

J.E.N. 171-DF/I 51

METODOS DE CALCULO EN REACTORES NUCLEARES

por

G. Velarde

Madrid, 1966

Toda correspondencia en relación con este trabajo debe dirigirse al Servicio de Documentación Biblioteca y Publicaciones, Junta de Energía Nuclear, Ciudad Universitaria, Madrid-3, ESPAÑA:

Las solicitudes de ejemplares deben dirigirse a este mismo Servicio.

Las publicaciones señaladas con la signatura /I pertenecen a la categoría a, "Memorias Científicas Originales"; las señaladas con la signatura /N pertenecen a la categoría b, "Publicaciones Provisionales o Notas Iniciales"; y los señalados con la signaturas /C, /CM, /B, /Conf. pertenecen a la categoría c, "Estudios Recapitulativos" de acuerdo con la recomendación GC/VII /RES/150 del OIEA, y la UNESCO/NS/177.

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

Este trabajo se ha recibido para su publicación en Diciembre de 1965.

Depósito legal nº M. 6948-1967

I N D I C E

	Págs.
1. - PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA	1
2. - HIPOTESIS Y SIMPLIFICACIONES COMPLEMENTARIAS	8
3. - METODOS DE RESOLUCION DE LA ECUACION DEL TRANSPORTE.	9
4. - APROXIMACION P_1	17

1.- PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA

- 1.1.- Problema.- El problema que se intenta resolver en el cálculo neutrónico de un reactor, es hallar en un instante determinado t para una geometría y composición también determinada, el número probable de neutrones situados en el entorno $d\vec{r}$ en \vec{r} y con velocidades en el entorno $d\vec{v}$ en \vec{v} .
- 1.2.- Variables.- Las variables independiente que intervienen en el problema son siete: el tiempo t , la posición \vec{r} (x, y, z) y la velocidad \vec{v} (v_x, v_y, v_z) = $v\vec{\Omega}$, de módulo v y dirección $\vec{\Omega}$ (θ, ϕ), siendo θ la coaltura y ϕ el azimut.

Según los problemas considerados es conveniente tomar en vez de las coordenadas rectangulares, las cilíndricas o esféricas; y en vez del módulo de la velocidad v , la energía cinética $E = \frac{v^2}{2}$, supuesta la masa del neutrón la unidad, o bien la letárgia $u = 2 \ln \frac{v}{v_0}$, siendo v_0 una velocidad de referencia.

Los elementos diferenciales de las variables son:

$$\begin{aligned} dt & \\ d\Omega &= \frac{\vec{\Omega} d\vec{S}}{r^2} = d\mu \, d\phi, \quad \mu = \cos \theta \\ d\vec{r} &= dx \, dy \, dz = r^2 \, dr \, d\Omega = (\vec{\Omega} d\vec{S}) \, dr \\ d\vec{v} &= dv \, d\Omega \end{aligned} \tag{1}$$

$$du = -\frac{2}{v} \, dv = -\frac{dE}{E}$$

siendo $d\vec{S}$ un elemento de superficie. Si f es una función que verifica las igualdades

$$f(v, \vec{\Omega}) \, dv \, d\Omega = f(u, \vec{\Omega}) \, du \, d\Omega = f(E, \vec{\Omega}) \, dE \, d\Omega \tag{2}$$

se cumple entonces

$$f(u, \vec{\Omega}) = -E \, f(E, \vec{\Omega}) = -\frac{v}{2} \, f(v, \vec{\Omega}) \tag{3}$$

1.3.- Definiciones.- Emplearemos las siguientes definiciones:

$N(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{r} d\vec{v}$ = número probable de neutrones que en un instante t están situados en $\vec{r} + d\vec{r}$, $\vec{v} + d\vec{v}$.

$N(\vec{r}, \vec{v}, t)$ = densidad neutrónica angular

$F(\vec{r}, \vec{v}, t) = vN(\vec{r}, \vec{v}, t)$ = densidad de flujo angular

$\sum_x^h(\vec{r}, v, t)$ = sección eficaz macroscópica, supuesta isótropa, del proceso x en el núcleo h . El subíndice x puede ser: c = captura, f = fisión, $a = a + f$ = absorción, e = dispersión elástica, i = dispersión inelástica, $s = i + e$ = dispersión, $t = a + s$ = total. La sección eficaz macroscópica puede definirse por: número de procesos por unidad de volumen y tiempo = $\sum_x^h F d\vec{v}$.

$p^h(\vec{v}' \rightarrow \vec{v}) d\vec{v}$ = probabilidad de que un neutrón incidente de velocidad \vec{v}' habiendo sufrido una dispersión con un núcleo h , alcance la velocidad $\vec{v} + d\vec{v}$, verificándose se que: $\int p^h(\vec{v}' \rightarrow \vec{v}) d\vec{v} = 1$.

$\frac{1}{4\pi} f^h(v) d\vec{v}$ = probabilidad de que un neutrón producido en la fisión del núcleo h alcance la velocidad $\vec{v} + d\vec{v}$, supuesta independiente de la velocidad del neutrón que produce la fisión, verificándose que: $\frac{1}{4\pi} \int f^h(v) \cdot d\vec{v} = 1$.

$v^h(v)$ = número total de neutrones producidos (de 2 a 4) en la fisión del núcleo h con neutrones incidentes de velocidad \vec{v} .

1.4.- Hipótesis.- La densidad neutrónica máxima en un reactor es del orden de 10^{11} neutrones. cm^{-3} , mientras que la densidad nuclear mínima es del orden de 10^{22} núcleos. cm^{-3} , por lo cual las colisiones más probables son neutrones con núcleos y de núcleos entre sí, o sea:

1.4.1.- No se consideran las colisiones entre neutrones ni las colisiones de un neutrón con varios núcleos a la vez.

- 1.4.2.- Entre dos colisiones sucesivas el neutrón se mueve con movimiento rectilíneo y uniforme.

En la dispersión inelástica, se forma primeramente un núcleo compuesto en estado excitado, el cual emite generalmente un sólo neutrón después de unos 10^{-14} seg. de haberse efectuado la colisión, por tanto, puede admitirse:

- 1.4.3.- En cada dispersión se produce un sólo neutrón en el mismo lugar e instante en el que se efectúa la colisión.

En la fisión se produce diversos neutrones algunos de los cuales después de unos 10^{-14} seg. de haberse producido la colisión, mientras que otros se originan, con un retraso de 0,5 a varios segundos, considerándose entonces

- 1.4.4.- En cada fisión se producen neutrones en el mismo lugar en el que efectúa la colisión, algunos instantáneamente, y otros con un cierto retardo.

La dispersión elástica de un neutrón de energía E Mev con un núcleo de número másico A es isótropa en el sistema del centro de masas si $E < 10 A^{-2/3}$, o sea si

$$E < \left\{ \begin{array}{l} 5 \text{ Mev para núcleos ligeros} \\ 250 \text{ Kev para núcleos pesados} \end{array} \right\}$$
, y teniendo en cuenta que la energía media de los neutrones de fisión es de unos 2 Mev, se admite

- 1.4.5.- La dispersión elástica en núcleos ligeros es isótropa en el sistema del centro de masas.

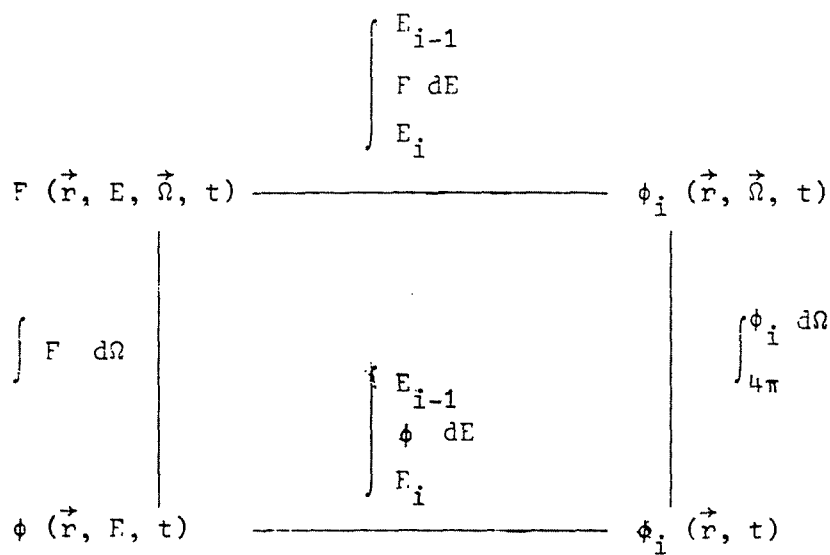
En la dispersión inelástica y en la fisión, el neutrón incidente pasa a formar parte del núcleo compuesto, perdiéndose la traza de la dirección incidente, por lo cual los neutrones producidos son emitidos isotrópicamente en el sistema del centro de masas. Por una parte la probabilidad de producirse una dispersión inelástica aumenta con la masa del núcleo que sufre la colisión y sólo puede producirse cuando la energía del neutrón incidente es superior a una umbral,

$$E > \left\{ \begin{array}{l} 1 \text{ Mev para núcleos ligeros} \\ 20 \text{ Kev para núcleos pesados} \end{array} \right\}$$
.

Por otra parte la fisión sólo se produce en núcleos pesados. Por lo cual, teniendo en cuenta, que para núcleos pesados los sistemas del laboratorio y del centro de masas se aproximan, se puede considerar.

1.4.6.- La dispersión inelástica y la fisión son isótropas en el sistema de laboratorio.

1.5.- Ecuación del balance neutrónico.- La densidad o el flujo neutrónico se obtiene resolviendo las ecuaciones que aparecen al establecer el balance entre las pérdidas y ganancias de neutrones. Estas ecuaciones serán tanto más complicadas cuanto mayor información se quiera obtener en la densidad o en el flujo, es decir, según se intente obtener F ó ϕ dados en el esquema adjunto, para geometrías uni, bi ó tridimensionales.



Consideremos un tipo de neutrones caracterizado por que en el instante t tiene una energía $E + dE$, una dirección $\vec{\Omega} + d\Omega$, y están situados en el volumen arbitrario V de superficie S .

1.5.1.- Pérdidas por fugas.- El número de neutrones de este tipo perdidos por fugas a través de la superficie S en la unidad de tiempo, es

$$- E\Omega \int F(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \vec{\Omega} \cdot d\vec{S} = - dE d\Omega \int \vec{\Omega} \cdot \nabla F(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d\vec{r} \quad (4)$$

1.5.2.- Pérdidas por colisiones.- Todo neutrón que sufre una colisión deja de pertenecer al tipo considerado, ya que o bien es absorbido o bien sufre una dispersión, en la cual o modifica su energía o su dirección o ambas a la vez. El número de neutrones del tipo considerado perdidos por colisión es V y en la unidad de tiempo, es

$$- dE d\Omega \int \sum_t (\vec{r}, E, t) F(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d\vec{r} \quad (5)$$

1.5.3.- Ganancias por dispersiones.- El número de neutrones ganados por dispersiones en V y en la unidad de tiempo, tales que el neutrón dispersado pertenezca al tipo considerado es

$$dE d\Omega \int_h \int_s^h (\vec{r}, E', t) p^h(E', \vec{\Omega}' \rightarrow E, \vec{\Omega}) F(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) dE' d\Omega' d\vec{r} \quad (6)$$

1.5.4.- Ganancias por fisiones.- El número de neutrones del tipo considerado ganados por fisiones en V y en la unidad de tiempo, es

$$\frac{1}{4\pi} dE d\Omega \int_h \int_h^h v^h(E') \sum_f^h (\vec{r}, E', t) f^h(E) F(\vec{r}, E', \vec{\Omega}, t) dE' d\Omega' d\vec{r} \quad (7)$$

1.5.5.- Ganancias por fuente exterior.- Si $S_{ext}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ es la densidad de fuente exterior, el número de neutrones del tipo considerado producidos en V y en la unidad de tiempo es

$$dE d\Omega \int S_{ext}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d\vec{r} \quad (8)$$

Teniendo en cuenta que el volumen V es arbitrario, el balance anterior dá:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} N(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = & - \vec{\Omega} \cdot \nabla F(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) - \sum_t (\vec{r}, E, t) F(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + \\ & + \int_h \int_s^h (\vec{r}, E', t) p^h(E', \vec{\Omega}' \rightarrow E, \vec{\Omega}) F(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) dE' d\Omega' + \\ & \frac{1}{4\pi} \sum_h f^h(E) \int_h^h v^h(E') \sum_f^h (\vec{r}, E') F(\vec{r}, E', \vec{\Omega}, t) dE' d\Omega' + S_{ext}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \end{aligned}$$

Esta ecuación integrodiferencial, llamada del transporte de neutrones, nos determina en unión de las condiciones de contorno, el flujo angular.

1.6.- Condiciones de contorno, en superficies sin fuentes ni sumideros.- En la superficie que separa dos medios del reactor, el flujo angular $F(\vec{r}_s, E, \vec{\Omega}, t)$ debe ser continuo para todas las direcciones de $\vec{\Omega}$. En la superficie exterior de un reactor convexo, es decir, la que separa el reactor del vacío \vec{r}_e , o bien en la superficie que separa un medio cualquiera de otro negro (pura y totalmente absorbente) \vec{r}_n , se verifica que $F(\vec{r}_e, E, \vec{\Omega}, t) = F(\vec{r}_n, E, \vec{\Omega}, t) = 0$, para todo $\vec{\Omega}$ dirigido desde el vacío o desde el medio negro hacia el otro medio.

1.7.- Reactor real y virtual.- Se define como reactor virtual en el instante t_0 , el reactor que tiene la misma geometría y composición que tiene el reactor real en el instante $t = t_0$, excepto que en vez de producir v^h neutrones por fisión, se supone que produce v^h/K_{ef} siendo K_{ef} un parámetro tal que el reactor virtual así definido tiene una densidad neutrónica F^* independiente del tiempo. Su ecuación de transporte será entonces (9):

$$\begin{aligned}
 & - \vec{\Omega} \cdot \nabla F^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) - \int_t(\vec{r}, E, t_0) F^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \int_h \int_s^h(\vec{r}, E', t_0) \\
 & p^h(E', \vec{\Omega}' \rightarrow E', \vec{\Omega}) F^*(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') dE' d\Omega' + \frac{1}{4\pi K_{ef}^h} \int f^h(E) \int v^h(E') \cdot \\
 & \cdot \int_f^h(\vec{r}, E', t_0) F^*(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') dE' d\Omega' = 0 \qquad (10)
 \end{aligned}$$

que nos determinan el valor propio K_{ef} y el flujo neutrónico virtual $F^* \neq F$, los cuales dependen paramétricamente de t_0 .

Integrando la ecuación anterior, primeramente respecto a $dE d\Omega$, y luego respecto a $d\vec{r}$, como $\int p^h dE d\Omega = 1$, resulta:

$$K_{ef} = \frac{\int_h \int v^h(E') \int_f^h(\vec{r}, E', t_0) F^*(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') dE' d\Omega' d\vec{r}}{\int \vec{\Omega} \nabla F^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) dE d\Omega d\vec{r} + \int \sum_a(\vec{r}, E, t_0) F^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) dE d\Omega d\vec{r}} \quad (11)$$

El valor propio K_{ef} de la ecuación integrodiferencial (10) representa, según (11), la relación entre el número de neutrones por segundo producidos por fisión y el número de neutrones por segundo fugados y absorbidos en el reactor virtual, llamándose entonces factor de multiplicación.

- 1.8.- Reactor crítico.- Se dice que el reactor real es crítico en el instante $t = t_0$, si se verifica que $\frac{\partial F(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{\partial t} = 0$, en $t = t_0$ cuyo caso el reactor virtual coincide con el real y $K_{ef} = 1$. Pero no recíprocamente, ya que si $K_{ef} = 1$, como $F^* \neq F$, no sería $\frac{\partial F}{\partial t} = 0$; sin embargo F^* es la forma asintótica de F , o sea al cabo de un tiempo infinito, en la práctica unos pocos segundos, ambas densidades de flujo coinciden.

Si el reactor real es crítico en el instante t_0 , y las secciones eficaces y la fuente exterior son constantes en el intervalo $t' \leq t_0 \leq t''$, el reactor será crítico en dicho intervalo.

- 1.9.- Ecuación estática del transporte.- En los métodos de cálculo estático de un reactor, consideraremos la ecuación del transporte correspondiente a un reactor real crítico con secciones eficaces y fuente exterior independientes del tiempo o bien la ecuación del transporte correspondiente al reactor virtual.

En ambos casos las fuentes exteriores de neutrones $S_{ext}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ y las debidas a los neutrones producidos por fisión $\frac{1}{4\pi} \sum_f^h f^h(E) \int v^h(E')$ $\int_f^h(\vec{r}, E') F(\vec{r}, E', \vec{\Omega}) dE' d\Omega'$, las agruparemos en una fuente común de densidad $S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$, con lo cual, suprimiendo el asterisco en la densidad de flujo virtual, las ecuaciones (9 y 10) toman la forma general

$$-\vec{\Omega} \nabla F(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) - \sum_t (\vec{r}, E) F(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \sum_h \int \int_s^h (\vec{r}, E') p^h(E', \vec{\Omega}' \rightarrow E, \vec{\Omega}) \cdot F(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') dE' d\Omega' + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = 0 \quad (12)$$

2.- HIPOTESIS Y SIMPLIFICACIONES COMPLEMENTARIAS.-

2.1.- Teniendo en cuenta los casos prácticos que aparecen en el cálculo de reactores, y con objeto de simplificar la exposición, consideraremos las hipótesis y simplificaciones siguientes, las cuales no son necesarias en el desarrollo de la teoría general del transporte.

2.1.1.- La mayoría de los métodos que se indican a continuación pueden desarrollarse para geometrías uni, bi y tridimensionales. Pero teniendo en cuenta que con las calculadoras digitales electrónicas de tipo medio que son las que actualmente se han instalado o se instalarán en un futuro próximo en España, los métodos más corrientes son los unidimensionales, nos reduciremos a este caso.

2.1.2.- En el cálculo de un reactor, se divide este en diversas regiones, de tal modo que cada una de ellas sea homogénea o lo más homogénea posible, y se aplica la ecuación (12) a cada una de estas regiones, en unión de las condiciones de contorno en las superficies que separan dos regiones consecutivas.

2.1.3.- Según el (§ 1.4.4.), aunque la dispersión elástica es en algunos casos aproximadamente isótropa en el sistema del centro de masas, al pasar al sistema del laboratorio deja de serlo, sin embargo, si el reactor se ha dividido en regiones homogéneas que además sean isótropas, se puede considerar que en la dispersión elástica las desviaciones de la isotropía son tales que la dirección del neutrón dispersado sea azimutalmente simétrica respecto a la dirección del neutrón incidente, es decir, que en vez de depender de la dirección del neutrón incidente $\vec{\Omega}'$ y de la dispersada $\vec{\Omega}$, depende solamente del ángulo entre ellas, o bien de su coseno $\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}'$, con lo cual

$$p^h(E', \vec{\Omega}' \rightarrow E, \vec{\Omega}) = p^h(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \cdot \vec{\Omega}) \quad (13)$$

2.2.- Para geometría plana, haciendo $\mu = \cos \theta$, siendo θ la coaltura de $\vec{\Omega}$ o sea el ángulo entre el eje x y $\vec{\Omega}$, y $\mu_0 = \vec{\Omega}' \cdot \vec{\Omega} = \mu' \mu + \sqrt{1 - \mu'^2} \sqrt{1 - \mu^2} \cos(\phi' - \phi)$, siendo ϕ el azimut de $\vec{\Omega}$; la ecuación integrodiferencial (12) con la hipótesis complementarias del (§ 2.1) se reduce a

$$-\mu \frac{\partial}{\partial x} F(x, E, \mu) - \sum_t (E) F(x, E, \mu) + \sum_h \int \int_S^h (E') P^h(E' \rightarrow E, \mu_0) \cdot F(x, E', \mu') dE' d\mu' d\phi' + S(x, E, \mu) = 0 \quad (14)$$

La ecuación anterior es la de partida en los métodos de cálculo que se desarrollan a continuación.

3.- METODOS DE RESOLUCION DE LA ECUACION DEL TRANSPORTE.-

3.1.- El método general de resolución de la ecuación del transporte consiste en aproximar las funciones con dependencia angular en una serie de armónicos esféricos o en una poligonal, o bien en aproximar la integral de dispersión por medio de una fórmula de integración de Gauss.

3.2.- Método de armónicos esféricos.- En geometría unidimensional los armónicos esféricos quedan reducidos a polinomios de Legendre, con lo cual el desarrollo de la densidad del flujo será

$$F(x, E, \mu) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} F_l(x, E) P_l(\mu) \quad (15)$$

el de la probabilidad de dispersión

$$P^h(E' \rightarrow E, \mu_0) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} P_l^h(E' \rightarrow E) P_l(\mu_0) \quad (16)$$

y el de la fuente

$$S(x, E, \mu) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} S_l(x, E) P_l(\mu) \quad (17)$$

Siendo P_1 el polinomio de Legendre de grado 1, que verifica

las relaciones de recurrencia

$$\mu P_l(\mu) = \frac{l+1}{2l+1} P_{l+1}(\mu) + \frac{l}{2l+1} P_{l-1}(\mu) \quad (18)$$

de ortogonalidad

$$\int_{-1}^1 P_l(\mu) P_n(\mu) d\mu = \frac{2}{2l+1} \delta_{ln} \quad (19)$$

y de adición

$$P_l(\mu_\rho) = P_l(\mu') P_l(\mu) + 2 \sum_{m=1}^l \frac{(l-m)}{(l+m)} P_1^m(\mu') P_1^m(\mu) \cos m(\phi' - \phi) \quad (20)$$

en la cual P_1^m son las funciones asociadas de Legendre. De (15 a 19) resulta

$$F_1(x, E) = 2\pi \int_{-1}^1 F(x, E, \mu) P_1(\mu) d\mu \quad (21)$$

$$P_1^h(E' \rightarrow E) = 2\pi \int_{-1}^1 p^h(E' \rightarrow E, \mu_0) P_1(\mu_0) d\mu_0 \quad (22)$$

$$S_1(x, E) = 2\pi \int_{-1}^1 S(x, E, \mu) P_1(\mu) d\mu \quad (23)$$

Basándose en los anteriores desarrollos, según las transformaciones que se efectuen en la ecuación (14) obtendremos las siguientes aproximaciones;

3.2.1.- Aproximación P_L . Se sustituye primeramente las expresiones (15 a 17) en la ecuación (14), empleando las relaciones de recurrencia (18) y de adición (20). Luego se efectuan las integraciones indicadas respecto de μ' y ϕ' , con lo cual debido a esta última integración los términos que contienen las funciones asociadas de Legendre se anulan. Por último, se multiplica por $P_m(\mu)$ y se integra respecto a μ , y al aplicar la relación de ortogonalidad (19) resulta en definitiva

$$-\frac{m+1}{2m+1} \frac{\partial}{\partial x} F_{m+1}(x,E) - \frac{m}{2m+1} \frac{\partial}{\partial x} F_{m-1}(x,E) \sum_t (E) F_m(x,E) +$$

$$\sum_h \int \sum_s^h (E') p_m^h(E' \rightarrow E) F_m(x,E') dE' + S_m(x,E) = 0, \quad m = 0, 1, \dots \quad (24)$$

La aproximación P_L consiste en conservar intactas las ecuaciones (24) para $m < L$ ($m = 0, 1, \dots, L-1$), en la ecuación $m = L$ se suprime los términos $L+1$, y se prescinde de las ecuaciones para $m > L$. Con lo cual tenemos un sistema de $L+1$ ecuaciones diferenciales con $L+1$ funciones $F_m(x,E)$, $m = 0, 1, \dots, L$.

Aun en el caso de que la dispersión elástica fuere isótropa en el sistema del laboratorio $p_1^h(E' \rightarrow E) = 0$ para $l > 1$, este método nos dá un valor aproximado de la densidad de flujo, ya que fijado L se desprecia el término F_{L+1} .

3.2.2.- Aproximación B_L . En un medio infinito, en vez de operar con la ecuación (14) es conveniente operar con su transformada de Fourier.

$$-\left(\sum_t (E) - i \mu K \right) \bar{F}(K, E, \mu) + \sum_h \int \sum_s^h (E') p^h(E' \rightarrow E) \bar{F}(K, E', \mu') dE' \cdot$$

$$d\mu' d\phi' + \bar{S}(K, E, \mu) = 0 \quad (25)$$

siendo

$$\bar{F}(K, E, \mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(x, E, \mu) e^{ikx} dx \quad (26)$$

$$\bar{S}(K, E, \mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} S(x, E, \mu) e^{ikx} dx \quad (27)$$

con sus transformadas inversas

$$F(x, E, \mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{F}(K, E, \mu) e^{-ikx} dk \quad (28)$$

$$S(x, E, \mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{S}(K, E, \mu) e^{-ikx} dk \quad (29)$$

Desarrollando en armónicos esféricos \bar{F} y \bar{S} análogamente a como se hizo en (15 y 17) con F y S , y siguiendo las mismas operaciones que las efectuadas en la aproximación P_L , con las excepciones de no emplear la relación de recurrencia (18), y de dividir por $1 - \frac{i\mu K}{\Sigma_t(E)}$ antes de efectuar la integración respecto de μ , resulta:

$$\Sigma_t(E) \bar{F}_m(K, E) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \left\{ \frac{2\ell+1}{2} \left(\int_{-1}^1 \frac{P_\ell(\mu) P_m(\mu)}{1 - \frac{i\mu K}{\Sigma_t(E)}} d\mu \right) \left(\int_h^h \Sigma_s^h(E') \right) \right. \\ \left. P_\ell^h(E' \rightarrow E) \bar{F}_1(K, E') dE' + \bar{S}(K, E) \right\}, m=0, 1, \dots \quad (30)$$

La aproximación B_L consiste en hacer $p_1^h(E' \rightarrow E) = 0$ y $\bar{S}_1(K, E) = 0$ para $l > L$.

En el caso de que la dispersión elástica fuese tal que $p_1^h(E' \rightarrow E) = 0$ para $l > L'$, y que las fuentes fuesen tales que $\bar{S}_1(K, E) = 0$ para $l > L'$, la aproximación B_L con $L > L'$ nos da el valor exacto de la densidad de flujo, mientras que la aproximación P_L con $L > L'$ nos da un valor aproximado al despreciar el término F_{L+1} . Sin embargo, en la aproximación B_L , una vez resueltas las ecuaciones (30), es necesario efectuar la transformada inversa de Fourier (28) para obtener la densidad de flujo F .

Nótese que en la fuente de neutrones, el término correspondiente a los neutrones de fisión es isótropo en el sistema del laboratorio (§ 1.4.6) y es de la forma $\delta_{o\ell} (4\pi)^{-1} \int_h^h f^h(E) \int_h^h v^h(E') \Sigma_f^h(E')$
 $\bar{F}_1(K, E') dE'$.

3.2.3.- Aproximación M_L . En un medio infinito, las ecuaciones (24) de la aproximación P_L pueden transformarse de modo que se obtenga la densidad de flujo en función del valor exacto de sus momentos.

Multiplicando las ecuaciones (24) por $\frac{x^n}{n!} dx$ e integrando respecto a x , se obtiene:

$$\frac{m+1}{2m+1} F_{m+1, n-1}(E) + \frac{m}{2m+1} F_{m-1, n-1}(E) - \sum_t(E) F_{m, n}(E) + \quad (31)$$

$$+ \sum_h \int \sum_s^h(E') p_m^h(E' \rightarrow E) F_{m, n}(E') dE' + S_{m, n}(E) = 0, \quad m = 0, 1, \dots; \quad n = 0, 1, \dots$$

siendo

$$F_{m, n}(E) = \int_{-\infty}^{\infty} F_m(x, E) \frac{x^n}{n!} dx \quad (32)$$

$$S_{m, n}(E) = \int_{-\infty}^{\infty} S_m(x, E) \frac{x^n}{n!} dx \quad (33)$$

los momentos de F_m y S_m , los cuales para $x \rightarrow \pm \infty$ deben tener a cero más rápidamente que x^{-n} .

La aproximación M_L consiste en hacer $p_m^h(E' \rightarrow E) = 0$ y $S_m(E) = 0$ para $m > L$, entonces, para $n = 0$, las ecuaciones (31) se reducen a

$$- \sum_t(E) F_{m, 0}(E) + \sum_h \int \sum_s^h(E') p_m^h(E' \rightarrow E) F_{m, 0}(E') dE' + S_{m, 0}(E) = 0 \quad (34)$$

que nos determina $F_{m, 0}$ para $m = 0, 1, \dots, L$; para $n = 1$

$$\frac{m+1}{2m+1} F_{m+1, 0}(E) + \frac{m}{2m+1} F_{m-1, 0}(E) - \sum_t(E) F_{m, 1}(E) + \sum_h \int \sum_s^h(E') p_m^h(E' \rightarrow E) F_{m, 1}(E') dE' + S_{m, 1}(E) = 0 \quad (35)$$

que nos determinan $F_{m,1}$ para $m = 0 \dots, L - 1$: y así sucesivamente hasta $F_{m,L}$ para $m = 0$. La densidad de flujo F_m puede entonces reconstruirse a partir de sus momentos $F_{m,n}$ y obteniéndose en definitiva $F(x, E, \mu)$ por (15).

3.3.- Método de Carlson, o aproximación S_n . Se aplica cuando la dispersión elástica y las fuentes exteriores son isótropas en el sistema del laboratorio, con lo cual, agrupando en la ecuación (14) el término de dispersión elástica y el de fuentes, en un sólo $Q(x, E)$ obtendremos:

$$-\mu \frac{\partial}{\partial x} F(x, E, \mu) - \int_t (E) F(x, E, \mu) + Q(x, E) = 0 \quad (36)$$

La aproximación S_n consiste en dividir el intervalo de variación de μ , $(-1, +1)$ en n subintervalos (μ_{i-1}, μ_i) con $i = 1, 2, \dots, n$; $\mu_0 = -1$, $\mu_n = 1$ y aproximar la densidad angular de flujo en cada subintervalo, por una línea recta entre sus valores en los extremos del subintervalo, es decir

$$F(x, E, \mu) = \frac{\mu - \mu_{i-1}}{\mu_i - \mu_{i-1}} F(x, E, \mu_i) + \frac{\mu_i - \mu}{\mu_i - \mu_{i-1}} F(x, E, \mu_{i-1}),$$

$$\mu_{i-1} < \mu < \mu_i \quad (37)$$

Sustituyendo la aproximación (37) en la ecuación (36) e integrando respecto a μ entre μ_{i-1} y μ_i , resulta:

$$\frac{1}{3} (2\mu_i + \mu_{i-1}) \frac{\partial}{\partial x} F(x, E, \mu_i) + \frac{1}{3} (2\mu_{i-1} + \mu_i) \frac{\partial}{\partial x} F(x, E, \mu_{i-1}) + \int_t (E) (F(x, E, \mu_i) + F(x, E, \mu_{i-1})) = 2Q(x, E), \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (38)$$

que en unión de la (36) para $\mu_0 = 1$.

$$\frac{\partial}{\partial x} F(x, E, \mu_0) - \int_t (E) F(x, E, \mu_0) + Q(x, E) \quad (39)$$

dan lugar a un sistema de $n + 1$ ecuaciones diferenciales con $n + 1$ funciones $F(x, E, \mu_i), i = 0, 1, \dots, n$.

3.4.- Método de las ordenadas discretas.- Se aplica al reactor virtual cuando la dispersión elástica es isótropa en el sistema del laboratorio y los neutrones son monoenergéticos, en estas condiciones la ecuación (14) se reduce a:

$$-\mu \frac{\partial}{\partial x} \phi(x, \mu) - \Sigma_t \phi(x, \mu) + \frac{1}{2} \left(\Sigma_s + \frac{v \Sigma_f}{K_{ef}} \right) \int_{-1}^1 \phi(x, \mu) d\mu = 0 \quad (40)$$

El método de las ordenadas discretas consiste en aproximar la integral anterior por medio de

$$\int_{-1}^1 \phi(x, \mu) d\mu = \sum_{j=0}^L A_j \phi(x, \mu_j) \quad (41)$$

que substituída en (40) dá:

$$-\mu_i \frac{\partial}{\partial x} \phi(x, \mu_i) - \Sigma_t \phi(x, \mu_i) + \frac{1}{2} \left(\Sigma_s + \frac{v \Sigma_f}{K_{ef}} \right) \sum_{j=0}^L A_j \phi(x, \mu_j) = 0 \quad (42)$$

cuyas soluciones son de la forma:

$$\phi(x, \mu_i) = \sum_s A_{s,i} e^{\gamma_s \Sigma_t x} \quad (43)$$

Substituyendo un término particular de (43) en (42) resulta

$$A_{s,i} = \frac{\Sigma_s + v \Sigma_f K_{ef}^{-1}}{2 \Sigma_t (1 + \mu_i \gamma_s)} \sum_{j=0}^L A_j A_{s,j} \quad (44)$$

que multiplicada por a_i , y sumando sobre i , nos dá los valores permisibles de γ_s .

$$1 = \frac{\Sigma_s + v \Sigma_f K_{ef}^{-1}}{2 \Sigma_t} \sum_{i=0}^L \frac{a_i}{1 + \mu_i \gamma_s} \quad (45)$$

con lo cual, la solución (43) puede ponerse en la forma

$$\phi(x, \mu_i) = \frac{\Sigma_s + \nu \Sigma_f K_{ef}^{-1}}{2 \Sigma_t} \sum_s \frac{A_s}{1 + \mu_i \gamma_s} e^{\gamma_s \Sigma_t x}, A_s = \sum_{j=0}^L a_j A_{s,j} \quad (46)$$

determinándose las A_s por las condiciones de contorno.

3.4.1.- Las μ_i se pueden determinar imponiendo la condición de que la ecuación (42) y la correspondiente en la aproximación P_L tengan igual forma; esta última ecuación se obtiene de la (24) al imponer las condiciones de dispersión isótropa y neutrones monoenergéticos, o sea

$$-\frac{m+1}{2m+1} \frac{\partial}{\partial x} \phi_{m+1}(x) - \frac{m}{2m+1} \frac{\partial}{\partial x} \phi_{m-1}(x) - \Sigma_t(x) \phi_m(x) + \delta_{om} (\Sigma_s + \nu \Sigma_f K_{ef}^{-1}) \phi_m(x) = 0, \quad m = 0, 1, \dots, L, \quad \phi_{L+1}(x) = 0 \quad (47)$$

Haciendo

$$\phi_m(x) = \sum_{i=0}^L B_{m,i} \phi(x, \mu_i), \quad \phi(x, \mu_i) = \sum_{m=0}^L C_{i,m} \phi_m(x) \quad (48)$$

con

$$\sum_{m=0}^L C_{j,m} B_{m,i} = \delta_{ji} \quad (49)$$

y substituyéndola en (47), resulta

$$\sum_{i=0}^L \left\{ \left(-\frac{m+1}{2m+1} B_{m+1,i} + \frac{m}{2m+1} B_{m-1,i} \right) \frac{\partial}{\partial x} \phi(x, \mu_i) - B_{m,i} \cdot \right.$$

$$\left. \cdot \Sigma_t \phi(x, \mu_i) + \delta_{om} B_{m,i} (\Sigma_s + \nu \Sigma_f K_{ef}^{-1}) \phi(x, \mu_i) \right\} = 0 \quad (50)$$

que multiplicada por $C_{j,m}$ y sumada sobre m , dá:

$$-\sum_{m=0}^L C_{j,m} \sum_{i=0}^L \left(\frac{m+1}{2m+1} B_{m+1,i} + \frac{m}{2m+1} B_{m-1,i} \right) \frac{\partial}{\partial x} \phi(x, \mu_i) - \Sigma_t \phi(x, \mu_i) + C_{j,o} (\Sigma_s + \nu \Sigma_f K_{ef}^{-1}) \sum_{i=0}^L B_{o,i} \phi(x, \mu_i) = 0 \quad (51)$$

Si se verifica que

$$\frac{m+1}{2m+1} B_{m+1,i} + \frac{m}{2m+1} B_{m-1,i} = \mu_i B_{m,i} \quad (52)$$

la ecuación (51) tiene igual forma que la (42), con tal que

$$C_{j,0} = \frac{1}{2}, \quad B_{0,i} = a_i \quad (53)$$

Comparando la relación (52) con la de recurrencia de los polinómios de Legendre (18), una posible solución es:

$$B_{m,i} = P_m(\mu_i) \times \text{constante} \quad (54)$$

y teniendo en cuenta (47 y 48), $B_{L+1,i} = 0$, luego

$$P_{L+1}(\mu_i) = 0 \quad (55)$$

que nos determina las $L+1$ valores de μ_i .

4.- APROXIMACION P_1 .-

4.1.- Cuando la anisotropía de la densidad neutrónica no es muy acusada, es suficiente emplear las primeras aproximaciones de los métodos dados en el (§ 3) en particular la P_1 . Las ecuaciones (24) del reactor virtual para $L = 1$ son:

$$-\frac{\partial}{\partial x} F_1(x,E) - \sum_t(E) F_0(x,E) + \sum_h \int \sum_s^h(E') P_0^h(E' \rightarrow E) F_0(x,E) dE' + \frac{1}{K_{ef}} \sum_h f^h(E) \int v^h(E') \sum_f^h(E') F_0(x,E') dE' = 0 \quad (56)$$

$$-\frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x} F_0(x,E) - \sum_t(E) F_1(x,E) + \sum_h \int \sum_s^h(E') P_1^h(E' \rightarrow E) .$$

$$F_1(x, E') dE' = 0 \quad (57)$$

De (21), definiendo

$$\phi(x, E) = \int F(x, E, \mu) d\mu = F_0(x, E) \quad (58)$$

$$J(x, E) = \int \mu F(x, E, \mu) d\mu = F_1(x, E) \quad (59)$$

y el valor medio de μ por

$$\langle \mu \rangle = \frac{\int \sum_s^h(E') p_1^h(E' \rightarrow E) J(x, E') dE'}{\sum_s(E) J(x, E)} \quad (60)$$

en (57) se obtiene

$$J(x, E) = - \frac{1}{3 (\Sigma_t(E) - \langle \mu \rangle \Sigma_s(E))} \frac{\partial}{\partial x} \phi(x, E) \quad (61)$$

o bien, definiendo como sección eficaz macroscópica de transporte Σ_{tr} , y como coeficiente de difusión D

$$\Sigma_{tr} = \Sigma_t - \langle \mu \rangle \Sigma_s = \Sigma_a + (1 - \langle \mu \rangle) \Sigma_s, \quad D = \frac{1}{3 \Sigma_{tr}} \quad (62)$$

tenemos

$$J(x, E) = - D \frac{\partial}{\partial x} \phi(x, E) \quad (63)$$

que llevada a (56), dá:

$$D \frac{\partial^2}{\partial x^2} \phi(x, E) - \Sigma_t(E) \phi(x, E) + \int \sum_s^h(E') p_0^h(E' \rightarrow E) \phi(x, E') dE' + \frac{1}{K_{ef}} \int \sum_f^h(E) \int \sum_f^h(E') \phi(x, E') dE' = 0 \quad (64)$$

que es la ecuación integrodiferencial para el flujo ϕ en la aproximación P_1 . En principio no se ha obtenido ninguna simplificación al pasar del sistema (56 y 57) al (60 y 64) ya que en este último sistema el problema radica en la determinación de $\langle \mu \rangle$; sin embargo, existen expresiones aproximadas que nos dan $\langle \mu \rangle$ para distintos medios, con lo cual se puede calcular el flujo ϕ con solamente la ecuación integrodiferencial (64).

Si en vez de considerar la ecuación (14) para geometría plana, se hubiese desarrollado la ecuación (12) para cualquier geometría, el operador $\frac{\partial}{\partial x}$ sería substituido por el ∇ , y el $\frac{\partial^2}{\partial x^2}$ por el Δ .

4.2.- Ecuaciones de multigrupos energéticos de neutrones.

Si las E y v son función escalera de la energía del neutrón, es decir si

$$\left. \begin{aligned} \Sigma(E) &= \Sigma_i = \text{constante} \\ v^h(E) &= v_i^h = \text{constante} \end{aligned} \right\} \text{ para } E_{i+1} \leq E \leq E_i \quad (65)$$

y si además

$$\int_{E_{i+1}}^{E_i} p_o^h(E' \rightarrow E) dE = p_o^h{}_{j \rightarrow i} = \text{constante para } \left\{ \begin{array}{l} E_{i+1} \leq E \leq E_i \\ E'_{j+1} \leq E' \leq E'_j \end{array} \right. \quad (66)$$

integrando la ecuación (64) respecto a E entre E_{i+1} y E_i , $i = 1, 2, \dots, g$, resulta:

$$\begin{aligned} D_i \Delta \phi_i(\vec{r}) - \Sigma_{ti} \phi_i(\vec{r}) + \sum_{j=1}^{i-1} \sum_h \Sigma_{si}^h p_{oj \rightarrow i}^h \phi_j(\vec{r}) + \frac{1}{K_{ef}} \\ \cdot \sum_{j=0}^g \sum_h f_i^h v_j^h \Sigma_{fj}^h \phi_j(\vec{r}) = 0, \quad i = 1, 2, \dots, g \quad (67) \end{aligned}$$

en la cual

$$\phi_i(\vec{r}) = \int_{E_{i+1}}^{E_i} \phi(\vec{r}, E) dE, \quad f_i^h = \int_{E_{i+1}}^{E_i} f^h(E) dE \quad (68)$$

La (67) representa al sistema de g ecuaciones diferenciales de multigrupos de neutrones. En realidad, ni las v ni las Σ son función escalera de E , pero si se definen sus valores medios dados por:

$$\Sigma_i = \frac{\int_{E_{i+1}}^{E_i} \Sigma(E) \phi(\vec{r}, E) dE}{\int_{E_{i+1}}^{E_i} \phi(\vec{r}, E) dE}; \quad D_i = \frac{\int_{E_{i+1}}^{E_i} D(E) \Delta \phi(\vec{r}, E) dE}{\Delta \int_{E_{i+1}}^{E_i} \phi(\vec{r}, E) dE} \quad (69)$$

las ecuaciones (67) se mantienen. Tampoco al principio se ha conseguido ninguna ventaja al transformar la ecuación integrodiferencial (64) en el sistema de ecuaciones diferenciales (67), ya que para calcular sus coeficientes, o sea las Σ_i , D_i , se precisa conocer, según (69), el flujo $\phi(\vec{r}, E)$ que es la solución de la ecuación integral (64); sin embargo, en la práctica la ventaja es considerable, ya que hasta resolver la ecuación integral (64) de un modo muy poco aproximado respecto a la geometría, con lo cual los errores transmitidos a las Σ_i , D_i en (69) son pequeños, y por tanto puede resolverse el sistema (67) de un modo más preciso.

- 4.3.- Promedio de constantes.- En la colisión de un neutrón con un núcleo cabe distinguir dos extremos. En principio, los núcleos están en movimiento debido a su agitación térmica, y cuando un neutrón con velocidad del mismo orden de magnitud que la del núcleo colide con él, en el estudio de la dispersión hay que tener en cuenta el movimiento nuclear, pero cuando la velocidad del neutrón es muy superior, puede despreciarse este movimiento y suponer los núcleos en reposo. Evidentemente, no existe una velocidad frontera que delimite estos dos casos,

pero teniendo en cuenta que la velocidad más probable de los núcleos en los reactores nucleares es la correspondiente a unos 0,02 a 0,06 eV; es corriente fijar esta frontera en $E_c = 0,0625$ eV (este número preciso está dado para poder normalizar los cálculos). Los fenómenos que ocurren con los neutrones de energía inferior a esta frontera se designan como de termalización, mientras que los que ocurren a energías superiores se designan como de moderación.

Por tanto, al escoger el número de grupos de neutrones, o sea el valor de g , una aproximación elemental sería considerar sólo dos grupos: el de termalización o grupo térmico y el de moderación o grupo rápido, aunque en la práctica suelen considerarse varios grupos térmicos y rápidos.

A continuación se dan algunas ideas sobre los métodos de promedio de constantes.

4.3.1.- Promedio de constantes térmicas en gases monoatómicos.- Según el (§ 1.4) en la termalización no intervienen ni los neutrones de fisión ni las dispersiones inelásticas, con lo cual la ecuación integrodiferencial (64) se reduce a:

$$D \Delta \phi(\vec{r}, E) - \sum_t (E) \phi(\vec{r}, E) + \sum_h \int_{E' < E_c} \sum_e^h (E') p_{oe}^h (E' \rightarrow E) \cdot \phi(\vec{r}, E') dE' + M(\vec{r}, E) = 0 \quad (70)$$

siendo

$$M(\vec{r}, E) = \sum_h \int_{E' > E_c} \sum_s^h (E') p_{os}^h (E' \rightarrow E) \phi(\vec{r}, E') dE' \quad (71)$$

la fuente debida a los neutrones que son dispersados desde una energía superior a la E_c a una dentro del grupo térmico.

La probabilidad de dispersión $p_{oe}^h (E' \rightarrow E)$ se obtiene estableciendo las leyes del choque elástico, y han sido obtenidas fórmulas para algunos medios:

gases monoatómicos ligeros \rightarrow espectros de Wigner-Wilkins

gases monoatómicos pesados \rightarrow espectro de Wilkins

Conociendo una expresión de $p_{oe}^h (E' \rightarrow E)$ para el modelo teórico que más se parezca al medio empleado en el reactor, la ecuación (70) puede resolverse para una geometría más sencilla que la real, y una vez obtenido el flujo $\phi(\vec{r}, E)$ calcular por (69) las constantes Σ_i y D_i .

Para gases monoatómicos, la ecuación integrodiferencial (70) en un medio infinito, se puede reducir a una ecuación diferencial de Riccati.

4.3.1.1.- Si no hay absorciones ni fugas, los neutrones están en equilibrio con el medio, y la solución de (70) es una distribución Maxwelliana de la forma:

$$\phi_M(E) = E e^{-E/KT_m} \quad (72)$$

siendo

$K =$ constante de Boltzman, $T_m =$ temperatura del medio (73)

Si además la sección eficaz de absorción sigue la ley $\frac{1}{v}$, es decir

$$\Sigma_a(v) = \frac{v_0}{v} \Sigma_a(v_0) \quad (74)$$

al substituir (72 y 74) en (69), resulta

$$\Sigma_{ag} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{v_0}{v_m} \Sigma_a(v_0), \quad v_m = \sqrt{2KT_m} = 2/\beta_m \quad (75)$$

y lo mismo para la fisión.

4.3.1.2.- Si la absorción es débil, como esta se produce principalmente a bajas energías, puede suponerse que la distribución neutrónica sigue siendo Maxwelliana, pero desplazada hacia las energías corecientes, con lo cual la temperatura de los neutrones no coincidirá ya con la del medio; habiendo por tanto dos distribuciones maxwellianas, la de los neutrones de temperatura T_n y la de los núcleos del medio de temperatura T_m . Ambas temperaturas están relacionadas por la siguiente fórmula experimental

$$T_n = T_m \left(1 + A \frac{\Sigma_a(KT_m)}{\Sigma_e} \right), \quad A = \begin{cases} 1.92 & \text{para } D_2O \\ 0.7 & \text{para } H_2O \end{cases} \quad (76)$$

y las expresiones (72 y 75) son entonces válidas substituyendo el subíndice m por n.

4.3.2.- Promedio de las constantes rápidas.- Al variar la sección eficaz de absorción con la energía, el flujo varía en sentido contrario y su producto varía lentamente, además si se toma como variable independiente la letargia u en vez de la energía, los intervalos de integración son más pequeños, excepto para el H en el que el intervalo es infinito. En estas condiciones, desarrollando en serie de Taylor en u, tenemos para todos los núcleos, excepto el H

$$\begin{aligned} \Sigma_e(u') \phi(\vec{r}, u') &= \Sigma_e(u) \phi(\vec{r}, u) + (u' - u) \frac{\partial}{\partial u} \left(\Sigma_e(u) \phi(\vec{r}, u) \right) \\ &+ \frac{1}{2} (u' - u)^2 \frac{\partial^2}{\partial u^2} \left(\Sigma_e(u) \phi(\vec{r}, u) \right) + \dots \quad (77) \end{aligned}$$

que llevada a la ecuación (64) para una geometría simplificada nos permite calcular la integral de dispersión elástica, habiendo empleado los valores de p_{oe}^h ($u' \rightarrow u$) obtenidos por la teoría del choque elástico.

J. E. N. 171-DF/I 51

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid

"Métodos de cálculo en Reactores Nucleares"

VELARDE, G. (1966) 24 pp.

Se hace un estudio de la ecuación del transporte neutrónico correspondiente a los reactores real y virtual, así como de las hipótesis de partida.

Se desarrollan los métodos de resolución de dicha ecuación para geometría plana y en las aproximaciones P_L , B_L , M_L , S_n y de las ordenadas discretas.

J. E. N. 171-DF/I 51

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid.

"Métodos de cálculo en Reactores Nucleares"

VELARDE, G. (1966) 24 pp.

Se hace un estudio de la ecuación del transporte neutrónico correspondiente a los reactores real y virtual, así como de las hipótesis de partida.

Se desarrollan los métodos de resolución de dicha ecuación para geometría plana y en las aproximaciones P_L , B_L , M_L , S_n y de las ordenadas discretas.

J. E. N. 171-DF/I 51

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid.

"Métodos de cálculo en Reactores Nucleares"

VELARDE, G. (1966) 24 pp.

Se hace un estudio de la ecuación del transporte neutrónico correspondiente a los reactores real y virtual, así como de las hipótesis de partida.

Se desarrollan los métodos de resolución de dicha ecuación para geometría plana y en las aproximaciones P_L , B_L , M_L , S_n y de las ordenadas discretas.

J. E. N. 171-DF/I 51

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid

"Métodos de cálculo en Reactores Nucleares"

VELARDE, G. (1966) 24 pp.

Se hace un estudio de la ecuación del transporte neutrónico correspondiente a los reactores real y virtual, así como de las hipótesis de partida.

Se desarrollan los métodos de resolución de dicha ecuación para geometría plana y en las aproximaciones P_L , B_L , M_L , S_n y de las ordenadas discretas.

