y gr fica de la reactividad negativa inducida
        por el Xen n ===
43     Xe_concentration = y(:,2);
44     Xe_reactivity = - (sigma_Xe .* Xe_concentration) ./ (Sigma_f *
        nu * p * epsilon); % Reactividad adimensional
45
46     figure;
47     plot(t, Xe_reactivity, 'm-', 'LineWidth', 2);
48     xlabel('Tiempo [h]', 'FontSize', 18);
49     ylabel('Reactividad negativa por Xen n [ ]', 'FontSize', 18)
        ;
50     title('Reactividad negativa inducida por Xen n-135 (
        adimensional)', 'FontSize', 20);
51     grid on;
52     set(gca, 'FontSize', 16);
53     legend({'Reactividad por Xen n'}, 'Location', 'Best', '
        FontSize', 16);
54
55     % Mostrar m nimo de la reactividad
56     min_reactivity = min(Xe_reactivity);
57     fprintf('M nimo de la reactividad inducida por el Xen n: %.5
        f (adimensional)\n', min_reactivity);
58 end
59
60 % === Funci n de ecuaciones diferenciales ===
61 function dydt = odes(t, y, phi0, lambda_I, lambda_Xe, sigma_Xe,
        Y_I, Sigma_f, perfil)
62     N_I = y(1);
63     N_Xe = y(2);
64
65     % === Perfil de flujo personalizado ===
66     switch perfil
67         case 'personalizado'
68             if t <= 3.5
69                 phi = phi0 * (1 - 0.5 * t / 3.5);
70             elseif t <= 12.5
71                 phi = 0.5 * phi0;
72             elseif t <= 13
73                 phi = (0.5 - 0.98 * (t - 12.5) / 0.5) * phi0;
74             elseif t <= 13 + (1 / 3600) % Cambio brusco en 1
                segundo
75                 phi = 0.01 * phi0 * 6.67;
76             else
77                 phi = 0.01 * phi0 * 6.67;

```

```

78         end
79         otherwise
80             error('Perfil no reconocido');
81     end
82
83     % Producci n din mica de I-135
84     Y_dynamic = Y_I * Sigma_f * phi; % Producci n por cm
85
86     dN_I = Y_dynamic - lambda_I * N_I;
87     dN_Xe = lambda_I * N_I - lambda_Xe * N_Xe - sigma_Xe * phi *
        N_Xe;
88
89     dydt = [dN_I; dN_Xe];
90 end

```

Referencias

- [1] Fastfission and Rge, “Binding energy curve – common isotopes (versión en español).” Imagen SVG, marzo 2010. Dominio público.
- [2] J. Lamarsh, *Introduction to nuclear reactor theory*. Addison-Wesley, 1975.
- [3] A. Lamarsh, J.R y Baratta, *Introduction to nuclear engineering*. Prentice Hall, 2001.
- [4] D. Kenneth, *Nuclear Engineering Handbook*. CRC Press, 2009.
- [5] World Nuclear Association, “Chernobyl accident 1986,” 2024. Accedido: 17 de enero de 2025.
- [6] I. N. S. A. Group, “The chernobyl accident: Updating of insag-1,” Tech. Rep. 75-INSAG-7, International Atomic Energy Agency (IAEA), Vienna, Austria, 1992.
- [7] V. M. Dmitriev, “Special features of reactor rbmk,” 2011. Accedido el 10 de marzo de 2025.
- [8] Y. Amano, “El accidente de fukushima daiichi,” tech. rep., International Atomic Energy Agency, 2015.
- [9] Henrik Peterson, “Chernobyl: Las fuerzas rusas toman el control de la planta nuclear y retienen al personal como rehén, según funcionarios ucranianos,” 2022. Accedido el 26 de enero de 2025.
- [10] I. A. E. Agency, “Summary report on the post review meeting on the chernobyl accident,” tech. rep., Report by the International Nuclear Safety Advisory Group Safety series N75-INSAG-1. IAEA, Vienna, 1986.
- [11] N. N. D. Center, “Information extracted from the nudat database.” <https://www.nndc.bnl.gov/nudat/>, n.d. Brookhaven National Laboratory.
- [12] O. f. E. C.-o. Nuclear Energy Agency and Development, *Chernobyl: Assessment of Radiological and Health Impacts – 2002 Update of Chernobyl: Ten Years On*. Paris, France: OECD, 2002. Disponible en: <https://world-nuclear.org/information-library/safety-and-security/safety-of-plants/chernobyl-accident>.
- [13] Shigeru23, “Fukushima i nuclear powerplant site close-up,” 2011. Imagen disponible bajo la licencia CC BY-SA 3.0.
- [14] A. Celtaia, “El desastre de fukushima,” 2015. Visitado el 19 de febrero de 2025.
- [15] D. Cacuci, *Handbook of Nuclear Engineering*. Springer, 2010.
- [16] H. Zhang, X. Hou, J. Qiao, and J. Lin, “Determination of ²⁴¹Am in environmental samples: A review,” *Molecules*, vol. 27, p. 4536, 07 2022.

- [17] N. S. I. Russian Academy of Science, “Russian rbmk reactor design information,” Tech. Rep. PNL-8937, UC-520, Pacific Northwest Laboratory, Richland, Washington, USA, 1993. Prepared for the U.S. Department of Energy under Contract DE-AC06-76RLO 1830.
- [18] F. J. Congel, “Chernobyl: 25 years later,” tech. rep., Pacific Northwest National Laboratory, Richland, Washington, USA, 2011. FOIA/PA-2015-0308, Interim Report.
- [19] World Nuclear Association, “Nuclear power reactors,” 2024. Accedido el 17 de enero de 2025.
- [20] D. V. S. J.Q. Howieson, “Chernobyl — a canadian technical perspective,” tech. rep., Atomic Energy of Canada Limited, 1987.
- [21] N. D. of Japan, “The fukushima nuclear accident independent investigation commission report,” tech. rep., National Diet of Japan, 2012. Acceso el 21 de diciembre de 2024.
- [22] N. E. Agency, “The fukushima daiichi nuclear power plant accident: Oecd/nea nuclear safety response and lessons learnt,” Tech. Rep. NEA No. 7161, Organisation for Economic Co-operation and Development (OECD), 2013. Acceso el 21 de enero de 2025.
- [23] N. E. Agency, “Fukushima daiichi nuclear power plant accident, ten years on: Progress, lessons and challenges,” Tech. Rep. NEA No. 7558, Organisation for Economic Co-operation and Development (OECD), 2021. Acceso el 21 de enero de 2025.
- [24] N. E. Agency, “The fukushima daiichi nuclear power plant accident,” Tech. Rep. NEA No. 7161, Organisation for Economic Co-operation and Development (OECD), 2013. Acceso el 21 de enero de 2025.
- [25] O. Z. Maiztegi, “La energía nuclear orientada a la producción de energía eléctrica: Breve análisis de la situación a nivel global,” *Universidad del País Vasco / Euskal Herriko Unibertsitatea*, 2019.
- [26] J. Howieson and V. Snell, “Chernobyl — a canadian technical perspective,” *Atomic Energy of Canada Limited (AECL)*, 1987. AECL-9334.
- [27] I. A. E. Agency, “Radiation protection after the fukushima daiichi accident: Promoting confidence and understanding,” tech. rep., International Atomic Energy Agency, Febrero 2014.
- [28] “Unscear 2000 report to the general assembly, with scientific annexes,” tech. rep., United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation (UNSCEAR), New York, 2000. Accessed January 26, 2025.
- [29] F. Nuclear, “El combustible mox: ¿qué es y cómo se usa?,” 2022. Visitado el 20 de febrero de 2025.
- [30] I. T. Gain, “Opciones de combustible mox para hoy y mañana,” *Sociedad Nuclear Española*, 2011.

Índice de figuras

2.1	Energía de ligadura por nucleón, en función del número másico[1].	2
2.2	Neutrones incidentes en un objetivo [2].	4
2.3	Secciones eficaces de fisión del ^{235}U (a) y del ^{238}U (b) en función de la energía del neutrón incidente [3].	5
2.4	Ensanchamiento Doppler de una resonancia de captura en el ^{238}U a 6.67 eV. [2]	7
2.5	Sección eficaz total del ^{238}U . [2]	8
2.6	Energía potencial de un núcleo en función de la distancia de los fragmentos de fisión [2].	10
3.1	Representación de la reactividad en función de la frecuencia ω . [3]	20
3.2	Dependencia de la reactividad en función de la frecuencia ω , considerando los neutrones instantáneos y un solo grupo de neutrones retardados. (Nótese la diferencia de escalas entre el panel (a) y (b)). Para la elaboración de esta gráfica se tomaron los datos del ^{235}U ($\beta = 0.000215$ y $\lambda = 0.0124 \text{ s}^{-1}$) y $l_p = 10^{-5} \text{ s}$	20
3.3	Dependencia de la reactividad en función de la frecuencia ω , considerando un grupo de neutrones retardados. Para la elaboración de esta gráfica se tomaron los datos del ^{232}Th ($\beta = 0.00069$ y $\lambda = 0.0124 \text{ s}^{-1}$) [2] y $l_p = 0.005 \text{ s}$. Nótese la diferencia de escalas entre los paneles (a) y (b). El panel (b) representa una parte de la rama de la derecha del panel (a) ampliada. La Fig. 3.1 se ha distorsionado para poder ver los dos paneles a la vez. Esa figura se asemeja a la Fig. 3.3 con los paneles (a) y (b) como se ven, pero juntos.	21
3.4	Dependencia del período del reactor de Uranio-235 (a) y Torio-232 (b) en función de la reactividad para distintos valores de l_p . Los valores de λ_i y β_i de cada grupo de neutrones vienen dados en la Tabla 3.1.	22
3.5	Evolución del Xenón en función del tiempo de caída de la potencia.	27
4.1	Esquema de un reactor nuclear BWR [4].	30
4.2	Esquema de un reactor RBMK.[5]	30
4.3	Esquema de las barras de control de emergencia del reactor de Chernóbil a) extraídas y b) insertadas [6]. Las dimensiones se dan en cm. Los 7 metros inferiores de la figura se corresponden con el núcleo del reactor.	32
4.4	Barras de control y su efecto sobre el flujo de neutrones [7].	33
4.5	Esquema del sistema de un reactor BWR [8].	34
4.6	Esquema de los sistemas de refrigeración de la planta [8].	34
5.1	Localización de la central de Chernóbil [9].	37
5.2	Evolución de la potencia del reactor de Chernóbil con el tiempo [10].	38
5.3	Potencia emitida por los radionúclidos del reactor de Chernóbil después del accidente según se explica en el texto.	43
5.4	Energía total producida por los radionúclidos del reactor durante los primeros días después del accidente.	44
5.5	Evolución del flujo de neutrones y la potencia del reactor de Chernóbil antes de la prueba.	45

5.6	Evolución de las concentraciones de ^{135}I y ^{135}Xe tras la reducción de potencia de 3200 MW a 200 MW en 13 horas.	45
5.7	Reactividad inducida por el ^{135}Xe en el reactor de Chernóbil momentos antes del accidente. Los resultados son válidos hasta el momento del accidente, $t \lesssim 13$ h.	46
5.8	Localización del epicentro del terremoto y la central nuclear de Fukushima [8].	47
5.9	Esquema de la planta de Fukushima [13].	48
5.10	Zona de evacuación debido al accidente [14].	49
A.1	Sección eficaz de fisión del uranio 235 [2].	53
B.1	Sección eficaz de fisión del U^{238} [15].	54
C.1	Esquema del decaimiento del ^{241}Pu [16].	61

Índice de tablas

2.1	Energías críticas y de ligadura de distintos compuestos en MeV [2].	10
3.1	Datos de Neutrones Retardados para fisión inducida por un espectro de neutrones instantáneos [2].	22
3.2	Probabilidad de algunos productos de fisión (átomos/fisión) en fisiones térmicas y λ valores de su constante de desintegración [3].	24
5.1	Radionúclidos presentes y liberados en el reactor de Chernóbil [12].	43