

CAPITULO 4

MODELOS MATEMÁTICOS DE LOS INCENDIOS FORESTALES: ANÁLISIS BIBLIOGRÁFICO

4.1. INTRODUCCIÓN

Un modelo matemático pretende imitar, copiar, describir o representar la realidad mediante el uso de un lenguaje matemático. La importancia de la modelización matemática de los incendios forestales radica en la predicción del comportamiento de dichos fenómenos y sus efectos en el entorno donde suceden, proporcionando una valiosa herramienta en los métodos de ataque, estimación y despliegue de recursos, medidas de seguridad para el personal de extinción y población en general (en la zona del siniestro) y en otras múltiples decisiones encaminadas a la minimización de los costos materiales y económicos.

En la Figura 4.1.1 se muestra de forma esquemática el proceso de modelización matemática. Se inicia con el estudio de un problema, el cual básicamente puede resumirse en tan sólo dos posibilidades (Catchpole y de Mestre, 1986):

- La combustión (donde se puede incluir el proceso de ignición, cinética de las reacciones, consumo de combustible, características de la llama, etc.).
- Los mecanismos de transferencia de calor involucrados (conducción, convección y radiación).

Posteriormente, se formula o “describe” matemáticamente el fenómeno, distinguiendo las características físicas esenciales de aquellas que pueden ser ignoradas, es decir, se simplifica el problema efectuando las suposiciones pertinentes. Se resuelve el sistema de ecuaciones resultante, obteniendo resultados numéricos, los cuales normalmente son validados al compararlos con datos experimentales (aunque cabe señalar que con frecuencia se presenta la problemática de la falta de datos con los cuales contrastar). Si hay “acuerdo” entre ellos se puede aceptar el modelo matemático como una representación del problema. Si por el contrario, los resultados no concuerdan con lo observado en la experimentación, se debe regresar a la primera etapa (revisar y corregir la formulación matemática) incluso considerando factores que inicialmente hayan sido despreciados. Este proceso puede repetirse varias veces obteniendo descripciones o modelos de forma sucesiva, cada vez con mayor exactitud.

En la actualidad y de forma general, se puede afirmar que las predicciones en el campo de los incendios forestales proporcionan tendencias acertadas, aunque aun hay numerosos problemas que no están resueltos y, con frecuencia, los resultados numéricos de las variables que describen los diversos fenómenos presentan desviaciones con respecto a la realidad. Esta situación hace evidente que la simulación de los incendios forestales mediante modelos matemáticos aun se encuentre en desarrollo (Catchpole y de Mestre, 1986; Weber, 1991; Morandini, 2001), siendo un campo en el que todavía quedan numerosos problemas por resolver.

En el presente capítulo se revisan los modelos matemáticos propuestos por diversos autores para los incendios forestales, comentando sus principales características.

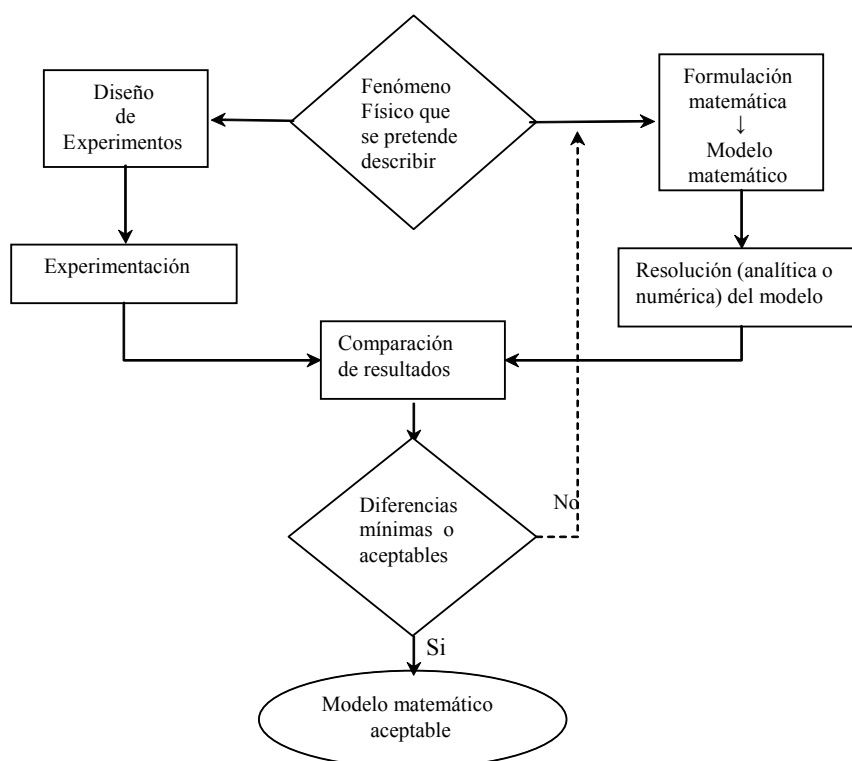


Figura 4.1.1. Proceso de Modelización Matemática.

4.2. MODELOS MATEMÁTICOS DE PREDICCIÓN DE LOS EFECTOS TÉRMICOS EN UN INCENDIO

Los efectos térmicos de un incendio son debidos principalmente a la radiación. Los modelos matemáticos para la estimación del flujo de calor por este mecanismo se pueden clasificar en modelos diferenciales, integrales y semiempíricos.

4.2.1. Modelos diferenciales

Son modelos matemáticos basados en la resolución numérica de las ecuaciones de Navier – Stokes (en su forma de ecuaciones diferenciales en derivadas parciales), complementados con submodelos. Describen el comportamiento de importantes procesos físicos y químicos ocurridos en el incendio (incluye las técnicas por ordenador para la mecánica de fluidos, CFD, *Computational Fluid Dynamic*). La no linealidad de los sistemas de ecuaciones diferenciales parciales (que los componen) requiere de apropiados métodos de resolución, que a su vez se pueden dividir en los siguientes métodos: diferencias finitas, elementos finitos y de volumen finito.

Actualmente, aun presentan desviaciones importantes en el cálculo de radiación de la llama en espacios abiertos y en la predicción de la posición y forma de la llama (Cowley y Johnson, 1991).

4.2.2. Modelos integrales

Expresan de manera muy semejante a los modelos diferenciales la conservación de la masa, momento y energía. Sin embargo, las ecuaciones toman una forma más simple, de manera que (como sugiere su nombre) pueden ser integradas. Incorporan submodelos que describen los procesos más importantes ocurridos durante un incendio (fenómenos de turbulencia, combustión y transferencia de calor), aunque tales procesos pueden ser una simplificación de los modelos diferenciales.

4.2.3. Modelos semiempíricos

Matemáticamente son los modelos más simples, basados en correlaciones empíricas (obtenidas a partir de datos experimentales). Sus resultados son fiables, aunque tienen un rango de validez muy limitado (las condiciones específicas en que fueron efectuados los experimentos). Son considerados dentro de esta clasificación los modelos más conocidos en la modelización de la radiación emitida por un incendio: (1) modelos de una fuente puntual y (2) el modelo del cuerpo sólido. La descripción de dichos modelos se incluye en el capítulo de modelización matemática (sección 5.2).

4.3. ANÁLISIS BIBLIOGRÁFICO DE LOS MODELOS FÍSICOS DE PROPAGACIÓN

Existen diversas clasificaciones de la modelización matemática de los incendios forestales (Pastor *et al.*, 2003). En la tabla 4.1 se presenta una clasificación donde se toman en cuenta los principales elementos considerados por los investigadores de este campo (Catchpole y de Mestre, 1986; Weber, 1991; Dupuy, 1997; Albright y Meisner, 1999).

La clasificación a la que se le da mayor importancia, dados los objetivos del presente trabajo (estudio de las características físicas de los incendios), es aquella que los divide en empíricos (o estadísticos), físicos (o deterministas) y aquellos que se encuentran en un punto intermedio (semi – físicos o semi – empíricos).

Debido a la falta de fundamentos físicos, se recomienda precaución en el empleo de los modelos empíricos (principalmente para condiciones diferentes a aquellas en que fueron experimentados). Por otra parte, cabe observar que ninguno de los modelos actuales es en el sentido estricto de la palabra única y exclusivamente “físico” (Catchpole y de Mestre, 1986; Dupuy, 1997); aunque en las últimas cinco décadas se haya trabajado con este tipo de modelos, en el límite, es muy difícil distinguir un modelo físico de uno semi-físico. Además, se puede considerar que la complejidad y el vacío de conocimiento en diversos aspectos de los procesos físicos y químicos (durante el fenómeno de la ignición, combustión y la transferencia de calor en un medio semi-transparente) ha ocasionado que la simulación de los incendios forestales mediante modelos físicos aun se encuentre en desarrollo (Catchpole, 1986; Weber, 1991; Morandini, 2001). En la tabla 4.2 se presenta un compendio de los principales modelos citados en la bibliografía.

Tabla 4.1. Clasificación general de los modelos de propagación de los incendios forestales.

En función de	Modelo	Descripción
Naturaleza u origen de la ecuación	Físicos, teóricos o deterministas	En esta categoría se incluye a los modelos que se fundamentan en las leyes que gobiernan la mecánica de fluidos y la transferencia de calor
	Estadísticos o empíricos	Son una descripción estadística obtenida a partir de pruebas experimentales o datos históricos de incendios reales. Su aplicación está limitada a condiciones similares a las que fueron obtenidas. Se caracterizan por no incorporar procesos físicos
	Semi – físicos o semi – empíricos	Son los modelos que incluyen, involucran o complementan las teorías de la mecánica de fluidos y la transferencia de calor con modelos empíricos
Estratos de combustible alcanzados	Subsuelo	Como su nombre indica, modela los incendios que se desarrollan en el estrato inferior de la vegetación.
	Superficie	Modela los incendios que queman el combustible superficial
	Copas	Estudian el comportamiento del incendio en las copas de los árboles. Algunos incorporan procedimientos para el estudio de focos secundarios.
Posibilidad de ocurrencia	Modelos de riesgo	A partir de datos meteorológicos evalúan la posibilidad de ocurrencia y peligrosidad de un incendio en un territorio determinado.

Los principales modelos físicos han sido revisados por diversos autores (Catchpole y de Mestre, 1986; Weber, 1991; Dupuy, 1997; Morandini, 2001). En general, los modelos predicen la velocidad de propagación del incendio considerando la transferencia del calor hacia el combustible vegetal. Y de aquí la importancia de los modelos de propagación en el presente estudio. Normalmente, se propone el estudio en algún punto del frente de un incendio. Al frente se le considera como una línea de fuego que se propaga en un plano, con una forma geométrica regular (frecuentemente rectangular) de altura finita, anchura infinita y sin considerar la profundidad. La temperatura de la llama se considera constante, consecuentemente con un flujo de calor de radiación constante; además, se asume que la llama sobre el lecho de combustible adquiere una temperatura y un flujo de calor constante a lo largo de la interfase del combustible en combustión y el combustible sin quemar.

El análisis matemático y físico se centra generalmente en un volumen de control que contiene partículas del combustible y aire (Figura 4.3.1 (a)). Algunos modelos colocan este elemento del volumen en la superficie del lecho de combustible, otros en algún lugar dentro del mismo, y otros lo pueden asumir con una altura que se extienda desde la superficie hasta el fondo del combustible. Iniciada la combustión, se transporta energía calorífica desde las regiones calientes (zona de la llama y combustible en ignición) hacia las zonas más frías (combustible por delante del frente y aire ambiental). El calor absorbido es requerido primeramente para aumentar la temperatura del combustible (Figura 4.3.1 (b)), ocasionando una deshidratación

seguida de la pirólisis que, a su vez, causa una destilación parcial; los volátiles se inflaman, mientras que el producto que logra condensar junto con los productos de una combustión incompleta constituyen el humo. Mientras la mezcla volátiles/oxígeno en conjunción con las condiciones térmicas lo permiten, la combustión continuará obteniendo un residuo final (en forma de ceniza inorgánica).

Tabla 4.2. Resumen de los modelos físicos, empíricos y semi – físicos de los incendios forestales propuestos por diversos autores.

Modelo Físico	Modelo Empírico	Modelo Semi-Físico
Fons (1946)	McArthur (1966)	Frandsen (1971)
Emmons (1964)	Noble <i>et al.</i> (1980)	Rothermel (1972)
Hottel <i>et al.</i> (1964)		Anderson <i>et al.</i> (1982)
Thomas (1967)		Green (1983)
Van Wagner (1967)		Stauffer (1985)
Anderson (1969)		Vaz <i>et al.</i> (2002)
Pagni y Peterson (1973)		
Telisin (1974)		
Konev y Sukhinin (1977)		
Cekirge (1978)		
Fujii (1980)		
Grishin <i>et al.</i> (1983, 1984, 1985)		
Albini (1985 – 1986))		
De Mestre <i>et al.</i> (1989)		
Weber (1989)		
Ferragut <i>et al.</i> (1996)		
Larini <i>et al.</i> (1997)		
Dupuy (1997, 1999, 2000)		
Porterie <i>et al.</i> (1998)		
Santoni <i>et al.</i> (1996, 1999)		
Morandini <i>et al.</i> (2000, 2001)		

El flujo de calor se encuentra presente de manera constante en cualquiera de los procesos, de aquí la importancia en la consideración de los mecanismos presentes y/o que gobiernan el flujo del calor (algunos modelos sólo consideran la radiación y otros incluyen la convección).

En adición a lo antes mencionado, se presentan complejos procesos con diversas suposiciones (deshidratación, pirólisis, inflamación, combustión, cambios de fase, el calor como un fenómeno superficial o volumétrico, la transparencia del medio, comportamiento de cuerpo negro o no, etc.) cuya consideración u omisión proporcionarían modelos matemáticos más o menos complejos de resolver. Lo deseable es encontrar un compromiso entre resultados acertados con métodos factibles de resolver en un tiempo razonable, de manera que su empleo en situaciones reales los conviertan en una valiosa herramienta. Finalmente, se sugiere como un complemento a la recopilación de modelos propuesta en esta sección los análisis publicados por Catchpole y de Mestre (1986), Weber (1991), Dupuy (1997) y Morandini (2001).

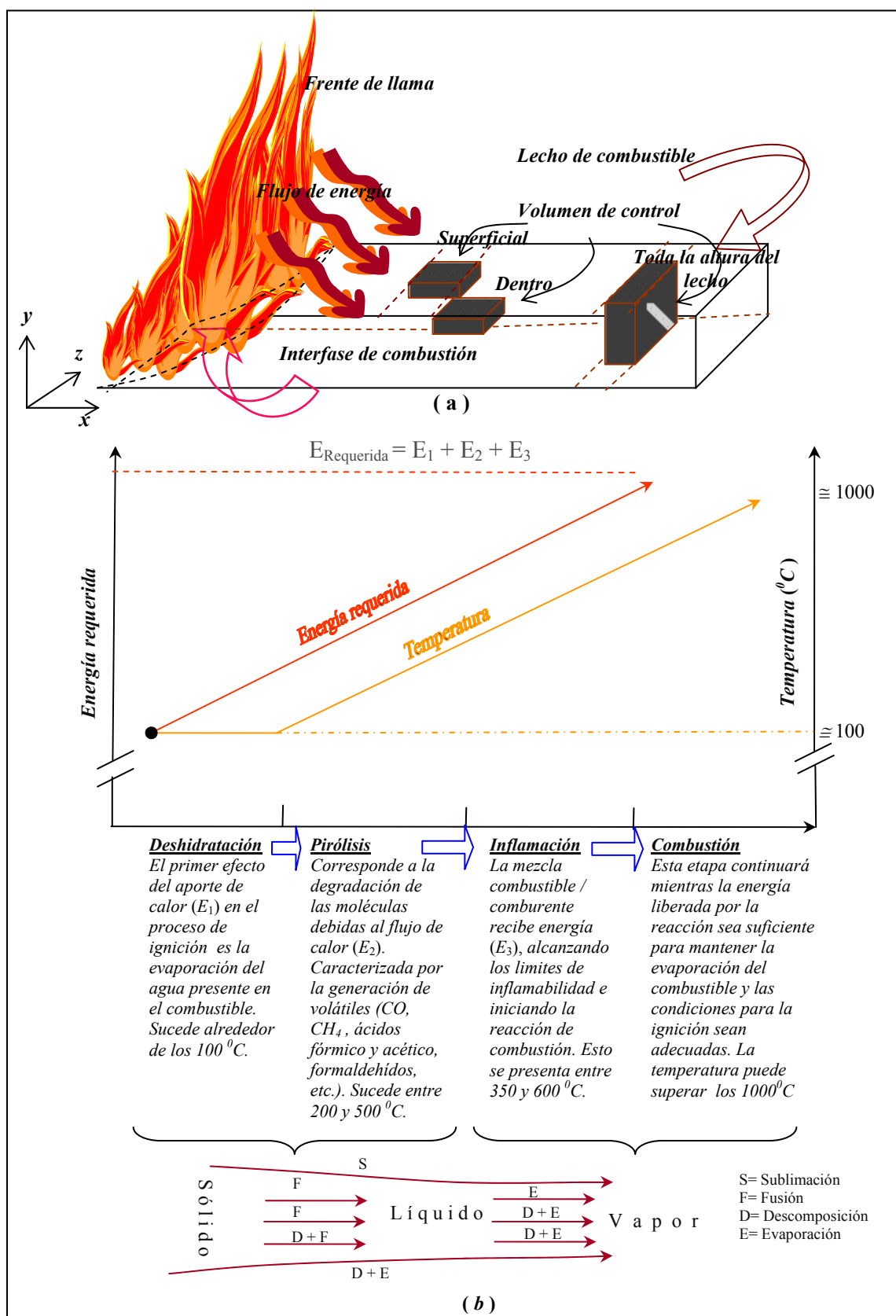


Figura 4.3.1. Representación del sistema y fenómenos físicos considerados en la modelización matemática. (a) Sección del lecho de combustible, llama y volumen de control (en la superficie, en la parte intermedia y de anchura total). (b) Secuencia en los procesos y cambios de fase presentes en la combustión de un sólido.

A continuación, se presenta (en orden cronológico) un breve resumen de los modelos más representativos, no tanto por la predicción de un parámetro tan importante como la velocidad de propagación como por la inclusión en el modelo la transferencia del calor. Nótese que la mayoría de conceptos ya han sido empleados en el capítulo 2; en la medida de lo posible se ha intentado conservar la nomenclatura de dicho capítulo así como la empleada por los diversos autores; no obstante, debido a la existencia de una gran cantidad de variables (tomadas de numerosas fuentes), que pueden ocasionar confusiones, se ha incluido una sección con la nomenclatura empleada.

4.3.1. Modelo de Fons (1946)

Fons (1946) consideró al lecho de combustible como un sistema compuesto por pequeñas barras verticales, espaciadas regularmente por una distancia S . Cuando la barra $(n - 1)$ se incendia, su temperatura es la temperatura de ignición y la temperatura de la barra adyacente (n) se encuentra en un valor intermedio entre la temperatura ambiente y la temperatura de ignición. Como se muestra en la Figura 4.3.2, se considera que la barra (n) está en contacto con las llamas de la barra $(n - 1)$, de manera que la transferencia de calor por conducción, convección y radiación son las responsables de que la barra (n) llegue a la temperatura de ignición.

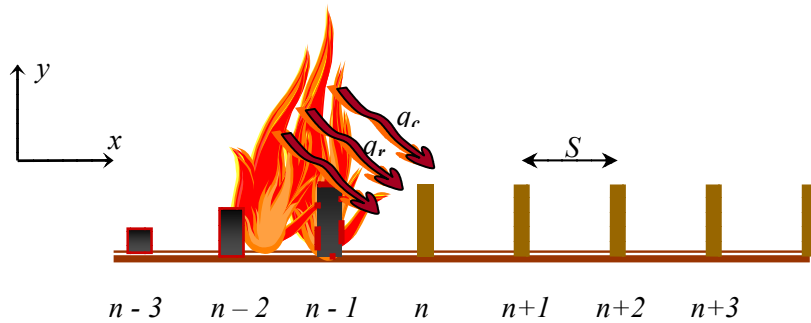


Figura 4.3.2. Sistema considerado por Fons (1946).

La velocidad de propagación, R , es obtenida mediante:

$$R = \frac{S}{t_i} \quad (4.1)$$

El flujo total de energía hacia la barra (n) por unidad de volumen y unidad de tiempo es:

$$q = q_c + q_r = A(f_c + f_r)(T_f - T) \quad (4.2)$$

donde A representa la superficie de intercambio de la partícula, T_f la temperatura de la llama, T es la temperatura de la barra (n) , f_c y f_r representan los coeficientes de intercambio por

conducción–convección y radiación, respectivamente. El tiempo de ignición, t_i , es obtenido por la resolución de la ecuación diferencial (4.3) entre el instante inicial ($t = 0$) y el instante de inflamación ($t = t_i$):

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = q \quad (4.3)$$

La ecuación final es:

$$R = \frac{(f_c + f_r)AS}{\rho C_p \ln \left[\frac{T_f - T_0}{T_f - T_i} \right]} \quad (4.4)$$

donde T_0 es la temperatura inicial del combustible. Para la estimación de los parámetros f_c y f_r , se emplea el valor medio entre T_∞ y T_i . Fons reconoció que era sólo una estimación y que sería más correcto emplear la diferencia entre las temperaturas respectivas a la cuarta potencia. Dada la importancia que dichos valores de temperatura tienen en los resultados del modelo, Catchpole y de Mestre (1986) lo consideraron una deficiencia, pese a que los resultados experimentales reportados por Fons (1946) fueron congruentes con los estimados teóricamente.

4.3.2. Modelos de Hottel, Williams y Steward (1965)

Hottel *et al.* (1965) propusieron cuatro modelos de propagación que fueron contrastados con experimentos de laboratorio. En un trabajo posterior (Hottel *et al.*, 1971), estos autores propusieron nuevas consideraciones, que básicamente conducen a resultados similares en cuanto a la fuente externa de transmisión de calor (Dupuy, 1997).

Si se aplica un balance de energía a un volumen de control supuesto en el frente de un incendio que se mueve a una velocidad (R) de manera estable en la dirección x :

$$\frac{RdQ''}{dx} = q_f'' + q_a'' + \frac{q_b'' d\tau}{dx} + q_c'' - q_L'' - q_{L,B}'' \quad (4.5)$$

donde

Q''	energía por unidad de área (J/m^2)
q_f''	flujo de radiación térmica de la llama (W/m^2)
q_a''	flujo de radiación térmica debido a la emisión de una fuente externa (W/m^2)
q_b''	flujo de radiación térmica debida a las brasas (W/m^2)
q_c''	flujo de energía por convección debido al movimiento aleatorio de la llama (W/m^2)
q_L''	pérdida de energía debida a la convección en la parte superior del lecho de combustible (W/m^2)
$q_{L,B}''$	pérdidas de energía por conducción en el fondo del lecho de combustible. (W/m^2)

Suponiendo una llama vertical de altura L_f , con un poder emisor (E_p) y con una absorptividad del combustible (α):

$$q_f'' = \frac{1}{2}(\alpha E_p) \left\{ 1 - \left[1 + \left(\frac{L_f}{x} \right)^2 \right]^{-1/2} \right\} \quad (4.6)$$

La ecuación para determinar la irradiación que Hottel *et al.* (1965) denominaron artificial es:

$$q_a'' = \left(\frac{\alpha q_a'}{2\pi L_w} \right) \left[1 + \left(\frac{x}{L_w} \right)^2 \right]^{-1} \quad (4.7)$$

Para la determinación del flujo de calor de convección originado por los movimientos de turbulencia de los gases calientes y el movimiento aleatorio de la llama, Hottel *et al.* (1965) propusieron la siguiente expresión:

$$q_c'' = \frac{k_c C p_g \rho_g D}{l} (T_f - T_i) \exp \left[\frac{-1}{4} \pi \left(\frac{x}{l} \right)^2 \right] \quad (4.8)$$

donde T_f es la temperatura de la llama y D la difusividad de la misma en una escala de longitud l . Para el caso de la existencia de brasas ardiendo, que a una velocidad q_b' irradian energía por unidad de longitud, a través de un espesor x de un arreglo aleatorio de las partículas de combustible, con un área superficial A , el modelo propone la siguiente ecuación:

$$q_b'' = q_b' (A/4) \exp[-(A/4)x] \quad (4.9)$$

Hottel *et al.* (1965) aclararon que su trabajo no buscaba resolver problemas relacionados con las leyes de conservación de energía y la combustión, para lo cual se requieren relaciones adicionales. Desafortunadamente, ninguno de los modelos presentados proporcionó resultados consistentes con los datos obtenidos experimentalmente (Hottel *et al.*, 1965; Weber, 1991). En su trabajo posterior, Hottel *et al.* (1971) ampliaron las explicaciones de los resultados y sugirieron el desarrollo de varias alternativas, sin agregar cambios sustanciales en los modelos de transferencia de calor.

4.3.3. Modelo de Rothermel (1972)

El modelo de Rothermel (1972) ha sido ampliamente empleado en muchos países y es básico en los sistemas BEHAVE y NEXUS (sistemas de predicción del comportamiento de los incendios, utilizados por el Servicio Forestal del Departamento de Agricultura de los Estados Unidos).

Es un modelo semifísico que se basa en el planteamiento de Frandsen (1971). Aplicando los principios de la conservación de la energía a un volumen de control en el frente del incendio, se predice la velocidad de propagación en un lecho de combustible homogéneo mediante la siguiente expresión:

$$R = \frac{I_R \xi (1 + \phi_w + \phi_s)}{\rho_b \zeta Q_{ig}} \quad (4.10)$$

donde

R	velocidad de propagación del frente (m/min)
I_R	intensidad de la reacción (energía liberada en el frente del incendio por unidad de área y de tiempo) ($\text{kJ m}^{-2} \text{min}^{-1}$)
ξ	proporción de la intensidad de reacción que calienta a las partículas adyacentes de combustible hasta la ignición (fracción adimensional del flujo de energía) (-)
ϕ_w	coeficiente adimensional que evalúa el efecto del viento en la propagación del frente (-)
ϕ_s	coeficiente adimensional que evalúa el efecto de la pendiente en la propagación del frente (-)
ρ_b	densidad aparente del combustible (kg/m^3)
ζ	número de calentamiento efectivo (representa la proporción de partículas de combustible que se calientan hasta la temperatura de ignición en el momento que éstas se inflaman) (-)
Q_{ig}	calor de preignición (energía necesaria para que una unidad másica de combustible llegue a la ignición) (kJ/kg).

Básicamente, la ecuación que determina la velocidad de propagación (4.25) es una relación entre el calor recibido por el combustible con respecto al calor necesario para llevar este combustible a la temperatura de ignición. Rothermel (1972) la determina mediante el empleo de ecuaciones obtenidas a partir de datos experimentales (usando técnicas de correlación estadística y en varios casos ajustes mediante la incorporación de parámetros empíricos). La intensidad de reacción es el parámetro que cuantifica la energía emitida por la llama (no hace distinción entre los diferentes mecanismos involucrados). Lo anterior implica una simplificación del problema que le da validez al modelo en un margen de condiciones muy específicas (relacionadas con las características del combustible, con su disposición sobre el terreno y variables medioambientales). Nótese que la extrapolación o la aplicación del modelo a los diferentes países requiere modificaciones para las condiciones particulares. En la tabla 4.3 se presenta un resumen de las ecuaciones básicas para la aplicación del modelo.

Tabla 4.3. Resumen de ecuaciones básicas del modelo de propagación de Rothermel (1972), modificadas por Wilson (1980) para su utilización en unidades del sistema internacional (SI)¹.

Concepto	Ecuación	Unidades
Velocidad de propagación	$R = \frac{I_R \xi (1 + \phi_w + \phi_s)}{\rho_b \varsigma Q_{ig}}$ (4.25)	m / min
Intensidad de la reacción	$I_R = \Gamma' w_n h \eta_M \eta_s$ (4. 11)	kJ m ⁻² min ⁻¹
Velocidad óptima de reacción	$\Gamma' = \Gamma'_{\max} (\beta / \beta_{op})^{A_1} \exp[A_1 (1 - \beta / \beta_{op})]$ (4. 12)	min ⁻¹
Velocidad de reacción máxima	$\Gamma'_{\max} = (0,0591 + 2,926 \sigma_*^{-1.5})^{-1}$ (4. 13)	min ⁻¹
Compactación del combustible	$\beta = \frac{\rho_b}{\rho}$ (4. 14)	(-)
Compactación óptima del combustible	$\beta_{op} = 0,20395 \sigma_*^{-0,8189}$ (4. 15)	(-)
Coefficiente	$A_1 = 8,9033 \sigma_*^{-0,7913}$ (4. 16)	(-)
Carga neta de combustible	$w_n = w_0 (1 - s_T)$ (4. 17)	kg / m ²
Coefficiente de amortiguación de la humedad	$\eta_M = 1 - 2,59 \frac{M_f}{M_x} + 5,11 \left(\frac{M_f}{M_x} \right)^2 - 3,52 \left(\frac{M_f}{M_x} \right)^3$ (4. 18)	(-)
Coefficiente de amortiguación de los minerales	$\eta_s = 0,174 s_e^{-0,19}$ (4. 19)	(-)
Fracción de flujo de energía de propagación	$\xi = (192 + 7,9095 \sigma_*)^{-1} \cdot \exp[(0,792 + 3,7597 \sigma_*^{0,5})(\beta + 0,1)]$ (4. 20)	(-)
Factor de viento	$\phi_w = C(3,28 I_u)^{B_I} \left(\frac{\beta}{\beta_{op}} \right)^{-E_I}$ (4. 21)	(-)
	$C = 7,47 \exp(-0,8711 \sigma_*^{0,55})$ (4. 22)	(-)
	$B_I = 0,15988 \sigma_*^{0,54}$ (4. 23)	(-)
	$E_I = 0,715 \exp(-0,01094 \sigma_*)$ (4. 24)	(-)
Factor de pendiente	$\phi_s = 5,275 \beta^{-0,3} (\tan \phi)^2$ (4. 25)	(-)
Densidad aparente	$\rho_b = w_0 / \delta$ (4. 26)	kg / m ³
Número de calentamiento efectivo	$\varsigma = \exp(-4,528 / \sigma_*)$ (4. 27)	(-)
Calor de Preignición	$Q_{ig} = 581 + 2594 M_f$ (4. 28)	kJ / kg

¹ Se ha mantenido el nombre de Sistema Internacional (SI) en el título de la tabla para conservar el título original del trabajo publicado por Wilson (1980); no obstante, en dicho sistema se emplea J en lugar de kJ y además se considera como unidad de medida para el tiempo el segundo y no el minuto.

4.3.4. Modelo de Pagni y Peterson (1973)

Este modelo analiza cuantitativamente la propagación del incendio en estado estable a través de una capa fina del lecho de combustible poroso, el sistema considerado para el estudio se representa en la Figura 4.3.3. Los mecanismos de transferencia de energía considerados incluyen: la radiación de las llamas y de la zona de combustión, la convección superficial e interna debida a la difusión de las turbulencias de la llama y la conducción de la fase gaseosa a través del combustible. Además, se consideran los efectos del viento y de la pendiente y no se toman en cuenta las posibles pérdidas de energía térmica debidas a la radiación, conducción y convección.

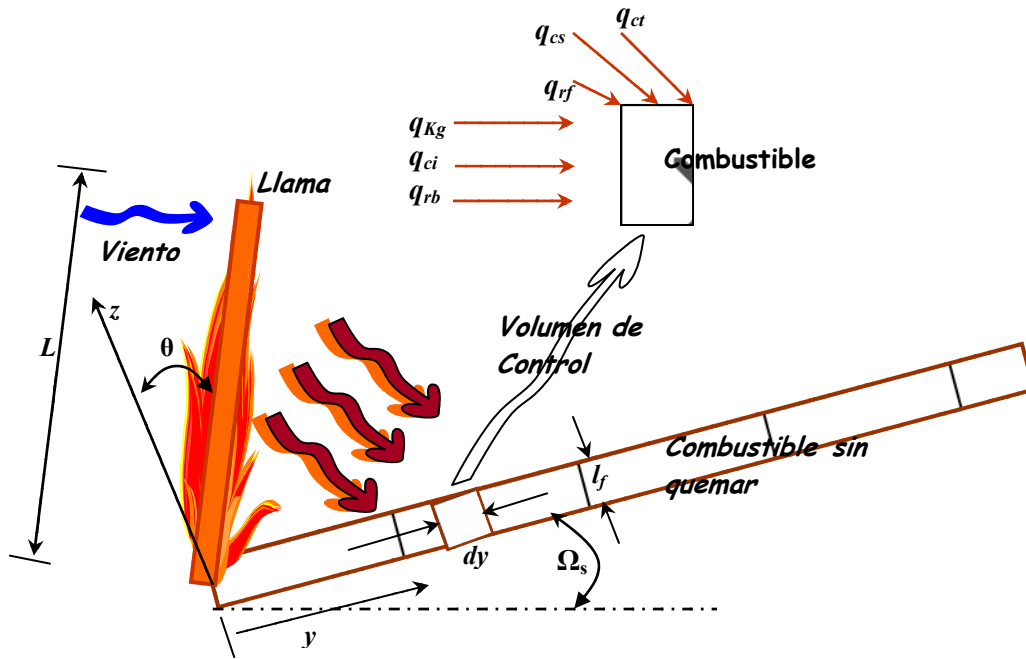


Figura 4.3.3. Representación del sistema considerado por Pagni y Peterson: el frente de llama (considerado como una placa) de altura L , colocado en el origen, el volumen de control y los mecanismos de transferencia de calor involucrados.

Este modelo considera que para que la propagación del incendio permanezca se requiere de un flujo constante de energía, que primeramente se empleará para aumentar la temperatura del combustible (q_s), posteriormente para evaporar el contenido de agua de las partículas (q_v), y finalmente para la pirolización del combustible. Aplicando la ley de conservación de la energía, lo anterior se puede representar mediante la siguiente expresión:

$$\begin{aligned}
 & q_s(\text{energía sensible}) + q_v(\text{energía de evaporación}) + q_p(\text{pirólisis}) = \\
 & q_{rf}(\text{radiación de la llama}) + q_{rb}(\text{radiación de las brasas}) + \\
 & q_{cs}(\text{convección en la superficie}) + q_{ci}(\text{convección en el interior}) + \\
 & q_{ct}(\text{difusión turbulenta}) + q_{kg}(\text{conducción en la fase gas})
 \end{aligned} \tag{4.29}$$

La determinación de cada uno de los términos de la ecuación (4.29) puede obtenerse a partir de las ecuaciones que se detallan a continuación.

Energía requerida para la ignición

El lado izquierdo de la expresión (4.29), cuantifica la energía necesaria para que el combustible considerado entre en ignición.

La energía sensible se obtiene mediante la siguiente ecuación:

$$q_s = -\rho_f C p_f R \phi (dT_f / dy) \quad (4.30)$$

donde ρ_f y $C p_f$ son respectivamente la densidad y el calor específico del combustible seco, R es la velocidad de propagación (en estado estable), ϕ representa la relación entre el volumen del combustible sólido con respecto al volumen del lecho de combustible y T_f es la temperatura del combustible en y .

La energía de evaporación requerida en el volumen de control por unidad de tiempo es:

$$q_v = \rho_f h_{vap} R \phi (dM_f / dy) \quad (4.31)$$

donde M_f es la relación entre la masa de agua y la masa de combustible seco en y , y h_{vap} el calor latente de vaporización.

Similarmente, la energía requerida en la pirólisis por unidad de tiempo es:

$$q_p = \rho_f h_{pir} R \phi (dM_p / dy) \quad (4.32)$$

donde M_p es la fracción de la masa inicial sin pirolizar en y , y h_{pir} es la entalpía endotérmica de la pirólisis.

Radiación

La energía irradiada por la llama y que es absorbida por la superficie del volumen queda determinada por:

$$q_{rf} = \alpha F E_{fl} / l_f \quad (4.33)$$

donde α representa la absorptividad del combustible, F es el factor de forma, E_{fl} es el poder emisorio de la llama y l_f es el espesor del lecho. Pagni y Peterson hicieron las siguientes sugerencias para la determinación de los términos de la expresión 4.33:

$$F = 0.5 \left\{ 1 - ((y/L - \sin \theta) / \cos \theta) \left[1 + ((y/L - \sin \theta) / \cos \theta)^2 \right]^{0.5} \right\} \quad (4.34)$$

$$E_{fl} \approx \varepsilon_{fl} \sigma T_{fl}^4 \quad (4.35)$$

Para la obtención del ángulo entre la llama y la normal al lecho de combustible se emplea:

$$\theta = \Omega_s + \Omega_w \quad (4.36)$$

donde

$$\Omega_w = \tan^{-1} [1, 4u_w (gL)^{-0.5}] \quad (4.37)$$

Esta última ecuación es empírica, cuantifica la inclinación de la llama debida al efecto del viento, es valida cuando $R \ll u_w$ y Ω_s es pequeña.

La determinación de la radiación debida a las brasas del combustible del volumen de control localizado en y , está dada por:

$$q_{rb} = -E_b (d\tau/dy) = 0.25A(\varepsilon_b \sigma T_b^4) \exp(-0.25Ay) \quad (4.38)$$

donde A es el área superficial total de la partícula de combustible.

Convección

Cuando el incendio está dominado por el viento, el transporte de energía por los gases calientes de la región de la llama se aproxima mediante:

$$q_{cs} = h_s [T_g(y) - \bar{T}_f] / l_f \quad (4.39)$$

Considerando una temperatura media del combustible en el lecho ($\bar{T}_f$), una aproximación para la temperatura de la fase gaseosa (T_g) y una correlación semiempírica para el coeficiente de transferencia de calor en flujo turbulento, la ecuación 4.39 se transforma en:

$$q_{cs} = 0.037 C p_g \rho_g u_g \text{Re}^{-0.2} \text{Pr}^{-0.67} l_f^{-1} \{ (T_g - \bar{T}_f) \exp[-0.185 \text{Pr}^{-0.67} y/L] \} \quad (4.40)$$

Cuando el combustible es extremadamente poroso, la convección en la superficie del lecho tiene su efecto a través del combustible, presentándose una convección interna en el lecho del mismo, lo cual se determina por:

$$q_{ci} = h_i [T_{ci}(y) - \bar{T}_f] A \quad (4.41)$$

Considerando aproximaciones para cada uno de los términos de la ecuación 4.41, se obtiene una nueva forma para la expresión de la energía de convección interna en las partículas de combustible:

$$q_{ci} = 2.1 k_g l_c N_c \text{Re}_c^{0.33} (T_g - \bar{T}_f) [1 - (5v_g l_c N_c / u_w) y]^\beta \quad (4.42)$$

donde $\beta = 0.42 \text{Re}_c^{0.33} \text{Pr}^{-1}$; N_c son las partículas de combustibles que constituyen el volumen de control, las cuales son consideradas como cilindros de una longitud l_c y un diámetro D_c . La correlación que se incluye en la ecuación (4.41) para el cálculo del coeficiente transferencia de calor h_i , solo es válida para $Re < 10$.

La parte superior del lecho, también es calentada por la difusión de los remolinos y turbulencias de la llama, lo cual se puede calcular mediante la siguiente ecuación:

$$q_{ct} = \left\{ k_c C p_g \rho_g D (T_{fl} - \bar{T}_f) \exp \left[-\frac{1}{4} \pi (y / \zeta)^2 \right] \right\} / \zeta l_f \quad (4.43)$$

donde ζ representa la magnitud de la turbulencia, k_c es una constante de proporcionalidad para la difusión turbulenta, D es la difusividad debida a los remolinos y turbulencias.

Conducción

El flujo de energía por conducción en la fase gas puede ser importante solamente en la inmediata vecindad de la llama; la expresión para determinarla es:

$$q_{kg} = [k_g (T_{fl} - T_{ig}) / \delta_g] \delta_k(0) \quad (4.44)$$

donde k_g es la conductividad térmica del gas, δ_g es la distancia a la que se mantiene la llama, $\delta_k(0)$ es la función delta en el origen. La distancia δ_g es obtenida por una aproximación que considera el flujo de los productos volátiles del combustible en la llama solamente por difusión:

$$\delta_g = D_g \rho_{gf} / m_f'' \quad (4.45)$$

donde D_g es la difusividad de la masa de volátiles, ρ_{gf} es la densidad de los volátiles, y m_f'' es el flujo másico de los volátiles, que puede aproximarse mediante la ley de Arrhenius.

La validación del modelo de Pagni y Peterson se efectuó mediante la comparación de sus resultados con datos experimentales. Se observó que las predicciones eran acordes y se obtuvieron las siguientes conclusiones:

- Para un flujo lento del viento, el mecanismo de transferencia de calor dominante es la radiación producida por la llama, con una contribución significativa al flujo de energía térmica proveniente de las brasas del combustible y en menor proporción por conducción en la fase gas.
- Para elevadas velocidades del viento, el mecanismo más significativo lo constituye la convección con importantes contribuciones de la radiación de la llama.
- El calentamiento por difusión turbulenta es insignificante.
- La energía absorbida en el proceso de la pirólisis es insignificante.

4.3.5. Modelo de Cekirge (1978)

Es un modelo de propagación en una dimensión que considera la velocidad del frente en un régimen inestable. El sistema se representa en la Figura 4.3.4, en él se asume que:

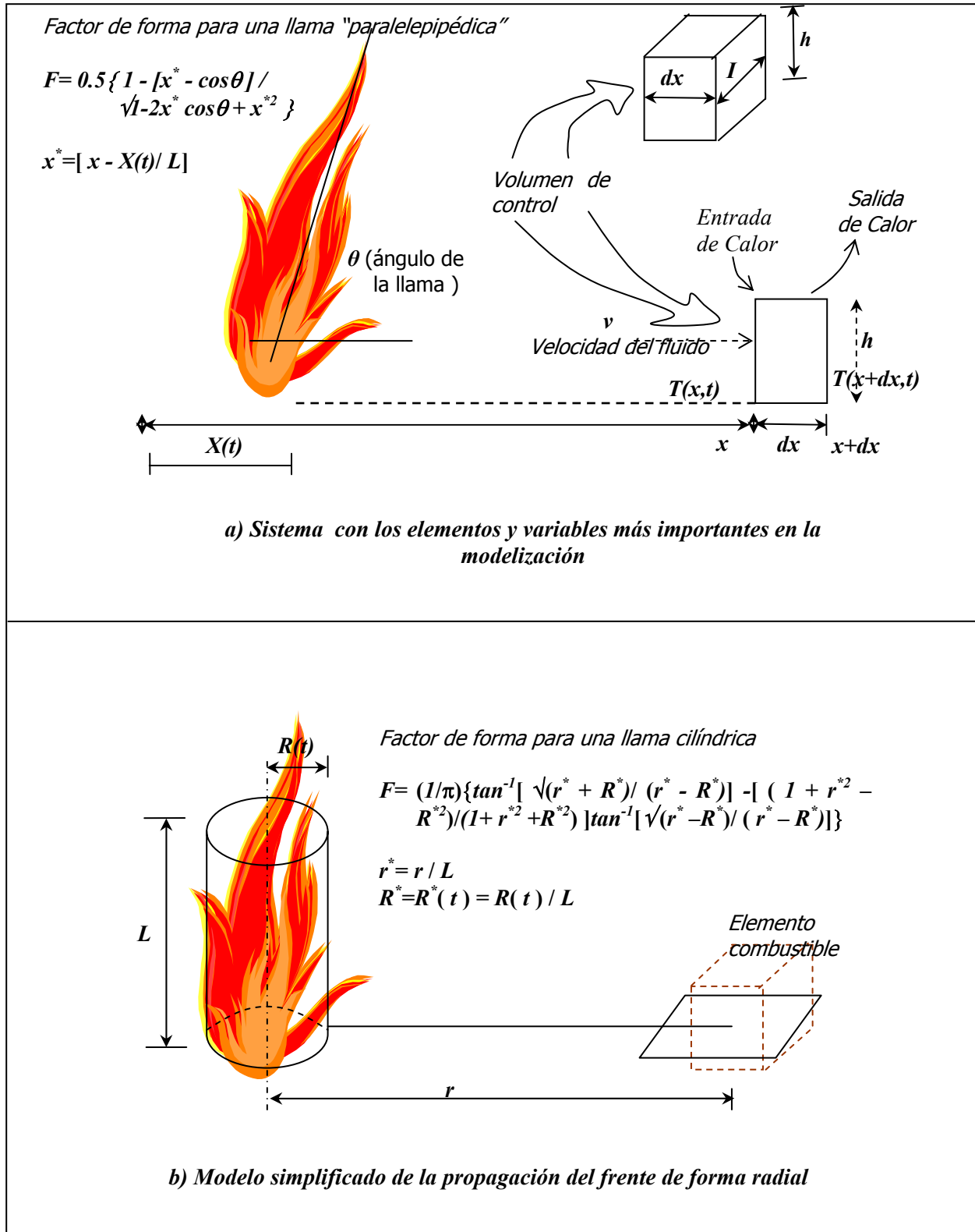


Figura 4.3.4. Representación del sistema considerado por Cekirge para la modelización de la transferencia del calor en el frente de un incendio.

- El lecho de combustible es de longitud infinita en la dirección x .
- La amplitud del frente de llama normal a la dirección x es infinita.
- El lecho de combustible es de una altura constante.
- El frente de llama es una línea recta que se propaga desde el origen
- La transferencia de calor por conducción se considera insignificante, debido a la estructura y dimensión del problema.
- El lecho de combustible se incendia al absorber cierta cantidad de energía térmica.

Aplicando un balance general de energía:

$$\text{Incremento de calor} = \text{entrada de calor} - \text{salida de calor} \quad (4.46)$$

Para el cálculo de los términos de la ecuación anterior, se considera como flujo de entrada de calor al volumen de control:

- la energía de convección debida al flujo de la fase gaseosa
- la energía irradiada por la llama al interior del medio poroso
- la energía de radiación generada por las brasas.

Para el segundo término de la misma ecuación, se considera como salida de calor del volumen de control, a:

- la energía de convección debida al flujo de la fase gas
- energía de radiación generada por las brasas existentes en el volumen considerado
- la energía irradiada por la superficie del volumen de control

La aproximación de los diversos flujos que constituyen la ecuación (4.46), se realizó mediante las ecuaciones que se resumen en la tabla 4.4. El modelo resultante de la sustitución de tales expresiones en la ecuación de la conservación de la energía se resuelve mediante el método de diferencias finitas.

Los resultados se compararon con los obtenidos por el modelo de Telisin (1974), y con los datos experimentales de Wolliscroft (1968, 1969).

El modelo de Cekirge fue innovador, con resultados aceptables cuando se consideran simultáneamente los efectos de la radiación y la convección, incluso mejores que los obtenidos mediante el modelo de Telisin (el cual supuso un modelo dominado por la radiación

y, en consecuencia, sólo consideró la radiación generada por las llamas y las brasas del combustible). Sin embargo, tal como observaron Catchpole (1986) y Weber (1991), el modelo propuesto por Cekirge ha requerido de diversos ajustes, por ello se incluyó un parámetro que modifica la velocidad del viento. Asimismo, Catchpole (1986) consideró que la parte que corresponde a la convección era errónea y sugirió para tal mecanismo las propuestas de Hottel *et al.* (1965) y Albini (1985).

Tabla 4.4. Resumen de ecuaciones del modelo de Cekirge.

Concepto	Ecuación	Observaciones
Incremento de energía calorífica en el volumen de control	$\rho C_p \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} dx h dt \quad (4.47)$	h representa la altura del lecho
Entrada de calor por convección en el volumen de control	$u \rho C_p T(x,t) h dt \quad (4.48)$	El lecho de combustible se considera poroso
Energía irradiada por las llamas hacia el volumen de control	$\sigma \varepsilon_f F \{T_f^4 - [T(x,t)]^4\} dx dt \quad (4.49)$	El factor de vista, F , se obtiene para dos geometrías distintas
Flujo de calor de radiación generado por las brasas	$\sigma \varepsilon_k T^4 e^{-a[x-X(t)]} h dt \quad (4.50)$	
Salida o pérdida de energía térmica en el volumen de control debida a la convección	$u \rho C_p T(x+dx,t) h dt \quad (4.51)$	La ρ y la C_p son propiedades de la fase sólida
Pérdida de calor debida a la energía de radiación de las brasas	$\sigma \varepsilon_k T^4 e^{-a[x-(X(t)+dx)]} h dt \quad (4.52)$	
Pérdida de energía del área superficial del volumen de control	$\eta [T(x,t) - T_h] dx dt \quad (4.53)$	η es el coeficiente de intercambio de calor debido a la radiación y a la convección

4.3.6. Modelo de Albini (1985, 1986)

El modelo propuesto por Albini (1985, 1986) está considerado como una de las mejores propuestas de los modelos físicos (Catchpole y de Mestre 1986). Es el primero que consideró dos dimensiones en la interfase de ignición. Continuando con las bases establecidas por este modelo, se cree posible lograr un modelo que sustituya a los modelos empíricos y semiempíricos actuales.

El desarrollo del modelo parte de la consideración de un sistema ideal, representado en la Figura 4.3.5. Como puede observarse en dicha figura, el combustible está distribuido de manera uniforme, continua, con un espesor δ , con una densidad aparente β , constante, en un

plano, cuya superficie horizontal se mantiene a una temperatura ambiente sin reflejar o esparcir la radiación (supone el comportamiento de un cuerpo negro).

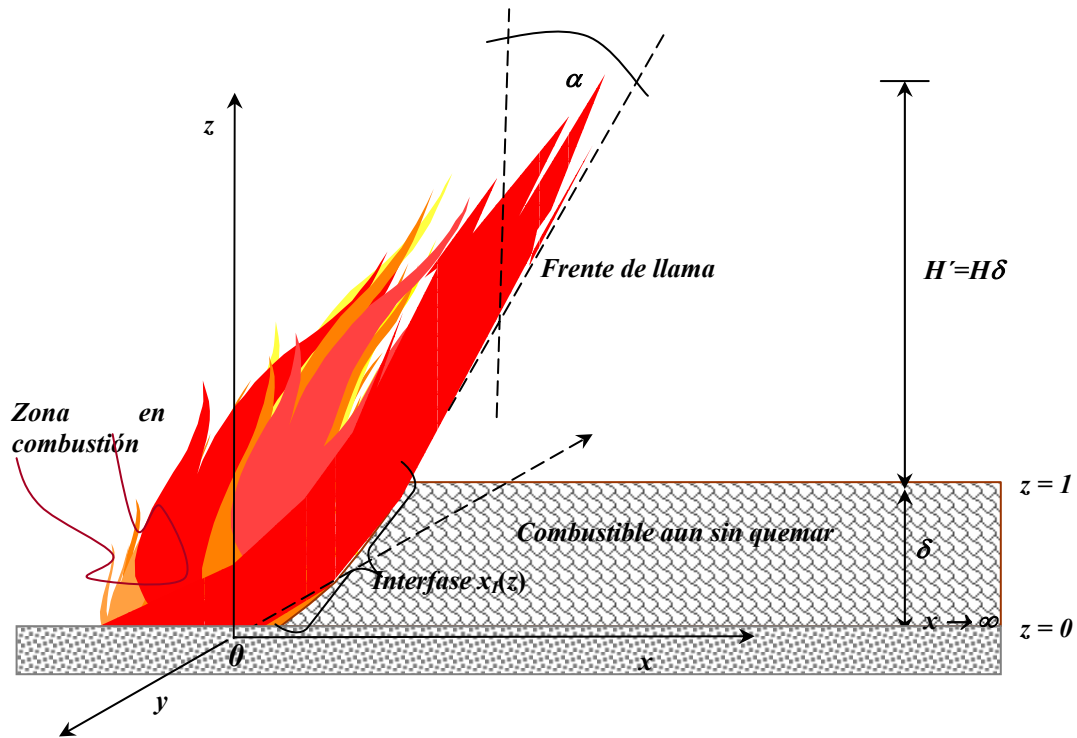


Figura 4.3.5. Representación del sistema idealizado por Albini(1985) para su modelización.

Para un lecho con tales características, la intensidad de radiación puede representarse mediante la siguiente ecuación:

$$\left(l' \frac{\partial}{\partial x'} + m' \frac{\partial}{\partial y'} + n' \frac{\partial}{\partial z'} \right) I = -(\beta \sigma / 4) I + (\beta \sigma / 4 \pi) B T^4 \quad (4.54)$$

donde l' , m' , n' representan los cosenos de la dirección descrita por el recorrido de la intensidad de radiación, I ; T es la temperatura del combustible en el punto (x', y', z') , $\beta \sigma$ representa el área superficial del combustible por unidad de volumen y B la constante de Stefan-Boltzmann. El término negativo de la derecha de la ecuación (4.54) representa el flujo de radiación absorbida por unidad de volumen en el ángulo sólido 4π . Aplicando un balance se puede representar una ecuación para la energía calorífica absorbida por un volumen de control en un tiempo t , la expresión es:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \iint_{4\pi} \left[\frac{\beta \sigma}{4} I - \left(\frac{\beta \sigma}{4 \pi} \right) B T^4 \right] d\omega' \quad (4.55)$$

Normalizando la intensidad de radiación, la temperatura y el flujo de calor en las etapas consideradas (calor requerido para los procesos de secado del combustible, de la evaporación del agua y el calor de ignición) las ecuaciones 4.54 y 4.55 pueden reescribirse del modo siguiente:

$$\left(l' \frac{\partial}{\partial x'} + m' \frac{\partial}{\partial y'} + n' \frac{\partial}{\partial z'} \right) i = C(\theta - i) \quad (4.56)$$

$$-\Lambda \frac{\partial Q}{\partial x} = C \left(\frac{1}{\pi} \iint_{4\pi} i d\omega' - 4\theta \right) \quad (4.57)$$

donde i es la intensidad de radiación normalizada ($i = I/I_B - (T_a/T_B)^4$); I_B es la intensidad de radiación en la interfase, definida por BT_B^4 / π ; θ , es una normalización de la temperatura para un punto en el combustible ($\theta = (T/T_B)^4 - (T_a/T_B)^4$); C , es un parámetro adimensional ($C = \sigma\beta\delta/4$); Λ , es un eigenvalor para este problema ($\Lambda = Rq_i/BT_B^4$), y Q , es una normalización del flujo de calor con respecto al calor de ignición ($Q = q/q_i$). El calor absorbido por el volumen de control a una distancia infinita ($x = \text{infinito}$) será cero. No así en la interfase, donde puede resolverse mediante la siguiente expresión:

$$Q(x, z) = \frac{C}{\Lambda} \int_x^\infty \left(\frac{1}{\pi} \iint_{4\pi} i d\omega' - 4\theta \right) \Big|_{x', z} dx' \quad (4.58)$$

Las anteriores ecuaciones corresponden a la primera parte del trabajo de Albin (1985). Los resultados obtenidos con tales ecuaciones mostraron desviaciones con respecto a la realidad; la explicación se encuentra en la idealización de un sistema que no toma en cuenta el efecto del aire y vapor de agua presente en el lecho poroso (se asumió que la mezcla gaseosa era transparente a la radiación) y en parte también, a la omisión de los mecanismos de enfriamiento debidos a la convección. Consecuentemente, Albin (1986) extendió su primer trabajo e incluyó el efecto del enfriamiento de la partícula de combustible por convección. De tal modo que la ecuación 4.57 se modifica para quedar del modo siguiente:

$$-\left(\frac{\Lambda}{C} \right) \frac{\partial Q}{\partial x} = \frac{1}{\pi} \iint_{4\pi} i d\omega' - 4\theta - 4h(T - T_a)/BT_B^4 \quad (4.59)$$

Esta ecuación proporciona la velocidad de calor absorbido en un punto en el lecho de combustible, expresado en un sistema de coordenadas en movimiento con el frente del incendio (el parámetro adimensional Λ es proporcional a la velocidad del incendio). El término 4θ de la ecuación (4.59) corresponde al flujo de energía perdida por el mecanismo de radiación en el mismo punto. El parámetro h , es el coeficiente de transferencia de calor para el enfriamiento de la superficie por convección.

La integral de la intensidad de radiación sobre el ángulo sólido (el primer término de la derecha de la ecuación 4.59) proporciona la velocidad de absorción de la energía de radiación en el punto de interés. A su vez, dicha integral contiene la contribución de la radiación de la llama (J_F), de la interfase (J_I), y de las partículas de combustible en el volumen de control (J_V). La evaluación de tales contribuciones se efectúa considerando las propiedades geométricas de las zonas correspondientes, a continuación se proporciona un breve resumen de las expresiones del modelo.

Tabla 4.5. Resumen de ecuaciones del modelo de Albini(1985, 1986).

Ecuación	Concepto y Observaciones
$\left(\frac{\Lambda}{C}\right)\frac{\partial Q}{\partial x} = -\frac{1}{\pi}(J_F + J_I + J_V) + 4\theta + \gamma^\tau \quad (4.60)$ donde $\gamma = 4h(T_i - T_a)/BT_B^4$ $\tau = (T - T_a)/(T_i - T_a)$	Expresión que relaciona el calor absorbido por el combustible, la intensidad de radiación y el enfriamiento (flujos de salida debidos a los mecanismos de radiación y convección). Es otra forma de la ecuación (4.59) que expresa y desglosa la contribución de la intensidad de radiación proveniente de todas las direcciones.
$J_F = 2F \left[1 - \left(\frac{T_a}{T_B} \right)^4 \right] \int_{z=\delta}^{\delta+H} \int_{y=0}^{\infty} \exp[-P(z')Cl] \frac{\cos \alpha_1 dy' dz'}{l^2 \cos \alpha} \quad (4.61)$ donde $F = \left[I_F / I_B - (T_a / T_B)^4 \right] / \left[1 - (T_a / T_B)^4 \right]$ $P(z') = (1 - z) / (z' - z)$ $H = H' / \delta$	Contribución de la llama a la intensidad de radiación. Donde F representa una fracción de la intensidad de radiación proveniente de la superficie de la llama, $P(z')$ es una fracción de la distancia desde un punto de la llama al punto de interés del lecho y H es la altura normalizada de la llama. Para la simplificación del problema las condiciones de contorno impuestas en las dimensiones del lecho son: $z = 0$ en $\delta = 0$ $z = 1$ en δ $x = x_l(z)$ en la interfase y $x \rightarrow \infty$
$J_I = 2 \left[1 - \left(\frac{T_a}{T_B} \right)^4 \right] \int_{z=0}^{\delta} \int_{y=0}^{\infty} \exp[-Cl] \frac{\cos \alpha_1 dy' dz'}{l^2 \cos \alpha_2} \quad (4.62)$	Contribución a la intensidad de radiación debida a la interfase de ignición. Donde l es la distancia desde un punto en la interfase al volumen de control en el lecho y que se localizado en el punto $(x, 0, z)$, α_1 es el ángulo entre la normal a la superficie de la interfase con respecto a la línea l, α_2 es el ángulo en la interfase con respecto a al eje vertical.
$J_V = 2 \int_{x=0}^{\infty} \int_{z=0}^{\delta} \int_{y=0}^{\infty} C\theta(x', y', z') \exp[-(Cl)/l^2] dy dz dx \quad (4.63)$	Contribución a la intensidad de radiación debido al combustible caliente en el lecho

La solución del sistema de ecuaciones se realiza mediante un método iterativo.

La restricción más importante del modelo se encuentra en que sólo se consideró (para la constitución del lecho) un tipo de partículas de combustible, lo que restringe su aplicación. Es posible diseñar un modelo más general, sin embargo los costos computacionales pueden convertirlo en poco práctico. Es deseable encontrar un tipo de partícula cuyas propiedades resulten apropiadas de manera que la predicción de la velocidad de propagación y la

intensidad del incendio fuesen representativas. La aplicación del modelo en incendios de copas mostró discrepancias de los resultados pronosticados con respecto de la realidad (Albini y Stocks, 1986), confirmando las limitaciones antes mencionadas.

4.3.7. Modelo de de Mestre, Catchpole, Anderson y Rothermel (1989)

Este es un modelo físico que describe la propagación uniforme de un frente de llama (de forma plana) a través de un lecho de combustible dispuesto horizontalmente, empacado aleatoriamente en ausencia de viento (Figura 4.3.6).

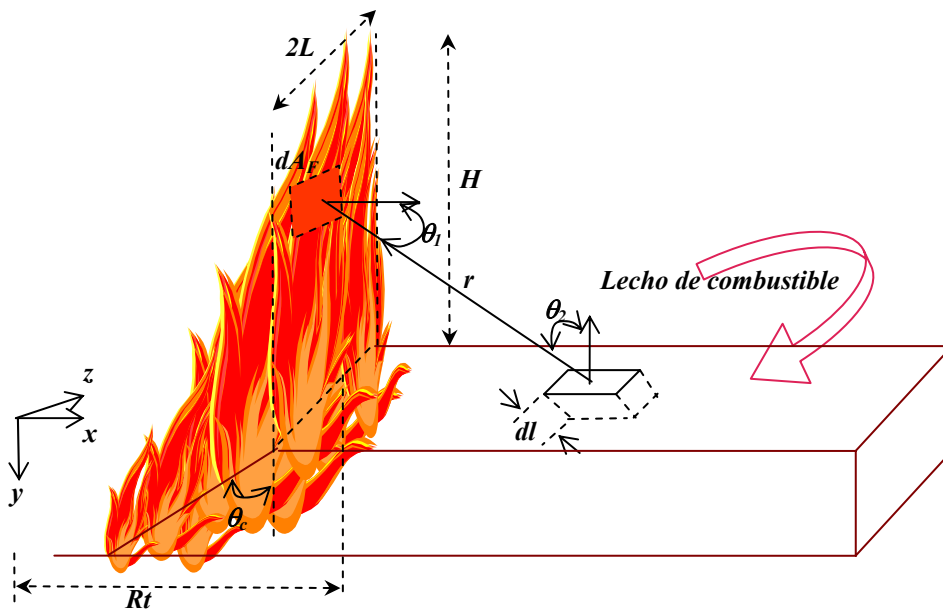


Figura 4.3.6. Representación del sistema modelado por de Mestre et al. (1989).

El modelo se basa en un balance de energía efectuado para un volumen de control superficial (de manera que puede suponerse a la radiación como el principal mecanismo de transferencia de calor). El lecho de combustible es considerado como un cuerpo semitransparente (lo que quiere decir que la energía puede reflejarse, absorberse y/o transmitirse) por tanto, se asume que la energía proveniente de las llamas y de la interfase de combustión es absorbida hasta alcanzar la temperatura de ignición (T_i). La temperatura de cualquier partícula de combustible en la superficie en un tiempo t esta dada por $T = T(x,0,z,t)$.

La cantidad de radiación emitida (dE_F) por un pequeño elemento de la llama dA_F y absorbida por la superficie $dx dz$, del volumen de control $dx dl dz$, con una absortividad α , en el tiempo dt , está dada por la siguiente expresión:

$$dE_F = \alpha \varepsilon_F \sigma T_F^4 W(X) dt \quad (4.64)$$

donde

$$W(X) = \frac{2}{\pi} \arctan \left\{ \frac{HL}{X(L^2 + H^2 + X^2)^{1/2}} \right\} \quad (4.79 a)$$

$$X = x - Rt \quad (4.79 \text{ b})$$

$$\alpha = \frac{S\rho_b}{4\rho_f} \quad (4.79 \text{ c})$$

El término $W(X)$ corresponde al factor de vista, el cual que es una forma integrada de la ecuación 2.81 (proporcionada en la sección 2.2.4). Las principales suposiciones para su obtención fueron un frente de forma rectangular (de altura H y anchura $2L$), y la penetración de la energía (semitransparencia del lecho) en un segmento de espesor dl .

S representa la densidad aparente, ρ_b , ρ_f son la densidad del lecho y de la mezcla gaseosa respectivamente.

Similarmente, se cuantifica la energía liberada (dE_c) desde un elemento dA_c de la interfase de combustión que es absorbida por un volumen de control $dx \, dy \, dz$ en un tiempo dt . La expresión que lo determina es la siguiente:

$$dE_c = \alpha \varepsilon_c \sigma T_c^4 U(X) dt \quad (4.65)$$

donde

$$U(X) = \frac{X \cos \theta_c}{\pi} \int_{z=-L}^L \int_{y=0}^{\delta} \xi^{-3} e^{-\alpha \xi} dy dz \quad (4.80 \text{ a})$$

δ altura del lecho de combustible

$$\xi^2 = (X + y \tan \theta_c)^2 + y^2 + z^2 \quad (4.80 \text{ b})$$

El término $U(X)$ corresponde al factor de vista entre la interfase y el volumen de control. La interfase se asume en un plano, con una geometría rectangular y con una inclinación θ_c .

En el balance es necesario incorporar términos que representen las pérdidas de energía debidas a la radiación y a la convección (para este último mecanismo de transferencia se requiere el coeficiente de convección, h , que puede ser estimado teóricamente). La expresión final es la siguiente:

$$\alpha \varepsilon_F \sigma (T_F^4 - T_a^4) W(X) + \alpha \varepsilon_c \sigma (T_c^4 - T_a^4) U(X) - \alpha \sigma (T_s^4 - T_a^4) - 4h\alpha (T_s^4 - T_a^4) = -R \frac{dQ}{dX} \quad (4.66)$$

El modelo fue validado con experimentos a escala de laboratorio; los resultados mostraron que la inclusión del enfriamiento por convección y radiación en el modelo proporciona una buena aproximación.

En resumen, este modelo es una simplificación del modelo de Albini (1985, 1986) y es apropiado para el avance de un incendio de frente plano, sobre una superficie sin pendiente y en ausencia de viento; por otro lado, cabe la observación de que dichas condiciones en un incendio real no se cumplen.

4.3.8. Modelo de Weber (1989)

El modelo físico de Weber da prioridad a las soluciones analíticas frente a las soluciones numéricas. En el sistema se aplica un balance de energía que da como resultado una ecuación diferencial parcial de primer orden:

$$\rho C_p \frac{dT}{dt} = AV(x, X(t)) - B(T - T_a) \quad (4.67)$$

donde el término de la izquierda de la ecuación representa la velocidad de cambio de la temperatura (por encima de la temperatura ambiente) para un volumen de control por delante del frente del incendio en una posición x , y en un tiempo t .

El primer término de la derecha representa la entrada de energía de radiación al volumen de control en la posición x , con un frente de llama ubicado en $X(t)$, que se desplaza a una velocidad $R(t)$, siendo t el instante después de la ignición. Mientras que A es una constante que incluye un coeficiente de absorción del combustible (α) y la intensidad de radiación (proveniente de las llamas y de la zona en combustión). $V(x, X(t))$ representa al factor de vista, para él, Weber propuso dos disposiciones diferentes, una para la radiación proveniente de las brasas de la interfase (zona de combustión, supuesta en posición vertical) y una segunda disposición para la fracción de radiación proveniente de las llamas del frente del incendio. Las expresiones que los representan son:

Factor de vista para la radiación proveniente de la interfase

$$V(x, X(t)) = e^{-\alpha(x - X(t))} \quad (4.68)$$

Factor de vista para la radiación proveniente de las llamas

$$V(x, X(t)) = \frac{2}{\pi} \arctan \left[\frac{H_F S_F}{(x - X(t)) (S_F^2 + H_F^2 + (x - X(t))^2)^{0.5}} \right] \quad (4.69)$$

donde

H_F es la altura del frente

S_F espesor o profundidad del frente.

Una consideración muy frecuente en la modelización es un frente de llama de espesor o profundidad infinita, con lo que el factor de vista se reduce y toma la forma siguiente:

$$V(x, X(t)) = \frac{2}{\pi} \arctan \left[\frac{H_F}{x - X(t)} \right] \quad (4.70)$$

Para el segundo término de la derecha de la ecuación (4.67), Weber (1989) consideró la ley del enfriamiento de Newton e incluyó el enfriamiento convectivo (debido al cual el combustible estará más caliente que la temperatura del aire). Así pues, B es la constante que cuantifica el coeficiente libre de convección (h) S veces, siendo S la relación superficie/volumen ($B = hS$). Weber sugirió extender la aproximación a las pérdidas por radiación e incluir en el coeficiente h la contribución $\varepsilon\sigma(T^2 + T_a^2)(T + T_a)$ (Incropera, 1999; lo denominó coeficiente de transferencia de calor por radiación).

Para la obtención de una solución que involucre la velocidad de propagación $R(t)$ es necesario establecer las condiciones de contorno:

Para la temperatura de ignición en $X(t)$	$T(x=X(t)) = T_{ig}$
Para la temperatura ambiente	$T(x \rightarrow \infty) = T_a$
Posición inicial	$X(t=0) = 0$

Además, Weber consideró al frente de llama como una onda de combustión que se desplaza a una velocidad estacionaria R , por lo que se debe cumplir:

$$\frac{dT}{dt} + R \frac{dT}{dx} = 0 \quad (4.71)$$

Sustituyendo esta última ecuación en el balance de energía (ecuación 4.67), se obtiene la siguiente ecuación:

$$-\rho C_p R \frac{dT}{dx} + B(T - T_a) = AV(x, X(t)) \quad (4.72)$$

Para obtener una solución del problema, se efectúa la integración con las condiciones ya mencionadas y aplicando una transformada de Laplace se obtiene:

$$R\rho C_p T_{ig} = A \int_0^\infty V(\theta) e^{-(B\theta/R\rho C_p)} d\theta \approx A\mathcal{L}\{V(\theta)\} \quad (4.73)$$

Siempre que sea posible resolver la transformada de Laplace se podrá obtener una ecuación analítica. Esto dependerá en gran medida de la ecuación considerada para el factor de vista. Como ejemplo, además de los factores ya mencionados en las ecuaciones (4.68) y (4.69), se propuso el desarrollo de un incendio circular (Figura 4.3.7) en una situación idealizada de ausencia de viento, pendiente y combustible homogéneo.

En resumen, el modelo proporciona expresiones para dos posibles situaciones (un frente plano y una propagación del frente en forma circular) describiendo la velocidad con que aumenta la temperatura por delante de la llama hasta llegar a la temperatura de ignición debido a la energía absorbida proveniente de la región de combustión y considerando las pérdidas de energía mediante la incorporación de un modelo de enfriamiento lineal en ausencia de viento. La comparación del modelo con datos de laboratorio (con agujas de Pino Ponderosa) fueron razonablemente buenos. La suposición limitante de este modelo es considerar condiciones

ideales, lo cual no permite la generalización para situaciones de incendios reales como podría ser la inclusión de viento y pendiente.

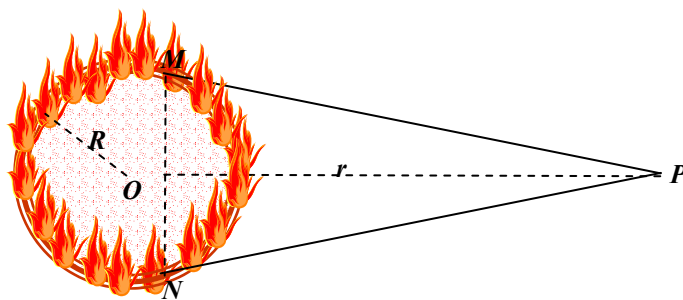


Figura 4.3.7. Frente circular de un incendio (indicado por el arco MN. La superficie de radiación es supuesta con una forma geométrica fija, de manera que es posible asignarle un factor de vista con respecto al punto P.

4.3.9. Modelo de Dupuy (1997, 1999, 2000)

Se trata de un modelo físico que describe la propagación de un incendio en estado estable (de una amplitud infinita) a través de un lecho de combustible homogéneo. Se considera al incendio como un flujo compresible, reactivo y que irradia energía a través de un medio multifásico. Esto implica el empleo de leyes de conservación de momento, energía y masa (incluso por especies químicas). El término multifásico se refiere a la existencia de diferentes tipos de combustible (en fase sólida) distribuidos en una fase gaseosa. La complejidad con respecto a los modelos físicos anteriores puede ser mucho mayor, de aquí la simplificación a una situación de ausencia de viento, homogeneidad en el lecho pero con una inclinación uniforme.

El sistema considerado para la modelización se representa en la Figura 4.3.8, en el se distinguen diferentes zonas tales como:

Una zona de precalentamiento, que corresponde al combustible sin quemar localizada por delante del frente del incendio. Su calentamiento es debido al flujo de energía proveniente de la zona de combustión y de las llamas.

Una segunda zona denominada de combustión y llamas, en esta región se considera el combustible que quema (se presentan los procesos de pirólisis y combustión). En esta zona, también se incluyen, en las llamas (que se encuentran por encima de la zona en combustión), gases y cenizas que emergen de la zona de combustión.

La interfase de ignición, definida como la superficie donde las partículas de combustible alcanzan la temperatura de ignición, es la frontera que separa las zonas de combustión y precalentamiento.

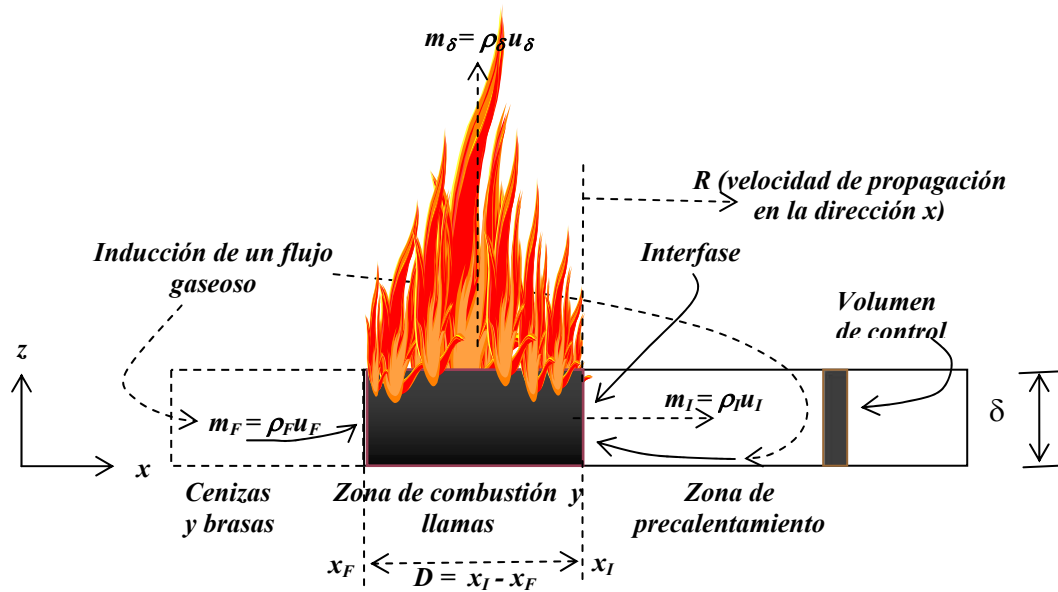


Figura 4.3.8. Representación del sistema considerado.

En cuanto al desarrollo del fenómeno, se asume que la velocidad de propagación R es una velocidad constante en la dirección x . Además, se considera un flujo másico, en fase gas, inducido desde los alrededores (incluyendo el lecho poroso precalentado) hacia la zona de combustión y llamas (lo que explica la existencia de pérdidas de energía debidas a una re-radiación de las partículas de combustible calientes y enfriamiento debido a las fuerzas de convección).

Por otro lado, el modelo está dividido en dos partes:

Modelo A, para la zona de precalentamiento (describe la transferencia de calor hacia el combustible sin quemar mediante mecanismos de radiación y convección).

Modelo B, corresponde a la zona de combustión y llamas, donde se considera la inducción de un flujo gaseoso y se predicen sus velocidades en cada frontera.

Transferencia de calor hacia el combustible sin quemar mediante mecanismos de radiación y convección (modelo A)

En la zona de precalentamiento se asumen varios supuestos, los principales son:

Un flujo unidimensional en la dirección x , caracterizado por la densidad del flujo másico gaseoso m_I . No se considera ningún fenómeno de pirólisis ni reacción química.

Se alcanza la ignición de forma abrupta al llegar a la temperatura de ignición T_{ig} . Esta isoterma define la frontera (x_I) entre la zona de precalentamiento y la interfase con la zona de combustión. Se desprecia la transferencia de masa y energía hacia la fase gaseosa debidas a la evaporación del agua contenida en las partículas del combustible, se considera que el agua se evapora abruptamente a su temperatura de ebullición T_{eb} .

Las partículas de combustible están inmóviles (esto implica no tener que contemplar las ecuaciones de momento). Las partículas sólidas son cuerpos negros y la fase gaseosa es transparente a la radiación.

Bajo estas suposiciones el flujo de energía se describe mediante las ecuaciones de conservación para las fases sólida y gaseosa:

Para la fase sólida

$$-R\rho_p\beta\frac{dh_s}{dx} = \frac{\sigma\beta}{4}(J_I + J_F + J_V) - \sigma\beta(B(T_s^4 - T_a^4) + h(T_s - T_g)) \quad (4.74)$$

Para la fase gas

$$(1 - \beta)(\rho_g u)_I C p_g \frac{dT_g}{dx} = \sigma\beta h(T_s - T_g) \quad (4.75)$$

donde dh_s representa la variación de entalpía de la fase sólida; β la compactación del lecho de combustible; ρ_p la densidad de las partículas, J_I , J_F y J_V , son los flujos de energía por el mecanismo de radiación proveniente de la interfase, las llamas y el combustible caliente de los alrededores, respectivamente; σ es la relación superficie/volumen; B la constante de Stefan – Boltzmann; h el coeficiente de convección forzada, y $(\rho_g u)_I$ es el flujo másico en la interfase.

Obsérvese que para la aproximación del flujo de radiación en la fase sólida, Dupuy adaptó el modelo de Albin (1985, 1986) y se valió de las mismas consideraciones para el factor de vista. La contribución y mejora de este modelo se encuentra en la ecuación de la fase gaseosa.

Flujo de inducción a la zona de calentamiento y llamas (modelo B)

Aplicando las ecuaciones de conservación al transporte de masa y momento de la fase gaseosa, el modelo cuantifica el flujo másico (m_I , m_F , m_δ) o sus correspondientes velocidades en los límites (x_F , x_I , z_δ) de la zona de combustión. Varios parámetros deben conocerse o estimarse previamente (la velocidad de propagación, R , las temperaturas de la fase gas en los límites o fronteras de la zona de combustión del tiempo de duración de la combustión con llama).

Las predicciones fueron comparadas con datos obtenidos en incendios experimentales a nivel de laboratorio para dos tipos de combustible (*Pinus halepensis* y *Pinus pinaster*), publicados por Dupuy, 2000). Los resultados fueron aceptables para incendios de baja intensidad en ausencia de viento, aunque también mostraron las limitaciones del modelo; concretamente en situaciones con pendiente, donde los resultados para uno de los combustibles (*Pinus halepensis*) fueron claramente subestimados.

4.3.10. Modelo de Morandini (2000, 2001)

La modelización semi-física de la propagación de un incendio de combustibles vegetales propuesta por Morandini *et al.* (2000, 2001), está basada en la cuantificación de la energía de radiación considerando los factores de viento y pendiente (no se considera el mecanismo de transferencia por convección; por tanto, el flujo de viento es mínimo).

Los fundamentos de este modelo han sido desarrollados y publicados por varios investigadores (Santoni, *et al.* 1999; Balbi *et al.* 1999, Morandini *et al.* 2000). Como todos los modelos físicos y semi-físicos se basó en las leyes de conservación de la energía aplicadas a un volumen de control:

$$\frac{dT}{dt} = -h(T - T_a) + K\Delta T + Q_{rad} - Q \frac{d\sigma}{dt} \quad (4.76)$$

donde T y T_a son la temperatura del lecho de combustible y la temperatura ambiente, respectivamente; h es el coeficiente de convección; K es equivalente al coeficiente de difusión; Q es el calor de combustión, y Q_{rad} representa el flujo de calor de radiación emitido por las llamas y que es interceptado por el combustible. En este último término es donde se encuentra la propuesta de este modelo, inédita en el campo de los incendios forestales.

Mecanismo de radiación de la llama

Normalmente, la modelización de la transferencia de calor mediante el mecanismo de radiación en presencia de viento y/o pendiente en un incendio, se hace suponiendo la llama como una superficie radiante de una altura dada, con una temperatura T_{fl} constante y una emisividad ε_{fl} . El cálculo de la energía de radiación se efectúa bajo el supuesto de que se sigue la ley de Stefan – Boltzmann. Así pues, se puede considerar la fracción de radiación emitida desde un elemento del frente del incendio, de área $dS_{fl} = dz dl$, incidente en un elemento de combustible sin quemar, $dS_v = dx dy$. Su atenuación está en relación inversa al cuadrado de la distancia r (entre las dos áreas consideradas), afectada también por el coseno de los ángulos θ_{fl} y θ_v , definidos entre el “rayo” y la normal de las áreas de los elementos respectivos (Figura 4.3.9. a).

La ecuación que define la velocidad de absorción por el elemento dS_v de la energía de radiación emitida por el elemento dS_{fl} es:

$$\phi_{fl-dv} = \alpha_v \varepsilon_{fl} B T_{fl}^4 \int_{S_{fl}} \frac{\cos \theta_{fl} \cos \theta_v}{\pi r^2} dS_{fl} dS_v \quad (4.77)$$

donde la integral se efectúa sobre toda el área de la llama S_{fl} ; B es la constante de Stefan – Boltzmann y α_v es el coeficiente de absorción del lecho de combustible.

Considerando que la propagación del incendio durante un tiempo determinado proporcionará múltiples ecuaciones del factor de forma, el método seleccionado para su evaluación será de suma importancia. Es en esta parte donde se encuentra el principal aporte de este modelo, consistente en la consideración de un panel de radiación con un factor de vista simplificado

(Figura 4.3.9 b); cuya contribución total de la llama será la suma de todos los elementos del panel. La aproximación está dada por la siguiente ecuación:

$$\phi_{fl-dv} \cong C_{VF} T_{fl}^4 \int_l \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi d^2} dl dS_v \quad (4.78)$$

donde C_{VF} es un parámetro empírico dependiente de las propiedades de la llama y del combustible, así como de la velocidad de propagación para una pendiente dada. La integral se considera sobre el perímetro del frente l , y d es la distancia más corta entre el elemento de combustible y el frente de llama.

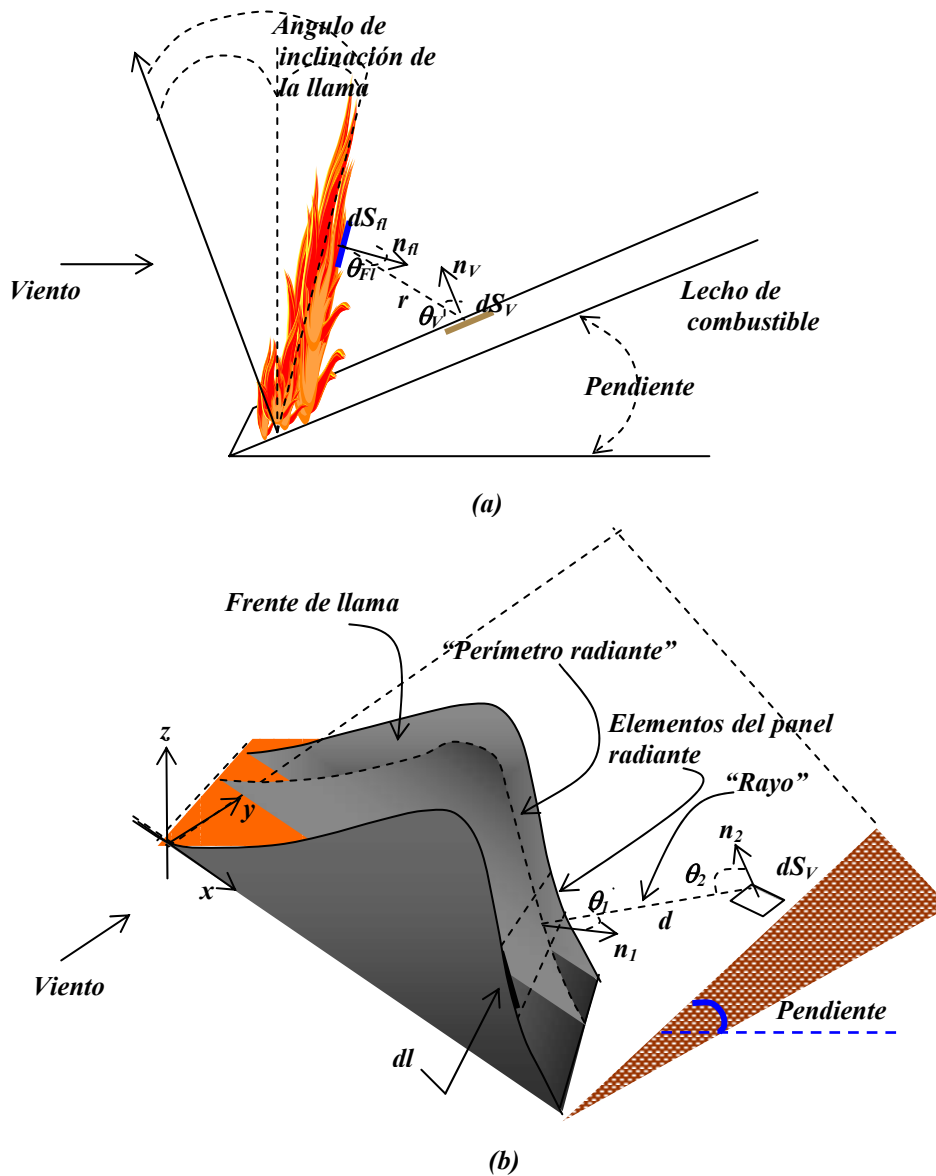


Figura 4.3.9. Efecto de la presencia de viento y/o pendiente en un incendio (a) Transferencia de energía entre dos elementos superficiales, considerando los parámetros del factor de vista. (b) Factor de vista simplificado entre el panel de radiación y un elemento del lecho de combustible.

Para la integración de la ecuación (4.78) en el balance (ecuación 4.76), se propone la siguiente expresión:

$$Q_{rad} = \frac{1}{dS_v} \phi_{fl-dv} = C_{VF} T_{fl}^4 \int_l \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi d^2} dl \quad (4.79)$$

Los autores propusieron para la solución del sistema de ecuaciones, una discretización en forma de malla uniforme y mediante un método de diferencias finitas.

Los resultados fueron comparados con experimentos de laboratorio y los autores los consideraron como “alentadores”. Sin embargo, pese al esfuerzo y a la indudable aportación de este modelo, la simplificación y la consideración de las situaciones existentes (pendiente de 20°, dos tipos de combustible: *Pinus halepensis* y *Pinus pinaster*, velocidades de viento de 2 m/s) dejan por resolver numerosos problemas, como son: mayores velocidades de viento, lo que conlleva la integración de la contribución del mecanismo de convección; diferentes tipos de combustible y, posteriormente, el necesario cambio de escala hacia un incendio real.

4.4. CONSIDERACIÓN FINAL

Mediante la consideración de los diversos procesos presentes en los incendios de combustibles vegetales (incluidos los mecanismos de transferencia del calor), los modelos físicos y semi-físicos propuestos por los diversos autores tratan de describir las características y el desarrollo o propagación de un incendio forestal. Las suposiciones consideradas en la mayoría de tales modelos suelen ser situaciones ideales: estado estacionario, homogeneidad de combustible, ausencia de viento o presencia del mismo en regímenes laminares (eliminando la posibilidad de un comportamiento mucho más complejo como es el turbulento), formas rectangulares para la geometría de la llama, emisividad igual a la unidad, la temperatura de la llama homogénea sobre toda la superficie de la misma, un fenómeno superficial (no volumétrico), cuerpo negro (emisor perfecto), etc. Una serie de consideraciones que en el desarrollo de un incendio real no se cumplen.

En las propuestas de modelización mas recientes se han logrado importantes avances; sin embargo, las observaciones antes mencionadas son igualmente válidas, dado que el avance significativo se encuentra en la utilización de técnicas de simulación y cálculo numérico por ordenador, pero sin grandes cambios que aporten mejoras en los fundamentos físicos para la determinación de la transferencia de calor (incluido el mecanismo de radiación). Así por ejemplo, aun se emplean factores o ecuaciones de origen empírico, continua existiendo un vacío de conocimientos en los fundamentos físicos referentes a las características termofísicas de los lechos de combustibles heterogéneos, el empleo de los factores de forma es aun muy limitado (a pesar de que en las últimas décadas han sido ampliamente estudiados) y la extrapolación hacia los grandes incendios aun es un problema pendiente.

Por otra parte, en comparación con las aplicaciones de la transferencia de calor en la propagación de un incendio forestal, se encuentra muy poca bibliografía referente a la aplicación de los modelos de transferencia de calor a la determinación de zonas de seguridad, objetivo principal de este trabajo.

4.5. NOMENCLATURA

A	Superficie, m^2 ;
A_I	Parámetro en la ecuación 4.27, -
B	Constante de Stefan-Boltzmann en el modelo de Albini, $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot m^{-2} \text{ K}^{-4}$; Constante en ecuación 4.82, $\text{W} \cdot m^{-3} \text{ K}^{-1}$
B_I	Parámetro en la ecuación 4.36, -
C	Parámetro en 4.36, - ; Parámetro de opacidad de la radiación en 4.71, -
C_p	Calor específico, $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
C_{VF}	Parámetro empírico en la ecuación 4.93
D	Coeficiente de difusión, m^2/s
E	Poder emisivo de la llama, W
E_I	Parámetro en la ecuación 4.36, -
E_b	Poder emisivo del cuerpo negro, W/m^2
E_p	Poder emisivo medio de la llama, W/m^2
F	Factor de vista, -; Fracción de la intensidad de radiación de la llama relacionada a la zona del lecho en combustión en la ecuación 4.76, -
f_c	Coeficiente de intercambio por conducción y convección en la ecuación (4.17), $\text{Wm}^{-2} \text{K}^{-1}$
f_r	Coeficiente de intercambio por radiación en la ecuación (4.17), $\text{Wm}^{-2} \text{K}^{-1}$
h	Coeficiente de transferencia de calor, $\text{Wm}^{-2} \text{K}^{-1}$; altura del lecho de combustible en el modelo de Cekirge, m
H	Altura, m; altura normalizada de la llama en la ecuación 4.76, -
h_{pir}	Entalpía específica de la pirolisis, J/kg
h_{vap}	Entalpía de evaporación del agua, J/kg
H_R	Humedad relativa, -
ΔH_c	Calor de combustión, J/kg
I	Intensidad de radiación, $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$
I_B	Intensidad de radiación en la interfase, $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$
i	Normalización de la intensidad de radiación, -
I_R	Intensidad de reacción, $\text{kJ min}^{-1} \text{m}^{-2}$
J_F	Contribución a la integral de i sobre todas las direcciones correspondiente a la llama en la ecuación
J_I	Contribución a la integral de i sobre todas las direcciones correspondiente a la interfase en la ecuación

J_V	Contribución a la integral de i sobre todas las direcciones correspondiente a las partículas de combustible calientes del lecho de combustible en la ecuación
K	Equivalente del coeficiente de difusión, $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
k	Conductividad térmica, $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
l	Longitud, m
L	Longitud de la llama, m
L_f	Altura de la llama en la ecuación 4.21, m
L_w	Altura de la fuente externa de irradiación de calor en la ecuación 4.22, m
m	Velocidad másica de combustión, kg/s; densidad de flujo másico, $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$
m_f''	Flujo másico de volátiles pirolizados, $\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-2}$
M_f	Fracción de humedad en el combustible (masa de agua/masa de combustible), -
M_p	Fracción de masa inicial sin pirolizar en un punto y en la ecuación 4.47, -
M_x	Fracción de humedad de extinción en el combustible, (contenido de humedad con el cual el incendio no se propaga), -
$\bar{p}_w$	Presión parcial del vapor de agua, Pa
Pr	Número de Prandtl, -
Q	Normalización con respecto a q_i de la densidad de calor en la ecuación (4.72), -
q	Transferencia de calor, W; densidad de energía en el modelo de Albini, J/m^3
Q''	Energía por unidad de área en la ecuación (4.20), J/m^2
q_a''	Flujo de calor emitido por una fuente externa en la ecuación (4.20), W/m^2
q_a'	Transferencia de calor por unidad de longitud transmitido desde una fuente externa en la ecuación (4.22), W/m
q_b''	Flujo de radiación térmica debida a las brasas en la ecuación (4.24), W/m^2
q_b'	Transferencia de calor por unidad de longitud debida a las brasas, W/m^2
q_c''	Flujo de calor transmitido por convección en la ecuación (4.20), W/m^2
q_c	Flujo de calor transmitido por convección y conducción, W
q_{ci}	Flujo de calor transmitido por convección en el interior del lecho, W/m^2
q_{cs}	Flujo de calor transmitido por convección en la superficie, W/m^2
q_{ct}	Flujo de calor transmitido por convección turbulenta en la superficie, W/m^2
q_f''	Flujo de radiación térmica de la llama, W/m^2
q_i	Densidad de energía requerida para la ignición en el modelo de Albini, J/m^3
Q_{ig}	Calor de preignición, kJ/kg

q_{kg}	Flujo de calor transmitido por conducción en la fase gas, W/m ²
q_L''	Flujo de salida de calor transmitido por convección en la ecuación (4.20), W/m ²
$q_{L,B}''$	Flujo de salida de calor transmitido por conducción en la ecuación (4.20), W/m ²
q_p	Calor de la pirólisis en la ecuación 4.44, W/m ²
Q_r	Flujo de calor transmitido por radiación por unidad de área, W/m ²
q_r	Flujo de calor transmitido por radiación, W
q_{rb}	Flujo de calor de radiación emitido por las brasas, W/m ²
q_{rf}	Flujo de calor transmitido por radiación y que es emitido por la llama, W/m ²
q_s	Calor sensible en la ecuación 4.44, W/m ²
q_v	Calor latente de evaporación en la ecuación 4.44, W/m ²
R	Velocidad de propagación, m/min
Re	Número de Reynolds, -
S	Relación superficie-volumen de la partícula de combustible, m ⁻¹ ; referente a la superficie
S_F	Espesor o profundidad del frente, m
S_T	Fracción de contenido mineral total, -
S_e	Fracción de contenido mineral efectivo (libre de sílice), -
T	Temperatura, K o C
t	Tiempo, min o s
T_a	Temperatura ambiente, K o C
T_B	Temperatura de la zona de combustión, K
T_∞	Temperatura del medio, K o C
T_f	Temperatura de la llama, K o C
T_i	Temperatura de ignición, K o C
t_i	Tiempo de ignición, min o s
T_s	Temperatura de la superficie, K o C
u	Velocidad, m/min o m/s
w_n	Carga neta de combustible, kg/m ²
w_0	Carga neta de combustible seco, kg/m ²
x	Coordenada en la dirección x; distancia, m
y	Coordenada en la dirección y
z	Coordenada en la dirección z

Letras griegas

α	Absortividad, -; ángulo de inclinación de la llama con respecto a la normal al lecho de combustible en la ecuación (4.76), °
α_c	Absorbancia del CO ₂ , -
α_w	Absorbancia del vapor de agua, -
β	Compactación del combustible, -
β_{op}	Compactación óptima del combustible, -
δ	Grosor del lecho de combustible, m
δ_g	Distancia a la que se encuentra la llama, m
ε	Emisividad, -
ε_f	Emisividad de la llama, -
ε_k	Emisividad de las brasas, -
ε_w	Emisividad del vapor de agua, -
ϕ	Angulo de la pendiente respecto a la horizontal, (°); relación volumen de combustible sólido - volumen del lecho de combustible en la ecuación (4.45), -
ϕ_a	Fracción de energía de combustión liberada en forma de radiación en la ecuación 4.2, -
ϕ_s	Factor de pendiente, -
ϕ_w	Factor de viento, -
Γ	Velocidad óptima de reacción, min ⁻¹
Γ'_{max}	Velocidad de reacción máxima, min ⁻¹
γ	Ángulo de la pendiente, °
η	Coefficiente de transferencia de calor debida a la radiación y a la convección, W m ⁻² K ⁻¹
η_M	Coefficiente de amortiguación de la humedad, -
η_s	Coefficiente de amortiguación por la presencia de minerales, -
Λ	Parámetro adimensional de la velocidad de propagación en la ecuación 4.72, -
ν	Viscosidad cinemática, m ² /s
θ	Ángulo, °; normalización de la temperatura en la ecuación 4.71, -; función que representa la separación entre la zona de combustión y el volumen de control en la ecuación 4.88
ρ	Densidad, kg/m ³

ρ_a	Densidad del aire, kg/m^3
ρ_b	Densidad aparente, kg/m^3
ρ_p	Densidad de la partícula seca, kg/m^3
σ	Constante de Stefan-Boltzmann, $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{ K}^{-4}$
σ^*	Relación superficie-volumen de la partícula de combustible, m^{-1}
τ	Transmisividad atmosférica, -
Ω_s	Ángulo de la pendiente del lecho de combustible, $^\circ$
Ω_w	Ángulo de inclinación de la llama debida a la acción del viento, $^\circ$
ξ	Fracción de flujo de energía de propagación, -
ζ	Número de calentamiento efectivo, -