

94  
24.



UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE INGENIERÍA

“SIMULACIÓN DE UN MOTOR  
DE COMBUSTIÓN INTERNA  
ENCENDIDO POR CHISPA”

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE  
INGENIERO MECÁNICO ELECTRICISTA  
P R E S E N T A :  
RAÚL KANAN FALCÓN



ASESOR DE TESIS  
ING. EDUARDO MEDINA HERNÁNDEZ

MÉXICO, D.F.

1997

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

**A mis padres: José y Maxi**

**a mis hermanos: Male, Lola, Pepe y Gaby**

**y a mi novia Elvia**

ÍNDICE	Pág.
<b>CAPÍTULO I</b>	
1.1 INTRODUCCIÓN	1
<b>CAPÍTULO II</b>	
2.1 MODELO TERMODINÁMICO DE UNA ZONA	6
<b>CAPÍTULO III</b>	
3.1 MODELO TERMODINÁMICO DE DOS ZONAS	14
3.2 CÁLCULO DE LA MASA QUEMADA	29
3.3 ANÁLISIS QUÍMICO DE LAS ZONAS	33
<b>CAPÍTULO IV</b>	
4.1 GEOMETRÍA Y OPERACIÓN DEL MOTOR	35
4.2 RESULTADOS	36
4.3 DISCUSIÓN DE RESULTADOS	51
<b>CAPÍTULO V</b>	
5.1 CONCLUSIONES	55
<b>CAPÍTULO VI</b>	
6.1 REFERENCIAS	57
<b>APÉNDICES</b>	
A. PROGRAMA MODELO DE UNA ZONA	58
B. PROGRAMAS MODELO DE DOS ZONAS	63
B1. PROGRAMA MODELO DE DOS ZONAS CON PROPIEDADES CONSTANTES	63
B2. PROGRAMA MODELO DE DOS ZONAS CON PROPIEDADES VARIABLES	69

## 1.1 INTRODUCCIÓN

El simular motores de combustión interna representa una herramienta muy poderosa que permite de manera más acertada, entender y predecir el comportamiento de estos motores. La simulación numérica de los modelos matemáticos aplicados a los motores de combustión interna se presenta como una eficaz alternativa para hacer el análisis de los procesos involucrados con el motor, así como nos ofrece la oportunidad de observar el desarrollo de las variables que intervienen; además de percibir la forma y magnitud en que afectan en el funcionamiento del motor los diversos factores que se encuentran involucrados.

Los modelos matemáticos realizados para los motores de combustión interna encendidos por chispa se encuentran divididos en dos grupos principales: termodinámicos y dimensionales. Los modelos termodinámicos están divididos a su vez en dos categorías: una zona y multizonas. En los modelos termodinámicos de una zona la carga del cilindro (mezcla aire-combustible) se considera uniforme en presión, temperatura y composición, además de ser considerada como gas ideal. Estos modelos no toman en cuenta la propagación de la flama e ignoran la geometría de la cámara de combustión. A pesar de la sencillez que presentan los modelos de una zona estos pueden predecir valores tan importantes como la presión, y servir como herramientas de cálculo en el análisis de los procesos de llenado y vaciado de la cámara de combustión como ocurre con los modelos de acción de ondas. Los modelos termodinámicos multizonas intentan resolver el fenómeno de una manera más real que los modelos de una zona, separando la cámara de combustión en regiones, una para los gases no quemados, una para los gases quemados y se incluyen capas límite térmicas para los gases no quemados y quemados en algunas ocasiones. Estos consideran la mezcla

compuesta de gases ideales, sin reaccionar en la región de los gases no quemados y en equilibrio químico para la región de los gases quemados, con la presión uniforme en toda la cámara de combustión; hacen distinción en la temperatura y composición para cada una de las regiones y hay que especificar la razón de quemado de la masa mediante modelos empíricos o calcularla utilizando parámetros del comportamiento del motor asociados al flujo turbulento mediante ecuaciones diferenciales que involucren variables como la velocidad de flama turbulenta y la intensidad de la turbulencia. Los modelos termodinámicos multizonas han logrado una gran aceptación por la estrecha relación que tienen los resultados del modelado con los valores que se obtienen en lecturas experimentales.

Los modelos matemáticos dimensionales se dividen en dos grupos principales: una dimensión y multidimensionales. Los modelos de una dimensión hacen la consideración de que la propagación de flama es plana o cilíndrica. La propagación cilíndrica permite simular la combustión después de que la flama alcanza al pistón por lo que no logran mucha precisión en las etapas tempranas de la combustión. Los modelos multidimensionales están basados en las ecuaciones de conservación de masa, momento, energía y especies dependientes del tiempo y en dos o tres dimensiones, por lo que representan un conjunto de ecuaciones muy complejo para resolverse, en la solución de estos modelos se deben considerar además los correspondientes de flujo turbulento en los que se requiere utilizar constantes evaluadas experimentalmente.

Todos los modelos matemáticos son utilizados para analizar entre otras variables, las pérdidas de calor generadas en los motores de combustión interna y obteniendo las temperaturas con las que sale la mezcla quemada de la cámara, se pueden estimar qué componentes y en qué proporciones forman los gases de escape del motor.

El objetivo principal del presente trabajo es generar un conjunto de programas de computadora con los que se pueda analizar el comportamiento de un motor de combustión interna encendido por chispa mediante la aplicación de modelos termodinámicos de una y varias zonas con propiedades constantes y variables. Los modelos matemáticos obtenidos de las ecuaciones fundamentales para la conservación de masa, volumen, energía y especies, involucran además leyes que definen el quemado de la masa y también entre ellas una ley que considera la propagación de la flama turbulenta. Se identificarán las principales consecuencias resultantes para los modelos estudiados.

## NOMENCLATURA

$A$	área de transferencia de calor	$m^2$
$b$	diámetro del pistón	$m$
$C$	constante de proporcionalidad	$s^{-1}$
$C_p$	calor específico a presión constante	$J/g/K$
$C_v$	calor específico a volumen constante	$J/g/K$
$e$	energía interna específica	$J/g$
$E$	energía interna	$J$
$h$	entalpía	$J/g$
$h$	coeficiente de transferencia de calor	$W/m^2/K$
$H$	energía de las fugas de la mezcla	$J$
$m$	masa	$g$
$\dot{m}$	flujo de masa $dm/dt$	$g/s$
$N$	revoluciones del motor	$rev/s$
$P$	presión	$bar$
$Q$	calor	$J$
$\dot{Q}$	flujo de calor $dQ/dt$	$J/s$
$r$	relación de compresión $V_1/V_2$	-
$R$	constante del gas	$J/g/K$
$s$	entropía	$J/g/K$
$S$	carrera del pistón	$m$
$T$	temperatura	$K$
$T_w$	temperatura de pared	$K$
$v$	volumen específico	$cm^3/g$
$V$	volumen	$cm^3$
$W$	trabajo	$J$
$x$	fracción de masa quemada	-

$\gamma$	relación de calores específicos	-
$\phi$	relación de equivalencia	-
$\theta$	ángulo de la manivela	grados
$\theta_s$	ángulo de inicio de la combustión	grados
$\theta_r$	duración de la combustión	grados
$\omega$	velocidad angular	$s^{-1}$

Subíndices:

$i$	valores iniciales
$o$	valores de referencia
$l$	valores en la ignición
$u$	gases no quemados
$b$	gases quemados
$L$	pérdidas

### 2.1 MODELO TERMODINÁMICO DE UNA ZONA

Los modelos termodinámicos de una zona no son sofisticados, y aunque en ellos se hacen suposiciones no muy realistas podemos utilizarlos de manera práctica para realizar estudios sobre las pérdidas de calor y la presión desarrollada en el cilindro, así como llevar a cabo predicciones sobre la composición de los productos de la combustión, entre otros.

En este capítulo se efectuará un primer acercamiento al estudio de los motores de combustión interna encendidos por chispa mediante el desarrollo de un modelo particular de una zona en el que con conceptos sencillos y sin la necesidad de hacer un análisis detallado de los factores que intervienen en los procesos de los motores, se obtendrá una herramienta que considera los efectos de mayor importancia.

Para poder entender la manera en que se realizará el modelo de una zona vamos a enlistar las consideraciones que se han de tomar para que de ahí partamos a su planteamiento matemático.

- ◆ El contenido de la cámara de combustión es uniforme en presión, temperatura y composición; formado por un gas ideal. (Nótese que no hay consideración para la mezcla aire-combustible).
- ◆ La combustión se toma como un proceso de adición de calor determinado por una ecuación experimental en función del ángulo de la manivela.
- ◆ Se toman en cuenta las pérdidas de masa por fugas dirigidas al espacio entre los anillos del pistón en etapas tempranas de la compresión (blowby).

- ◆ Para las pérdidas de calor se hace la consideración de un coeficiente de transferencia de calor por convección que puede ser constante o variar en función de las condiciones de funcionamiento del motor.
- ◆ La primera ley de la termodinámica, la ecuación de los gases ideales y la ecuación de conservación de masa son las ecuaciones principales que dan solución al fenómeno.
- ◆ Estos modelos no toman en cuenta la geometría de la cámara de combustión.

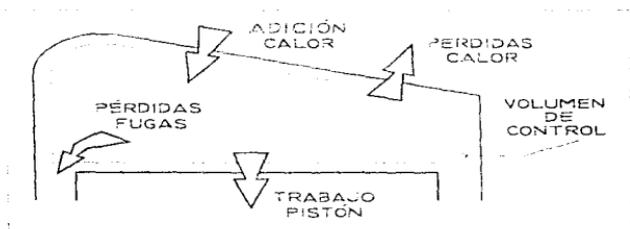


Figura 2-1. Esquema del sistema termodinámico aplicado al modelo de una zona.

La ecuación de la primera ley de la termodinámica aplicada al sistema de la Fig. 2-1 puede representarse como sigue

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dQ}{dt} - p \frac{dV}{dt} - \frac{m \cdot h_f}{\omega} \quad (2.1)$$

El término de la izquierda manifiesta el cambio de la energía interna del contenido de la cámara de combustión; el primer término de la derecha indica las variaciones de calor dadas por la adición de calor y las pérdidas de calor; el segundo término de la derecha es debido al trabajo obtenido en el pistón a partir de la expansión ocasionada por la adición de calor al gas contenido en la cámara;

y finalmente el último término de la derecha corresponde a las pérdidas que se originan por fugas, que en el caso de propiedades constantes,  $h_f$  es igual a  $C_p T$ . Todos los términos citados en la Ec. (2.1) representan variaciones con respecto al ángulo de la manivela  $\theta$ .

Sabemos que para un gas ideal con calor específico constante la variación de la energía interna esta dada por

$$\frac{dE}{d\theta} = mC_v \frac{dT}{d\theta} + C_p T \frac{dm}{d\theta} \quad (2.2)$$

Aplicando el logaritmo natural y diferenciando la ecuación de los gases ideales con respecto al ángulo de la manivela la podemos presentar de la forma

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{d\theta} + \frac{1}{V} \frac{dV}{d\theta} = \frac{1}{m} \frac{dm}{d\theta} + \frac{1}{T} \frac{dT}{d\theta} \quad (2.3)$$

Con las Ecs. (2.1) hasta (2.3) y manipulándolas para eliminar  $dT/d\theta$ , nos queda la siguiente ecuación

$$\frac{dP}{d\theta} = \frac{(\gamma - 1) dQ}{V} \frac{d\theta}{d\theta} - \gamma \frac{P}{V} \frac{dV}{d\theta} - \gamma \frac{\dot{m}_f}{\omega m} \quad (2.4)$$

donde  $\gamma$  es relación de calores específicos que es  $C_p/C_v$  y  $dQ/d\theta$  es el flujo de calor neto.

Si utilizamos la ecuación de conservación de masa para nuestro sistema tenemos

$$\frac{dm}{d\theta} = - \frac{\dot{m}_f}{\omega} \quad (2.5)$$

Se puede observar que la única variación de la masa en nuestro volumen de control se debe a las fugas que se dan hacia los anillos del pistón. Estas fugas se definirán más a fondo en el capítulo siguiente, por ahora vamos a manejar que la cantidad de masa que no va a participar de la combustión es proporcional al contenido de la cámara de combustión mediante el uso de una constante de proporcionalidad  $C$  como se describe en la Ec. (2.6).

$$C = \frac{\dot{m}_f}{\dot{m}} \quad (2.6)$$

## ADICIÓN Y PÉRDIDA DE CALOR

La forma en que vamos a representar a la combustión es haciéndola actuar como una cantidad de calor que se suministra al contenido de la cámara de manera gradual a partir del momento de la ignición,

$$\frac{dQ_{ad}}{d\theta} = Q_w \frac{dx}{d\theta} \quad (2.7)$$

donde  $x$  está en función del ángulo de la manivela y representa la proporción en la que la cantidad de calor adicionado  $Q_{ad}$  interviene en cada instante analizado para  $\theta$ , lo que representa la fracción de masa quemada.

La función  $x(\theta)$  llamada también fracción de quemado puede ser calculada mediante ecuaciones empíricas que se ajustan a condiciones particulares de combustión y se denominan de manera genérica como funciones o leyes de Wiebe de quemado. En este caso, se utilizará una ecuación de la forma:

$$x = 1 - \text{EXP} \left[ -a \left( \frac{\theta - \theta_p}{\theta_p} \right)^n \right] \quad (2.8)$$

donde  $n$  y  $a$  son parámetros que se utilizan para ajustar los valores de  $x$  con datos obtenidos en experimentos [1].

Para el cálculo de las pérdidas de calor utilizamos la ley de enfriamiento de Newton, por lo que el flujo de calor que se pierde es

$$\dot{Q}_l = hA(T - T_w) \quad (2.9)$$

El coeficiente de transferencia de calor se puede considerar constante como ocurre en algunos modelos, pero en nuestro caso utilizaremos una correlación ampliamente aceptada que nos permite conocer el valor de  $h$ , desarrollada por Woschni [3].

$$h = 0.00326 P^{0.8} \frac{(V_{mov} + V_{comb})^{0.8}}{V^{0.2} p^{0.55}} \quad (2.10)$$

donde  $V_{mov}$  es una velocidad ocasionada por el movimiento del pistón y  $V_{comb}$  es una velocidad del gas debida a la combustión misma. La Ec. (2.10) requiere de las siguientes ecuaciones

$$V_{mov} = C_1 \frac{2S}{60} rpm \quad (2.11)$$

$$V_{comb} = C_2 \frac{V_1 T_1}{P_1 V_2} (P - P_{mov}) \quad (2.12)$$

$$P_{mov} = P_1 \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma} \quad (2.13)$$

donde los valores de  $C_1$  y  $C_2$  están dados en la Tabla 2.1;  $V_1$  es el volumen desplazado ( $\pi b^2 S/4$ );  $P_k$ ,  $V_k$  y  $T_k$  son la presión, volumen y temperatura en el

momento de la ignición;  $P_{mor}$  es la presión generada en el contenido de la cámara de combustión debida exclusivamente por el movimiento del pistón y  $P_i$  y  $V_i$  son la presión y volumen al inicio de la compresión.

Tabla 2.1 Parámetros para la correlación de Woschni

Etapa	$C_1$	$C_2$
Compresión	2.28	0
Combustión y Expansión	2.28	0.0034

El área de transferencia de calor hacia las paredes de la cámara se encuentra definida por la siguiente ecuación

$$A = A_0 + \frac{H(V - V_0)}{b} \quad (2.14)$$

donde  $A_0$  y  $V_0$  son los valores para el área y el volumen en el punto muerto superior, respectivamente.

Una vez definidas la adición y la pérdida de calor podemos reescribir el término referente al calor de la Ec. (2.4) como

$$\frac{dQ}{d\theta} = Q_w \frac{dx}{d\theta} - \frac{Q_l}{\omega} \quad (2.15)$$

## MASA Y VOLUMEN

Para obtener una ecuación de la masa en función del ángulo de la manivela encontramos que sustituyendo la Ec. (2.6) que nos da la proporción de las fugas

de masa en la Ec. (2.5) del balance de materia, obtenemos una relación en forma diferencial,

$$\frac{dm}{d\theta} = -\frac{Cm}{\omega} \quad (2.16)$$

Completando a las ecuaciones anteriores, el volumen de la cámara de combustión se encuentra definido por la siguiente ecuación

$$V = V_c \left[ 1 + \frac{r-1}{2} (1 - \cos\theta) \right] \quad (2.17)$$

Combinando las Ecs. (2.4) hasta (2.17), las ecuaciones resultantes que dan solución al sistema son:

$$\frac{dP}{d\theta} = \frac{(\gamma - 1)}{V} \left[ Q_{st} \frac{dx}{d\theta} - \frac{hA}{\omega} \left( \frac{PV}{mK} - T_w \right) \right] - \gamma \frac{P}{V} \frac{dV}{d\theta} - \gamma \frac{CP}{\omega} \quad (2.18)$$

$$\frac{dW}{d\theta} = P \frac{dV}{d\theta} \quad (2.19)$$

$$\frac{dQ_L}{d\theta} = \frac{hA}{\omega} \left( \frac{PV}{mK} - T_w \right) \quad (2.20)$$

$$\frac{dm}{d\theta} = -\frac{Cm}{\omega} \quad (2.21)$$

El significado físico asociado a las ecuaciones es el siguiente: la Ec. (2.18) representa las variaciones que tiene la presión dentro de la cámara de combustión; la Ec. (2.19) representa las variaciones del trabajo obtenido en el pistón; la Ec. (2.20) representa las pérdidas de calor del cilindro ocasionadas por las altas temperaturas alcanzadas dentro de él y la Ec. (2.21) representa la variación de la

masa contenida en la cámara de combustión, las Ecs. (2.18) hasta (2.21) están en función del ángulo de la manivela. Las condiciones iniciales necesarias para la solución del problema son las del inicio de la compresión.

Para la solución de estas ecuaciones y de las restantes en el trabajo se desarrollaron un conjunto de programas en lenguaje C, que se encuentran enlistados en los apéndices.

El programa que da solución a las ecuaciones del modelo de una zona se encuentra enlistado en el Apéndice A. Las ecuaciones diferenciales de primer orden se resuelven mediante una integración numérica con el método de Runge-Kutta de cuarto orden [5]. Los valores que se utilizaron para este programa se mencionan y discuten en el capítulo IV de Resultados.

## CAPÍTULO III

### 3.1 MODELO TERMODINÁMICO DE DOS ZONAS

Los modelos termodinámicos de dos zonas tienen por objeto hacer el análisis de la combustión de una manera más detallada que los modelos de una zona. En estos modelos la consideración más importante es que el contenido de la cámara de combustión se divide en dos regiones (Fig. 3-1); la primera región es de gases no quemados que esta formada por la mezcla de aire y combustible que es inducida a la cámara y la otra región es de gases quemados compuesta de los productos del quemado de la mezcla una vez que inicia la combustión al aparecer la chispa. Ambas regiones se encuentran separadas por la flama que por su complejidad no sera objeto de estudio para el presente trabajo.

Para poder hallar una solución al fenomeno de la combustión en los motores de combustión interna encendidos por chispa es necesario definir la manera en la que se llevará a cabo el estudio, para ello, es indispensable hacer las siguientes suposiciones:

- ◆ Se asume que la carga del cilindro está compuesta por gases ideales, congelados para los gases no quemados y en equilibrio químico para los gases quemados.
- ◆ La presión se considera uniforme en toda la cámara de combustión.
- ◆ Se considera la transferencia de calor por convección para cada una de las zonas con el exterior de la cámara, más no se considerará transferencia de calor entre las zonas. El coeficiente de transferencia de calor por convección será considerado uniforme y variable para las dos zonas.

- ◆ Cada una de las zonas tendrá composición y temperatura independientes y para definir la razón de quemado será utilizada una función que nos determinará la fracción másica quemada en función del ángulo de la manivela.
- ◆ La primera ley de la termodinámica, la ecuación de los gases ideales y la ecuación de la conservación de masa forman parte de las ecuaciones principales necesarias para el planteamiento matemático de este problema.

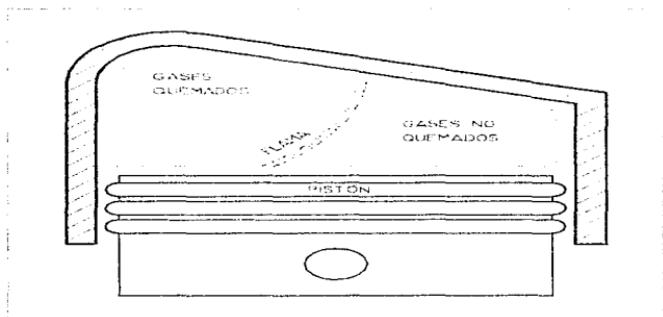


Figura 3-1. Características generales para los modelos de dos zonas.

En el esquema de la Fig. 3-2 podemos observar las fronteras del volumen de control, el trabajo que se obtiene del pistón, la pérdida de calor y las pérdidas por fugas. Encontramos que el trabajo del pistón es una energía que sale del sistema, las pérdidas de calor también son una energía que sale del sistema y las pérdidas por fugas que son una cantidad de la mezcla que no participa en la combustión y que en el momento de la compresión se aloja entre los anillos del pistón y también representa una cantidad de energía que sale del sistema.

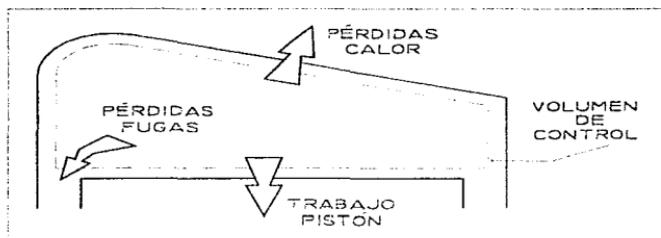


Figura 3-2. Esquema del sistema termodinámico aplicado al modelo de dos zonas.

La primera ley de la termodinámica aplicada al sistema de la Fig. 3-2 puede expresarse de la siguiente manera

$$\frac{dE}{d\theta} = \frac{dQ}{d\theta} - P \frac{dV}{d\theta} - \frac{m \cdot h}{\omega} \quad (3.1)$$

El término de la izquierda representa el cambio de energía interna en el sistema con respecto al ángulo de la manivela; el primer término de la derecha se debe al suministro de calor y a las pérdidas por transferencia de calor; el segundo término de la derecha se refiere al trabajo; y el último término de la derecha manifiesta las pérdidas por fugas (blowby) a través de los anillos del pistón.

Para poder resolver esta ecuación y dejarla en función de las variables que deseamos conocer vamos a desglosar los términos que en ella aparecen.

La energía interna puede escribirse de la siguiente manera

$$\frac{dE}{d\theta} = m \frac{dc}{d\theta} + c \frac{dm}{d\theta} \quad (3.2)$$

$$e = \frac{E}{m} = xe_u + (1-x)e_u \quad (3.3)$$

En donde  $e$  representa la energía interna específica;  $m$  es la masa contenida en la cámara de combustión;  $x$  la utilizaremos como la fracción de masa que ha sido quemada; y los subíndices  $u$  y  $b$  harán referencia a los gases no quemados (unburnt) y gases quemados (burnt), respectivamente.

Para sustituir la Ec. (3.3) en la Ec. (3.2) tendremos que definir las derivadas de la energía interna específica con respecto al ángulo de la manivela, que depende tanto de la temperatura como de la presión como a continuación describimos

$$e_b = e_b(T_b, P) \quad (3.4a)$$

$$e_u = e_u(T_u, P) \quad (3.4b)$$

y diferenciando estas ecuaciones con respecto al ángulo de la manivela obtenemos

$$\frac{de_b}{d\theta} = \frac{\partial e_b}{\partial T_b} \frac{dT_b}{d\theta} + \frac{\partial e_b}{\partial P} \frac{dP}{d\theta} \quad (3.5a)$$

$$\frac{de_u}{d\theta} = \frac{\partial e_u}{\partial T_u} \frac{dT_u}{d\theta} + \frac{\partial e_u}{\partial P} \frac{dP}{d\theta} \quad (3.5b)$$

En estas dos últimas ecuaciones nos hace falta definir las derivadas parciales de la energía interna específica con respecto a la temperatura y a la presión, y se obtienen, utilizando la definición de la entalpia, la ecuación de la energía libre de Gibbs, la definición del calor específico a presión constante, la definición del diferencial de la entropía para un proceso reversible, la condición de equilibrio para un proceso donde sólo existe trabajo de expansión y la aplicación de una de

las propiedades de las diferenciales exactas conocida como una de las relaciones de Maxwell:

$$\frac{\partial v_b}{\partial T_b} = \frac{\partial h_b}{\partial T_b} - P \frac{\partial v_b}{\partial T_b} = c p_b - P \frac{\partial v_b}{\partial T_b} \quad (3.6a)$$

$$\frac{\partial v_u}{\partial T_u} = \frac{\partial h_u}{\partial T_u} - P \frac{\partial v_u}{\partial T_u} = c p_u - P \frac{\partial v_u}{\partial T_u} \quad (3.6b)$$

$$\frac{\partial v_b}{\partial P} = - \left[ T_b \frac{\partial v_b}{\partial T_b} + P \frac{\partial v_b}{\partial P} \right] \quad (3.7a)$$

$$\frac{\partial v_u}{\partial P} = - \left[ T_u \frac{\partial v_u}{\partial T_u} + P \frac{\partial v_u}{\partial P} \right] \quad (3.7b)$$

Por conveniencia para el desarrollo del programa, en lugar de definir en este momento las derivadas parciales del volumen específico con respecto a las temperaturas y a la presión, vamos a utilizar, basándonos en una igualdad del cálculo diferencial, las derivadas parciales del logaritmo del volumen específico con respecto a los logaritmos de las temperaturas y de la presión como a continuación está escrito

$$\frac{\partial v_b}{\partial T_b} = \frac{v_b}{T_b} \frac{\partial \ln v_b}{\partial \ln T_b} \quad (3.8a)$$

$$\frac{\partial v_u}{\partial T_u} = \frac{v_u}{T_u} \frac{\partial \ln v_u}{\partial \ln T_u} \quad (3.8b)$$

$$\frac{\partial v_b}{\partial P} = - \frac{v_b}{P} \frac{\partial \ln v_b}{\partial \ln P} \quad (3.9a)$$

$$\frac{\partial v_u}{\partial P} = - \frac{v_u}{P} \frac{\partial \ln v_u}{\partial \ln P} \quad (3.9b)$$

Haciendo uso de la Ec. (3.3) hasta la Ec. (3.9b) podemos volver a escribir el primer término de la derecha de la Ec. (3.2) dejándolo en función de las variables que nos interesa conocer

$$m \frac{dc}{d\theta} = m \left[ (c_p - c_v) \frac{dx}{d\theta} + x \left( \left( C_{p_v} - \frac{P_{v_v}}{T_v} \frac{\partial \ln v_v}{\partial \ln T_v} \right) \frac{dT_v}{d\theta} - \left( C_{p_u} - \frac{P_{v_u}}{T_u} \frac{\partial \ln v_u}{\partial \ln T_u} \right) \frac{dT_u}{d\theta} - \left( v_v \left( \frac{\partial \ln v_v}{\partial \ln T_v} + \frac{\partial \ln v_v}{\partial \ln P} \right) + v_u \left( \frac{\partial \ln v_u}{\partial \ln T_u} + \frac{\partial \ln v_u}{\partial \ln P} \right) \right) \frac{dP}{d\theta} \right] \quad (3.10)$$

### PÉRDIDAS DE MASA POR FUGAS (BLOWBY)

Durante la compresión en el interior de la cámara de combustión una fracción de masa de la mezcla aire-combustible es comprimido en el espacio que existe entre los anillos (Fig. 3-3), este fenómeno es muy importante porque afecta en varios aspectos como los son:

1. La presión que se produce entre los anillos aumenta la fuerza de fricción producida cuando el pistón se mueve.
2. La emisión de hidrocarburos aumenta debido a que la fracción de masa de la mezcla durante la expansión es regresada al interior de la cámara de combustión en una etapa en la que los gases quemados se encuentran a bajas temperaturas y no les permite quemarse, por lo que es extraída de la cámara sin haberse quemado.
3. Por las dos razones anteriores es evidente que la eficiencia del motor en general disminuye.

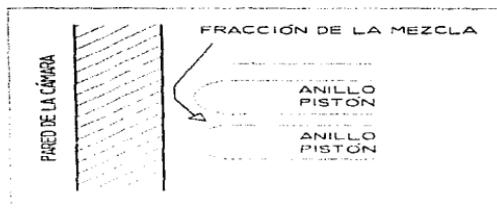


Figura 3-3. Representación de las fugas a través de los anillos.

Para el manejo de este fenómeno en nuestro análisis vamos a considerar que la fracción de masa que sale del volumen de control y se establece entre los anillos, no regresa durante la expansión. Otra suposición que tomaremos en cuenta es la de que este flujo de masa que se pierde es proporcional a la masa contenida en el cilindro, mediante el uso de una constante de proporcionalidad que nos representará una fuga de aproximadamente el 2.5% de la carga del cilindro. Los investigadores Namazian y Heywood [2] en 1982 haciendo cálculos en computadora estimaron que entre 2 y 7% del combustible se desperdicia de esta manera.

De esta forma podemos escribir una ecuación para el balance de masa que utilice a la constante de proporcionalidad  $C$ , y nos muestre las variaciones de la masa en función de las pérdidas por fugas.

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{m}{\omega} = -\frac{Cm}{\omega} \quad (3.11)$$

El valor de la constante de proporcionalidad se debe principalmente al diseño del pistón [2].

Con la Ec. (3.3) y la Ec. (3.11) podemos volver a escribir el segundo término de la derecha de la Ec. (3.2), quedando

$$c \frac{dm}{dt} = -\frac{cm}{\omega} [x c_p + (1-x)c_w] \quad (3.12)$$

### PÉRDIDAS DE CALOR

El primer término de la derecha de la Ec. (3.1) se puede escribir en función de la pérdida de calor en cada una de las dos zonas, esto es

$$\frac{dQ}{dt} = \left[ \frac{Q_b + Q_u}{\omega} \right] \quad (3.13)$$

Para poder expresar las pérdidas de calor en función de las temperaturas vamos a hacer uso de un coeficiente de transferencia de calor  $h$ , el cual, vamos a considerar que es igual en las dos zonas por lo que podemos decir  $h_b = h_u = h$ .

Las ecuaciones para el flujo de calor en cada una de las zonas son:

$$\dot{Q}_b = h A_b (T_b - T_w) \quad (3.14a)$$

$$\dot{Q}_u = h A_u (T_u - T_w) \quad (3.14b)$$

Una forma de definir las áreas  $A_b$  y  $A_u$  es suponerlas en función del quemado de los gases y se consideran proporcionales a la raíz cuadrada de la fracción de masa quemada.

$$A_b = \left( \frac{\pi b^2}{2} + \frac{4V}{b} \right) x^2 \quad (3.15a)$$

$$A_n = \left( \frac{\pi b^2}{2} + \frac{AV}{b} \right) (1 - x^2) \quad (3.15b)$$

Estas dos ecuaciones fueron obtenidas con base en la experiencia de los investigadores, en ellas puede observarse que tanto al inicio como al final del proceso los valores son correctos, y la proporción generada por la raíz cuadrada de la masa quemada se debe a la diferencia de densidades que existe entre ambas regiones. Se puede hacer la observación que para el estudio de un motor en particular se hacen correcciones modificando el exponente de la fracción de masa quemada  $x$ .

Sustituyendo las Ecs. (3.14a) hasta (3.15b) podemos reescribir la Ec. (3.13) en función de parámetros que nos serán más útiles.

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{h}{\omega} \left[ x^2 (T_p - T_u) + (1 - x^2) (T_u - T_w) \right] \left( \frac{\pi b^2}{2} + \frac{AV}{b} \right) \quad (3.16)$$

El término referente al trabajo de la Ec. (3.1) permanecerá tal cual está escrito, por lo que solo queda por definir la ecuación que representará el último término de la derecha de la Ec. (3.1), que involucra la energía que se pierde por las fugas de masa del sistema. Utilizando la Ec. (3.11) de conservación de masa para sustituirla en el término de fugas llegamos a

$$\frac{\dot{m}_1 h_1}{\omega} = \frac{Cm h_f}{\omega} \quad (3.17)$$

Todas las variables han sido definidas con excepción de la entalpia del flujo que se fuga  $h_f$ , de manera práctica podemos definir la de la siguiente manera.

$$h_f = x^2 h_p + (1 - x^2) h_u \quad (3.18)$$

Esta ecuación también ha sido obtenida experimentalmente y respeta que la cantidad de masa de los gases no quemados que se fuga es mayor.

### MASA, VOLUMEN Y RAPIDEZ DE QUEMADO

La masa como función del ángulo de la manivela la podemos obtener integrando la Ec. (3.11) y queda

$$m = m_0 \text{EXP} \left[ -\frac{C}{\omega} (\theta - \theta_0) \right] \quad (3.19)$$

El volumen de la cámara de combustión se expresa mediante

$$V = V_0 \left[ 1 + \frac{r-1}{2} \left( 1 - \cos \theta + \frac{1}{\varepsilon} \left[ 1 - \sqrt{1 - \varepsilon^2 \sin^2 \theta} \right] \right) \right] \quad (3.20)$$

donde  $\varepsilon = S/2l$  y se denomina radio geométrico.

La fracción de masa de los gases quemados está dada por una ley de quemado experimental conocida como función de Wiebe, que en este caso es de la forma

$$x = \begin{cases} 0 & \theta < \theta_0 \\ \frac{1}{2} \left( 1 - \cos \left[ \frac{\pi (\theta - \theta_0)}{\theta_r} \right] \right) & \theta_0 < \theta < \theta_0 + \theta_r \\ 1 & \theta > \theta_0 + \theta_r \end{cases} \quad (3.21)$$

Una vez llevado a cabo el desarrollo de la primera ley de la termodinámica aplicado a nuestro sistema, nos encontramos que tenemos una ecuación en la que están relacionadas tres derivadas que son la de la presión, la temperatura de los gases quemados y la temperatura de los gases no quemados. Se puede observar

entonces que tenemos tres incógnitas en una ecuación y para cerrar el problema se requieren otras dos ecuaciones para el sistema.

La primera de las ecuaciones que necesitamos podemos obtenerla partiendo de la definición del volumen específico de la misma forma que hicimos para la energía interna específica

$$v = \frac{V}{M} = xv_b + (1-x)v_u \quad (3.22)$$

En donde  $v_b$  y  $v_u$  son los volúmenes específicos de la región quemada y de la región no quemada, respectivamente.

Tendremos que definir las derivadas del volumen específico con respecto al ángulo de la manivela, que depende tanto de la temperatura como de la presión como a continuación se presenta

$$v_b = v_b(T_b, P) \quad (3.23a)$$

$$v_u = v_u(T_u, P) \quad (3.23b)$$

y diferenciando estas ecuaciones con respecto al ángulo de la manivela obtenemos

$$\frac{dv_b}{d\theta} = \frac{\partial v_b}{\partial T_b} \frac{dT_b}{d\theta} + \frac{\partial v_b}{\partial P} \frac{dP}{d\theta} \quad (3.24a)$$

$$\frac{dv_u}{d\theta} = \frac{\partial v_u}{\partial T_u} \frac{dT_u}{d\theta} + \frac{\partial v_u}{\partial P} \frac{dP}{d\theta} \quad (3.24b)$$

Derivando la Ec. (3.22) y tomando las Ecs. (3.23a) hasta (3.24b) junto con la Ec. (3.11), y aplicando las igualdades expresadas en las Ecs. (3.8a) hasta (3.9b),

obtenemos una segunda ecuación en función de las tres variables que deseamos manejar para la solución del sistema

$$\frac{I}{m} \left[ \frac{dV}{d\theta} + \frac{V\zeta}{\omega} \right] = (v_p \cdot v_u) \frac{dx}{d\theta} + x \left[ \frac{v_p}{T_p} \frac{\partial \ln v_p}{\partial \ln T_p} \frac{dT_p}{d\theta} + \frac{v_p}{P} \frac{\partial \ln v_p}{\partial \ln P} \frac{dP}{d\theta} \right] + (1-x) \left[ \frac{v_u}{T_u} \frac{\partial \ln v_u}{\partial \ln T_u} \frac{dT_u}{d\theta} + \frac{v_u}{P} \frac{\partial \ln v_u}{\partial \ln P} \frac{dP}{d\theta} \right] \quad (3.25)$$

Para la obtención de la ecuación que nos resta encontrar y poder dar solución al sistema, tenemos que considerar ahora a los gases no quemados como un sistema abierto en el que existen pérdidas de masa debidas a la combustión. Escribiendo una ecuación de equilibrio para este caso tenemos entonces

$$-Q_u = \omega m (1-x) T_u \frac{ds_u}{d\theta} \quad (3.26)$$

En donde  $s_u$  es la entropía de los gases no quemados, y para poder definir la derivada de la entropía con respecto al ángulo de la manivela tenemos

$$s_u = s_u(T_u, P) \quad (3.27)$$

y diferenciando esta ecuación con respecto al ángulo de la manivela se tiene

$$\frac{ds_u}{d\theta} = \frac{\partial s_u}{\partial T_u} \frac{dT_u}{d\theta} + \frac{\partial s_u}{\partial P} \frac{dP}{d\theta} \quad (3.28)$$

Las derivadas parciales de esta ecuación son obtenidas usando la definición de la entalpia, la definición de la energía interna, la definición del calor específico a presión constante, aplicando una propiedad de las segundas derivadas parciales a la diferencial de la energía libre de Gibbs y haciendo uso de la igualdad de la

Ec. (3.8b). De ahí que podamos escribirla en términos más afines a nuestro problema como

$$\frac{ds_u}{d\theta} = \frac{c_{p_u}}{T_u} \frac{dT_u}{d\theta} - \frac{v_u}{T_u} \frac{\partial \ln v_u}{\partial \ln T_u} \frac{dT_u}{d\theta} \quad (3.29)$$

Sustituyendo la Ec. (3.29), la Ec. (3.14b) y la Ec. (3.15b) en la Ec. (3.26) logramos así obtener la tercera ecuación que nos falta

$$c_{p_u} \frac{dT_u}{d\theta} - v_u \frac{\partial \ln v_u}{\partial \ln T_u} \frac{dT_u}{d\theta} - \frac{h}{\omega m} \left( \frac{\pi b^2}{2} + \frac{AV}{b} \right) \left( \frac{1-x^2}{1-x} \right) (T_u - T_w) \quad (3.30)$$

Una vez obtenido el conjunto de ecuaciones diferenciales necesario para determinar la presión, la temperatura de gases quemados y la temperatura de los gases no quemados, procederemos a reagrupar términos de manera que se puedan evaluar fácilmente mediante algún método numérico.

Para simplificar el manejo de las ecuaciones resultantes se definen a continuación las siguientes variables:

$$A = \frac{1}{m} \left[ \frac{dV}{d\theta} + \frac{VC}{\omega} \right] \quad (3.31)$$

$$B = \frac{h}{\omega m} \left[ \frac{v_r}{c_{p_r}} \frac{\partial \ln v_r}{\partial \ln T_r} x^2 \frac{(T_r - T_w)}{T_r} + \frac{v_u}{c_{p_u}} \frac{\partial \ln v_u}{\partial \ln T_u} (1-x^2) \frac{(T_u - T_w)}{T_u} \right] \left( \frac{\pi b^2}{2} + \frac{AV}{b} \right) \quad (3.32)$$

$$C = -(v_r - v_u) \frac{dx}{d\theta} - v_r \frac{\partial \ln v_r}{\partial \ln T_r} \frac{(h_v - h_g)}{c_{p_r} T_r} \left[ \frac{dx}{d\theta} - \frac{(x-x^2)C}{\omega} \right] \quad (3.33)$$

$$D = x \left[ \frac{v_p^2}{c p_p T_p} \left( \frac{\partial \ln v_p}{\partial \ln T_p} \right)' + \frac{v_p}{P} \frac{\partial \ln v_p}{\partial \ln P} \right] \quad (3.34)$$

$$E = (1-x) \left[ \frac{v_u^2}{c p_u T_u} \left( \frac{\partial \ln v_u}{\partial \ln T_u} \right)' + \frac{v_u}{P} \frac{\partial \ln v_u}{\partial \ln P} \right] \quad (3.35)$$

Sustituyendo las Ecs. (3.31) hasta (3.35) en las Ecs. (3.1), (3.25), y (3.30) y despejando las derivadas de las variables de interés, se obtienen finalmente las ecuaciones diferenciales ordinarias con las que se obtendrán los valores de la presión y las temperaturas de los gases quemados y no quemados.

$$\frac{dV'}{d\theta} = \frac{A + B + C}{D + E} \quad (3.36)$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_b}{d\theta} = & - \frac{h(T_u - T_u) x^2}{\omega m c p_p x} \left( \frac{\pi v^2}{2} - \frac{dV'}{b} \right) + \frac{v_p}{c p_p} \frac{\partial \ln v_p}{\partial \ln T_p} \left( \frac{A + B + C}{D + E} \right) \\ & + \frac{(h_u - h_b)}{c p_u x} \left[ \frac{dx}{d\theta} - \frac{(x - x^2) C'}{\omega} \right] \end{aligned} \quad (3.37)$$

$$\frac{dT_u}{d\theta} = - \frac{h(T_u - T_u) (1 - x^2)}{\omega m c p_u (1 - \epsilon)} \left( \frac{\pi v^2}{2} + \frac{dV'}{b} \right) + \frac{v_u}{c p_u} \frac{\partial \ln v_u}{\partial \ln T_u} \left( \frac{A + B + C}{D + E} \right) \quad (3.38)$$

Junto con los valores de la presión, la temperatura de los gases quemados y la temperatura de los gases no quemados se pueden obtener también el trabajo desarrollado por el pistón, las pérdidas totales de calor y las pérdidas de energía por fugas de masa hacia los anillos del pistón mediante

$$\frac{dW'}{d\theta} = P \frac{dV'}{d\theta} \quad (3.39)$$

$$\frac{dQ_2}{d\theta} = -\frac{h}{\omega} \left[ x^2 (T_c - T_w) + (1 - x^2) (T_u - T_w) \right] \left( \frac{\pi b^2}{2} + \frac{A_1'}{b} \right) \quad (3.40)$$

$$\frac{dH_w}{d\theta} = \frac{Cm}{\omega} [x^2 h_c + (1 - x^2) h_u] \quad (3.41)$$

Integrando las Ecs. (3.36) hasta (3.38) obtenemos la presión, la temperatura de los gases quemados y la temperatura de los gases no quemados; integrando la Ec. (3.39) obtenemos el trabajo realizado; integrando la Ec. (3.40) obtenemos la pérdida de calor e integrando la Ec. (3.41) obtenemos las pérdidas de energía por fugas en el sistema.

### 3.2 CÁLCULO DE LA MASA QUEMADA

En las secciones anteriores se utilizaron para el cálculo de la fracción de masa quemada, las leyes experimentales de Wiebe obtenidas como resultado de una gran cantidad de experimentos hechos en laboratorio.

En los modelos multizonas se puede tratar de predecir la velocidad con la que se quema la masa contenida en el interior de la cámara, una vez que la ignición es provocada por la chispa en la bujía. El propósito de estos cálculos es predecir el retardo de la combustión, así como su velocidad en función de parámetros que involucran el diseño del motor y las condiciones de operación del mismo, por lo que se obtiene más información de interés que con las leyes empíricas mencionadas.

En general, a los motores de combustión interna encendidos por chispa el proceso de quemado se modela como una flama con superficie  $A$ , que se propaga esféricamente a través de la mezcla de gases no quemados con densidad  $\rho$ , a una velocidad de flama turbulenta  $S_T$ , quedando

$$\frac{dm_c}{dt} = \rho A S_T \quad (3.42)$$

El valor del área del frente de la flama se puede obtener de dos maneras, una de ellas es definir ecuaciones que describan la propagación esférica como se mencionó anteriormente, o bien, se pueden utilizar valores de lecturas elaboradas por los investigadores de la combustión como se puede apreciar en la Fig. 3-4 [8].

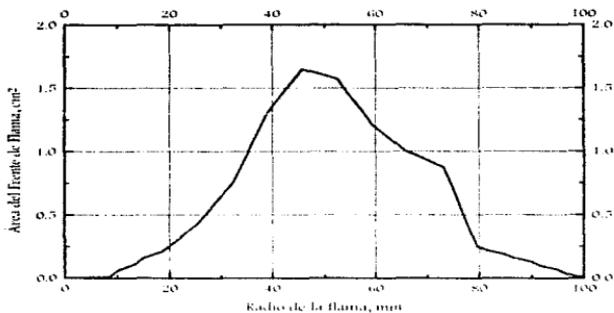


Figura 3-4. Gráfica del Área del Frente de Flama.

La velocidad de flama turbulenta se puede definir como  $S_t + u'$ , donde  $S_t$  es la velocidad de flama laminar y  $u'$  es la intensidad de la turbulencia. Tabaczynski [7], describe el proceso de quemado como un par de fenómenos simultáneos, el primero que representa el flujo de masa de gases no quemados que atraviesa el frente de la flama hacia la región de gases quemados y el otro que representa la razón de quemado de la masa dentro de la flama, ambos fenómenos son expresados por las siguientes ecuaciones

$$\frac{dm_o}{dt} = \rho_u A_f (S_t + u') \quad (3.43)$$

$$\frac{dm_p}{dt} = \frac{m_c - m_p}{\tau_p} \quad (3.44)$$

donde  $\tau_b$  es un tiempo característico que manifiesta el intervalo de tiempo que permanece dentro de la flama la masa que se está quemando, y esta dado por  $\tau_b = l/S_f$ ;  $l$  es una longitud característica del espesor de la flama turbulenta.

Beretta [9], modificó el modelo de Tabaczynski expresándolo como

$$\frac{d\mu}{dt} = \rho_u A_f u_f - \frac{\mu}{\tau_b} \quad (3.45)$$

$$\frac{dm_p}{dt} = \rho_u A_f S_f + \frac{\mu}{\tau_b} \quad (3.46)$$

donde  $\mu$  tiene unidades de masa y representa la cantidad de masa que se incorpora a la flama y que aún no ha sido quemada,  $u_f = 1.05S_f$  es una velocidad característica,  $S_f$  es la velocidad media del pistón ( $S_f = 2SN$ ),  $\tau_b = L_f/S_f$  y la longitud característica  $L_f$  se obtiene utilizando

$$L_f = 0.8L_{fl} \left( \frac{P_u}{P_c} \right)^{0.75} \quad (3.47)$$

$\rho_u$  es la densidad de los gases no quemados al inicio de la compresión y  $L_{fl}$  es el levantamiento de la válvula de entrada de la mezcla. Para el cálculo de la velocidad de flama laminar se hace uso de las siguientes ecuaciones [8]

$$S_L = S_{L0} \left( \frac{T_u}{T_c} \right)^{0.5} \left( \frac{P_c}{P_u} \right)^{0.5} \quad (3.48)$$

$$S_{L0} = 30.5 - 54.9(\phi - 1.21)^2 \quad (3.49)$$

$$\alpha_w = 2.4 - 0.271 \phi^{1.51} \quad (3.50)$$

$$\beta_w = 0.141 \phi^{1.27} - 0.357 \quad (3.51)$$

En estas ecuaciones  $\phi$  es la relación de equivalencia y se encuentra definida en la siguiente sección.

Utilizando las Ecs. (3.45) hasta (3.51) se puede obtener el valor de la diferencial de la masa para los gases quemados y al ser resuelta con el resto de las ecuaciones en el programa, calcula el valor de la masa para los gases quemados, con el cual podemos obtener fácilmente la fracción de masa quemada mediante la aplicación de la ecuación

$$x = \frac{m_b}{m} \quad (3.52)$$

Se puede observar el uso de estas ecuaciones en el listado del programa del Apéndice B2. En el Apéndice B1 se encuentra el modelo de dos zonas con propiedades termodinámicas constantes.

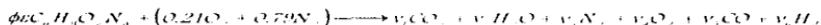
### 3.3 ANÁLISIS QUÍMICO DE LAS ZONAS

Los modelos termodinámicos multizonas tienen el objetivo de perfeccionar las consideraciones elaboradas para los modelos de una sola zona, apoyándonos en ello, se define a continuación una alternativa práctica para analizar el desarrollo de las reacciones químicas que se llevan a cabo para cada una de las regiones involucradas durante el proceso del quemado de la masa (combustión), y que nos permita deducir los elementos que componen cada una de las regiones. De esta manera, podemos conocer las propiedades termodinámicas de las regiones.

a) Composición de la mezcla aire-combustible y masa residual.

Los gases no quemados están formados por la mezcla de aire y combustible que es inyectada a la cámara y de una porción de masa que se quedó dentro del cilindro, que perteneció al ciclo anterior y no pudo ser desalojada.

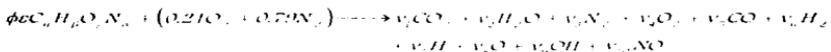
Si a un combustible cuya fórmula general es  $C_xH_yO_zN_w$ , se le mezcla con aire, que para fines prácticos se considera 21% de oxígeno y 79% de nitrógeno (en volumen), tomando en cuenta las temperaturas a las que se encuentran los gases no quemados y la presencia de gas residual, podemos escribir una reacción para la combustión de la siguiente manera



donde  $\phi$  es la relación de equivalencia y esta definida como la relación combustible-aire real dividida por la relación combustible-aire estequiométrica;  $e$  es la relación molar del combustible dividido por el aire y  $v_i$  ( $i=1,2,\dots,6$ ) describe la composición de los productos de la reacción.

b) Equilibrio de los productos de la combustión.

De la misma manera que en el punto anterior se puede considerar una reacción que defina el proceso de la combustión en cuanto a sus componentes químicos, en este caso se consideran una mayor cantidad de productos debido a las altas temperaturas que se alcanzan para la región de los gases quemados,



En ambas circunstancias, para gases quemados y no quemados, se encuentran las propiedades termodinámicas aplicando las fórmulas para las mezclas de gases ideales.

En el programa de dos zonas que se encuentra listado en el Apéndice B2 se pueden observar dos rutinas; una de ellas PROPIEDADES\_QUEMADOS y la otra PROPIEDADES\_NO\_QUEMADOS que sirven para calcular los valores de las propiedades termodinámicas tanto para los gases quemados como para los gases no quemados, en determinadas condiciones de presión y temperatura. Al igual que el programa de una zona, el sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias que da una solución al modelo multizonas se resuelve mediante el método de integración numérica de Runge-Kutta de cuarto orden [5]. Los valores utilizados para este programa son mencionados y discutidos en el capítulo IV de Resultados.

## 4.1 GEOMETRÍA Y OPERACIÓN DEL MOTOR

Las características que se consideraron para la simulación del motor de combustión interna se encuentran en la Tabla 4-1; estos datos fueron utilizados en todas las simulaciones para tener un mismo patrón de referencia. En general, los valores concuerdan con los de un motor convencional.

Tabla 4-1

ESPECIFICACIÓN DEL MOTOR DE COMBUSTIÓN INTERNA ENCENDIDO POR CHISPA	
<b>GEOMETRÍA:</b>	
Dímetro del cilindro	10 cm
Carrera del pistón	10 cm
<b>CONDICIONES DE OPERACIÓN:</b>	
Combustible	Gasolina $C_7H_{17}$
Relación de equivalencia	0.8
Revoluciones por minuto	2000
Relación de compresión	10:1
Inicio de la combustión	-35°
Duración de la combustión	60°
Presión inicial	1 bar
Temperatura inicial	350 K

\* Respecto al ángulo de inicio de la compresión (-180°).

La nomenclatura utilizada en las tablas es la siguiente:  $\theta$  el ángulo de la manivela, P presión, T temperatura,  $T_u$  temperatura gases no quemados,  $T_b$  temperatura gases quemados, V volumen, x fracción de masa quemada (modelos de dos zonas), W trabajo,  $Q_l$  calor perdido, m masa y H, energía perdida en las fugas.

Los programas que generan los resultados son los siguientes:

1. Programa unazona.c

Modelo de una zona, adición del calor de la combustión elegible entre Wiebe en forma exponencial y Wiebe con coseno. El coeficiente de transferencia de calor por convección es variable y utiliza la ecuación de Woschni o es constante.

2. Programa dzpc.c

Modelo de dos zonas, ley de quemado de la masa de Wiebe con coseno. Las propiedades termodinámicas, el coeficiente de transferencia de calor por convección y el calor adicionado por la combustión son constantes.

3. Programa doszonas.c

Modelo de dos zonas, ley de quemado de la masa elegible entre Wiebe en forma exponencial, Wiebe con coseno y Beretta. El coeficiente de transferencia de calor por convección es el de Woschni y las propiedades termodinámicas también son variables.

Las tablas se obtienen ejecutando los programas en las condiciones mencionadas en la Tabla 4-2.

Tabla 4-2

Tabla	Programa	Adición de calor/Quemado de la masa
4.3	unazona.c	Wiebe-Exponencial
4.4	unazona.c	Wiebe-Coseno
4.5	dzpc.c	Wiebe-Coseno
4.6	doszonas.c	Beretta
4.7	doszonas.c	Wiebe-Exponencial
4.8	doszonas.c	Wiebe-Coseno

Las gráficas sirven para la comparación de los resultados, en ellas se consideraron a las ejecuciones más representativas de cada uno de los programas, y son las correspondientes a las Tablas 4-3, 4-5, 4-6, y 4-8; a excepción de la Fig. 4-4 que además incluye la curva de pérdidas de calor para el modelo de una zona con el coeficiente de transferencia de calor por convección constante.

Tabla 4.3 Modelo de Una Zona, Ley de Quemado Wiebe-Exponencial

$\theta$	P	T	W	Q <sub>t</sub>	m
[grados]	[bares]	[kelvin]	[joules]	[joules]	[grames]
-180	1.00	350	0	0	0.869
-170	1.01	351	-1	0	0.868
-160	1.04	353	-2	0	0.868
-150	1.08	357	-5	-1	0.867
-140	1.16	363	-10	-1	0.866
-130	1.26	370	-16	-1	0.866
-120	1.39	379	-23	-1	0.865
-110	1.58	390	-32	-1	0.865
-100	1.83	404	-44	-2	0.864
-90	2.17	420	-57	-2	0.864
-80	2.65	440	-73	-1	0.863
-70	3.32	463	-93	-1	0.862
-60	4.28	491	-116	-1	0.862
-50	5.69	524	-144	-1	0.861
-40	7.75	562	-176	0	0.861
-30	11.39	646	-212	1	0.860
-20	22.49	1012	-258	5	0.860
-10	42.38	1603	-312	23	0.859
0	62.32	2207	-342	75	0.858
10	68.56	2597	-301	164	0.858
20	58.94	2658	-188	259	0.857
30	42.79	2435	-42	329	0.857
40	30.30	2209	99	372	0.856
50	21.82	2022	223	401	0.856
60	16.17	1869	328	420	0.855
70	12.37	1744	416	435	0.854
80	9.76	1641	489	446	0.854
90	7.94	1556	549	456	0.853
100	6.63	1485	598	463	0.853
110	5.68	1427	639	470	0.852
120	4.98	1378	671	476	0.852
130	4.46	1339	698	482	0.851
140	4.08	1307	719	487	0.850
150	3.81	1281	734	492	0.850
160	3.62	1262	745	497	0.849
170	3.51	1248	751	502	0.849
180	3.46	1240	753	506	0.848

Tabla 4.4 Modelo de Una Zona, Ley de Quemado Wiebe-Coseno

$\theta$	P	T	W	Q <sub>t</sub>	m
[grados]	[bares]	[kelvin]	[joules]	[joules]	[gramos]
-180	1.00	350	0	0	0.869
-170	1.01	351	-1	0	0.868
-160	1.04	353	-2	0	0.868
-150	1.08	357	-5	-1	0.867
-140	1.16	363	-10	-1	0.866
-130	1.26	370	-16	-1	0.866
-120	1.39	379	-23	-1	0.865
-110	1.58	390	-32	-1	0.865
-100	1.83	404	-44	-2	0.864
-90	2.17	420	-57	-2	0.864
-80	2.65	440	-73	-1	0.863
-70	3.32	463	-93	-1	0.862
-60	4.28	491	-116	-1	0.862
-50	5.69	524	-144	-1	0.861
-40	7.75	562	-176	0	0.861
-30	10.66	604	-212	1	0.860
-20	15.40	693	-248	3	0.860
-10	27.06	1023	-283	8	0.859
0	49.45	1752	-303	31	0.858
10	65.77	2491	-266	98	0.858
20	59.21	2670	-153	191	0.857
30	43.30	2463	-6	262	0.857
40	30.65	2234	136	307	0.856
50	22.07	2045	262	336	0.856
60	16.35	1890	368	356	0.855
70	12.51	1763	457	371	0.854
80	9.87	1659	530	383	0.854
90	8.02	1573	591	392	0.853
100	6.70	1501	641	400	0.853
110	5.74	1442	682	407	0.852
120	5.03	1393	715	413	0.852
130	4.51	1353	742	419	0.851
140	4.13	1320	763	425	0.850
150	3.85	1295	778	430	0.850
160	3.66	1275	789	434	0.849
170	3.54	1261	796	439	0.849
180	3.49	1253	798	444	0.848

Tabla 4.5 Modelo de Dos Zonas Propiedades Constantes

$\theta$	V	x	P	$T_b$	$T_u$	W	$Q_L$	m	$H_c$
[grados]	[cm <sup>2</sup> ]		[bares]	[kelvin]	[kelvin]	[joules]	[joules]	[gramos]	[joules]
-180	873	0	1.00		350	0	0	0.869	0.00
-170	868	0	1.01		352	0	-1	0.868	0.24
-160	855	0	1.04		356	-2	-3	0.868	0.48
-150	832	0	1.08		360	-4	-4	0.867	0.72
-140	801	0	1.14		366	-8	-5	0.866	0.97
-130	761	0	1.23		374	-12	-6	0.866	1.22
-120	714	0	1.34		382	-19	-7	0.865	1.47
-110	658	0	1.50		393	-26	-8	0.865	1.73
-100	597	0	1.73		406	-36	-8	0.864	2.00
-90	530	0	2.04		422	-49	-8	0.864	2.28
-80	460	0	2.48		442	-64	-8	0.863	2.58
-70	390	0	3.14		467	-84	-7	0.862	2.88
-60	321	0	4.17		498	-109	-7	0.862	3.21
-50	257	0	5.81		537	-141	-6	0.861	3.55
-40	200	0	8.59		587	-181	-4	0.861	3.93
-30	152	0.017	13.88	1553	655	-232	-2	0.860	4.35
-20	117	0.146	27.33	1636	766	-300	3	0.860	4.83
-10	95	0.371	53.19	1756	892	-383	9	0.859	5.46
0	87	0.629	78.55	1819	975	-430	19	0.858	6.38
10	95	0.854	105.91	1778	965	-371	29	0.858	7.65
20	117	0.983	154.02	1666	889	-230	39	0.857	9.18
30	152	1	24.15	1534		-78	50	0.857	10.72
40	200	1	22.14	1418		52	60	0.856	12.15
50	257	1	15.19	1323		156	69	0.856	13.48
60	321	1	11.01	1243		239	79	0.855	14.72
70	390	1	8.39	1183		305	89	0.854	15.89
80	460	1	6.66	1131		358	99	0.854	17.01
90	530	1	5.49	1087		400	109	0.853	18.08
100	597	1	4.66	1050		433	120	0.853	19.11
110	658	1	4.07	1019		460	130	0.852	20.11
120	714	1	3.64	992		482	141	0.852	21.08
130	761	1	3.31	969		498	151	0.851	22.02
140	801	1	3.08	950		511	162	0.850	22.95
150	832	1	2.90	933		520	172	0.850	23.85
160	855	1	2.78	919		527	183	0.849	24.74
170	868	1	2.69	907		530	193	0.849	25.62
180	873	1	2.65	897		531	203	0.848	26.48

Tabla 4.6 Modelo de Dos Zonas, Ley de Quemado Beretta

$\theta$	V	x	P	T <sub>b</sub>	T <sub>u</sub>	W	Q <sub>t</sub>	m	H <sub>t</sub>
[grados]	[cm <sup>3</sup> ]		[bares]	[kelvin]	[kelvin]	[joules]	[joules]	[gramos]	[joules]
-180	873	0	1.00	350	0	0	0	0.893	0.00
-170	868	0	1.01	351	0	0	0	0.892	-0.18
-160	855	0	1.03	352	0	0	0	0.892	-0.36
-150	832	0	1.06	356	4	0	0	0.891	-0.53
-140	801	0	1.12	361	-8	0	0	0.890	-0.71
-130	761	0	1.20	367	-12	0	0	0.890	-0.88
-120	714	0	1.31	376	-18	0	0	0.889	-1.05
-110	658	0	1.46	387	-26	0	0	0.889	-1.20
-100	597	0	1.67	400	-35	0	0	0.888	-1.36
-90	530	0	1.95	418	-47	0	0	0.887	-1.50
-80	460	0	2.36	439	-62	0	0	0.887	-1.63
-70	390	0	2.95	465	-81	0	0	0.886	-1.74
-60	321	0	3.83	497	-104	0	0	0.886	-1.84
-50	257	0	5.16	536	-133	0	0	0.885	-1.91
-40	200	0	7.21	583	-167	0	0	0.884	-1.96
-30	152	0	10.32	2110	637	-208	0	0.884	-1.97
-20	117	0.005	14.81	2183	695	-252	0	0.883	-1.94
-10	95	0.050	22.21	2266	764	-291	2	0.883	-1.87
0	87	0.254	37.88	2367	862	-310	12	0.882	-1.74
10	95	0.635	55.40	2404	931	-273	62	0.881	-1.54
20	117	0.928	83.66	2304	911	-149	157	0.881	-1.33
30	152	1	38.71	2118	637	15	230	0.880	-1.25
40	200	1	26.45	1938	465	166	267	0.880	-1.34
50	257	1	18.73	1791	387	292	287	0.879	-1.57
60	321	1	13.84	1672	326	396	300	0.879	-1.91
70	390	1	10.67	1576	279	479	309	0.878	-2.33
80	460	1	8.54	1491	246	546	315	0.877	-2.83
90	530	1	7.08	1436	220	600	319	0.877	-3.38
100	597	1	6.04	1384	200	644	323	0.876	-3.97
110	658	1	5.30	1344	184	679	326	0.876	-4.60
120	714	1	4.76	1312	172	707	328	0.875	-5.26
130	761	1	4.37	1286	162	729	331	0.874	-5.94
140	801	1	4.08	1266	154	745	333	0.874	-6.63
150	832	1	3.87	1250	148	758	334	0.873	-7.34
160	855	1	3.73	1239	143	766	336	0.873	-8.06
170	868	1	3.65	1232	139	771	338	0.872	-8.79
180	873	1	3.62	1228	136	773	340	0.872	-9.52

Tabla 4.7 Modelo de Dos Zonas, Ley de Quemado Wiebe-Exponencial

$\theta$	V	x	P	T <sub>w</sub>	T <sub>u</sub>	W	Q <sub>c</sub>	m	H <sub>c</sub>
[grados]	[cm <sup>3</sup> ]		[bares]	[kelvin]	[kelvin]	[joules]	[joules]	[gramos]	[joules]
-180	873	0	1.00	350	350	0	0	0.893	0.00
-170	868	0	1.01	351	0	0	0	0.892	-0.18
-160	855	0	1.03	352	-2	0	0	0.892	-0.36
-150	832	0	1.06	354	-4	0	0	0.891	-0.53
-140	801	0	1.12	361	-8	0	0	0.890	-0.71
-130	761	0	1.20	367	-12	0	0	0.890	-0.88
-120	714	0	1.31	374	-18	0	0	0.889	-1.05
-110	658	0	1.46	387	-26	0	0	0.889	-1.20
-100	597	0	1.67	400	-35	0	0	0.888	-1.36
-90	530	0	1.95	418	-47	0	0	0.887	-1.50
-80	460	0	2.36	439	-62	0	0	0.887	-1.63
-70	390	0	2.95	465	-81	0	0	0.886	-1.74
-60	321	0	3.83	497	-104	0	0	0.886	-1.84
-50	257	0	5.16	536	-133	0	0	0.885	-1.91
-40	200	0	7.21	583	-167	0	0	0.884	-1.96
-30	152	0.003	10.38	2133	637	-208	0	0.884	-1.97
-20	117	0.075	17.86	2259	724	-255	1	0.883	-1.93
-10	95	0.304	34.96	2400	848	-309	11	0.883	-1.82
0	87	0.629	55.00	2459	931	-341	59	0.882	-1.61
10	95	0.879	59.51	2380	935	-290	154	0.881	-1.35
20	117	0.979	48.11	2230	880	-178	217	0.881	-1.18
30	152	1	31.22	2049	734	-34	303	0.880	-1.17
40	200	1	21.08	1888	612	102	332	0.880	-1.31
50	257	1	17.40	1754	518	218	349	0.879	-1.58
60	321	1	13.04	1643	445	315	360	0.879	-1.94
70	390	1	10.15	1552	391	391	368	0.878	-2.39
80	460	1	8.18	1478	358	458	373	0.877	-2.90
90	530	1	6.81	1418	348	518	378	0.877	-3.47
100	597	1	5.84	1368	352	552	381	0.876	-4.05
110	658	1	5.14	1329	357	586	384	0.876	-4.72
120	714	1	4.63	1298	363	613	386	0.875	-5.39
130	761	1	4.25	1273	364	634	388	0.874	-6.08
140	801	1	3.97	1254	366	650	390	0.874	-6.78
150	832	1	3.78	1239	362	662	392	0.873	-7.50
160	855	1	3.64	1228	371	671	393	0.873	-8.23
170	868	1	3.56	1221	376	676	395	0.872	-8.96
180	873	1	3.53	1217	377	677	397	0.872	-9.70

Tabla 4.8 Modelo de Dos Zonas, Ley de Quemado Wiebe-Coseno

$\theta$	V	x	P	T <sub>b</sub>	T <sub>o</sub>	W	Q <sub>L</sub>	m	I <sub>b</sub>
[grados]	[cm <sup>3</sup> ]		[bares]	[kelvin]	[kelvin]	[joules]	[joules]	[gramos]	[joules]
-180	873	0	1.00		350	0	0	0.893	0.00
-170	868	0	1.01		351	0	0	0.892	-0.18
-160	855	0	1.03		352	-2	0	0.892	-0.36
-150	832	0	1.06		356	-4	0	0.891	-0.53
-140	801	0	1.12		361	-8	0	0.890	-0.71
-130	761	0	1.20		367	-12	0	0.890	-0.88
-120	714	0	1.31		376	-18	0	0.889	-1.05
-110	658	0	1.46		387	-26	0	0.889	-1.20
-100	597	0	1.67		400	-35	0	0.888	-1.36
-90	530	0	1.95		418	-47	0	0.887	-1.50
-80	460	0	2.36		439	-62	0	0.887	-1.63
-70	390	0	2.95		465	-81	0	0.886	-1.74
-60	321	0	3.83		497	-104	0	0.886	-1.84
-50	257	0	5.16		536	-133	0	0.885	-1.91
-40	200	0	7.21		583	-167	0	0.884	-1.96
-30	152	0.017	10.87	2161	645	-208	0	0.884	-1.97
-20	117	0.146	21.00	2311	754	-262	3	0.883	-1.92
-10	95	0.371	38.51	2434	865	-324	19	0.883	-1.78
0	87	0.629	55.15	2464	930	-357	72	0.882	-1.56
10	95	0.854	68.52	2388	936	-313	164	0.881	-1.31
20	117	0.983	48.50	2240	880	-195	255	0.881	-1.14
30	152	1	34.51	2058		-50	313	0.880	-1.12
40	200	1	24.25	1896		87	342	0.880	-1.25
50	257	1	17.51	1761		204	360	0.879	-1.51
60	321	1	13.12	1619		301	371	0.879	-1.87
70	390	1	10.20	1558		381	379	0.878	-2.31
80	460	1	8.22	1484		445	385	0.877	-2.82
90	530	1	6.85	1423		497	389	0.877	-3.38
100	597	1	5.87	1373		540	392	0.876	-3.99
110	658	1	5.16	1334		574	395	0.876	-4.62
120	714	1	4.65	1303		601	397	0.875	-5.29
130	761	1	4.27	1278		622	399	0.874	-5.97
140	801	1	3.99	1258		638	401	0.874	-6.67
150	832	1	3.79	1243		650	403	0.873	-7.39
160	855	1	3.66	1232		659	405	0.873	-8.11
170	868	1	3.58	1225		664	406	0.872	-8.84
180	873	1	3.55	1221		665	408	0.872	-9.58

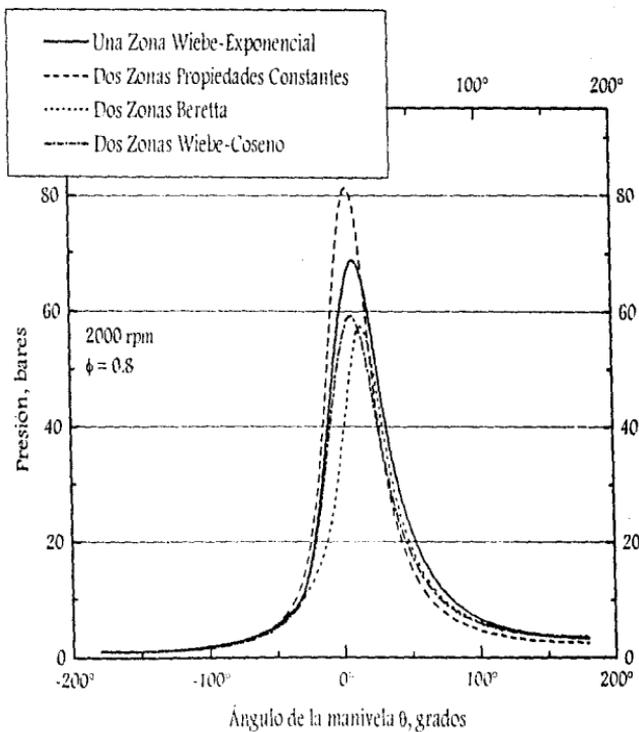


Fig. 4-1 Variación de la presión en función de  $\theta$ .

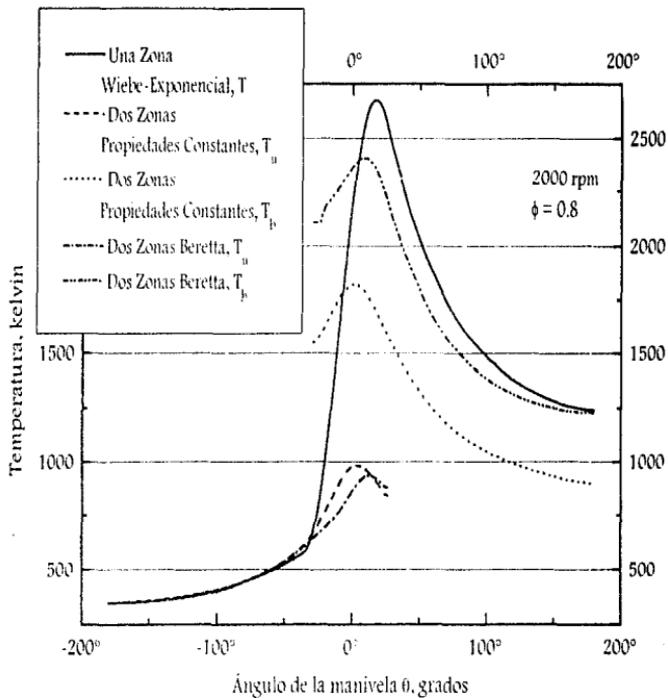


Fig. 4-2 Temperatura de gases no quemados y quemados.

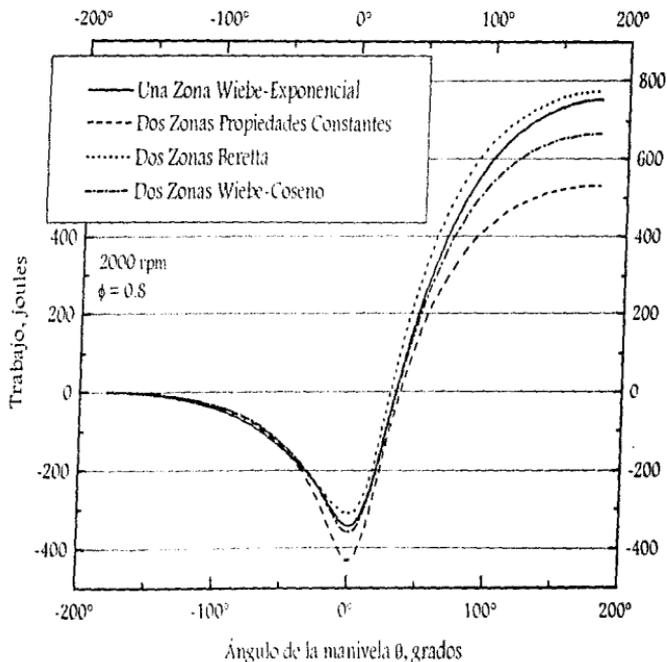


Fig. 4-3 Trabajo obtenido en el pistón respecto al ángulo de la manivela.

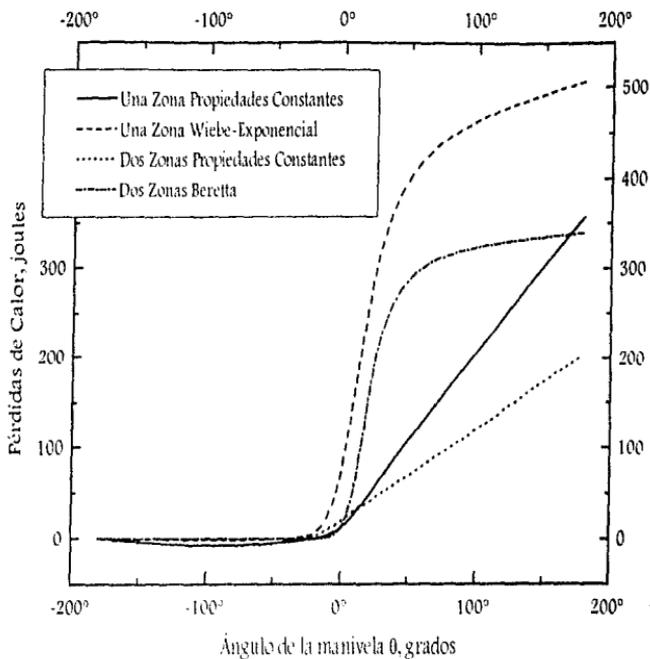


Fig. 4-4 Pérdidas de calor respecto al ángulo de la manivela.

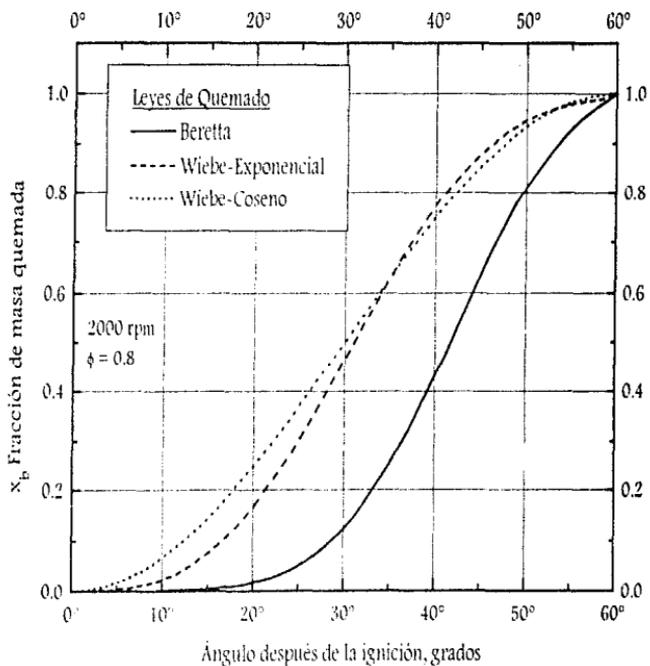


Fig. 4-5 Fracción de masa quemada.

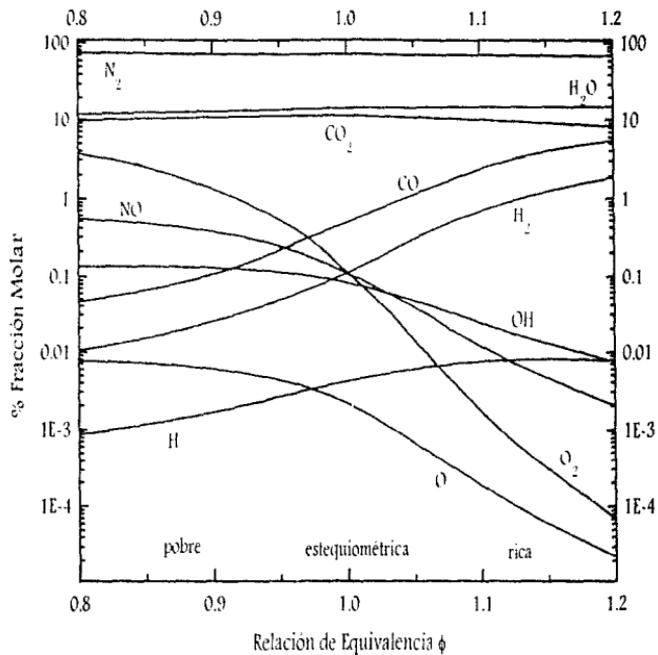


Fig. 4-6 Composición de los gases de escape para distintas mezclas de aire-combustible.

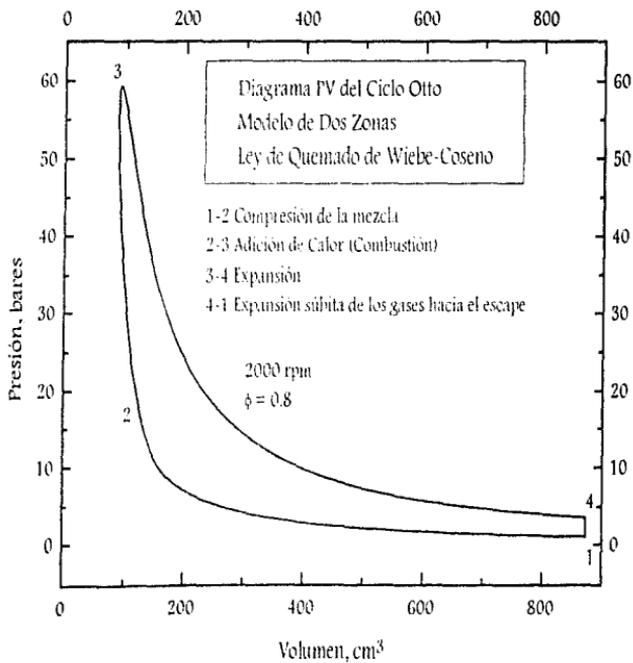


fig. 4-7 Diagrama del ciclo Otto.

### 4.3 DISCUSIÓN DE RESULTADOS

Teniendo en consideración que los resultados fueron obtenidos como respuesta de los modelos planteados en el presente trabajo, se observa que tienen una estrecha relación con los valores de las lecturas que se pueden efectuar directamente a un motor de combustión interna encendido por chispa.

Para el desarrollo de los resultados mostrados en este capítulo se utilizaron los tres programas enlistados en los apéndices al final de este trabajo, el primero de ellos para un modelo de una zona, el segundo para un modelo de dos zonas con propiedades termodinámicas constantes y el tercero para un modelo de dos zonas que considera variaciones en las propiedades termodinámicas.

En la gráfica de las variaciones de presión de la Fig. 4-1 se puede observar claramente que el modelo de dos zonas con ley de quemado de Beretta es más sensible al retardo de la combustión, por lo que el levantamiento de la presión se encuentra ligeramente desplazado de los otros modelos mostrados, esto se debe a que el quemado de la mezcla se define considerando más características físicas del fenómeno de la combustión, esta diferencia puede ser fácilmente explicada si se observa la gráfica de la fracción de masa quemada en la Fig. 4-5, en donde se puede observar que para el quemado de Beretta toma aproximadamente 15% a partir de la ignición para considerarla en plena combustión, lo que representa que la mezcla se quema en un tiempo 25% menor que en los otros casos. El modelo de dos zonas con propiedades constantes predice una presión máxima que se encuentra un 15% por encima del modelo de una zona con ley de quemado de Wiebe en forma exponencial, también podemos observar que los modelos de dos zonas con ley de quemado de la masa de Beretta y Wiebe con coseno tienen prácticamente la misma magnitud y se ubican aproximadamente un 20% por debajo del modelo de una zona.

Para la gráfica de las temperaturas (Fig. 4-2) podemos ver que el modelo de una zona, cuyo planteamiento es más sencillo, representa con mucha precisión la temperatura del interior de la cámara de combustión, también podemos observar que el modelo de dos zonas que considera las propiedades termodinámicas constantes tiene resultados buenos, pero al no considerar variaciones en las propiedades de la mezcla, queda aproximadamente un 25% por debajo de las demás para la temperatura de los gases quemados. El efecto de las propiedades constantes se observará en la gráfica de pérdidas de calor.

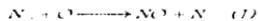
En la gráfica del trabajo (Fig. 4-3) podemos observar que el modelo de una zona con quemado de Wiebe en forma exponencial y el modelo de dos zonas con quemado de Beretta son muy similares, realzando la importancia del modelo más sencillo. Por otra parte, el modelo de dos zonas con quemado de Wiebe con coseno y el modelo de dos zonas con propiedades constantes se encuentran en un 13 y 30% respectivamente por debajo de los otros modelos mencionados anteriormente. En general se observa que el comportamiento y los resultados son parecidos, esto se debe a que el trabajo que se obtiene en el pistón solo depende de la presión y de las variaciones en el volumen en el interior de la cámara.

En las curvas de las pérdidas de calor de la Fig. 4-4 podemos ver que los modelos de una y dos zonas con propiedades constantes no presentan mucha definición en el comportamiento de los resultados como en las curvas de los otros modelos, esto es explicado si notamos que el coeficiente de transferencia de calor por convección hacia las paredes de la cámara es constante en dichos modelos, sin embargo los resultados globales son correctos y del mismo orden de magnitud que los obtenidos por las demás simulaciones, de ahí la importancia que tienen los modelos más sencillos para hacer cálculos cuantitativos para las pérdidas de calor en los motores. El valor del coeficiente de transferencia de calor constante que se utilizó para los modelos de propiedades constantes se obtuvo realizando un

promedio del valor calculado con la ecuación de Woschni, cuyo valor se estimó en 500 J/g. Considerando los modelos por separado, notamos que para el modelo de dos zonas con ley de quemado de Beretta ocurre el mismo efecto que se observó para la presión, se encuentra un 30% por debajo del modelo de una zona con ley de quemado de Wiebe en forma exponencial. Por otra parte, en las curvas de los modelos que consideraron el coeficiente de transferencia de calor por convección constante se observa una pendiente más pronunciada para el modelo de una zona, ubicando al modelo de dos zonas un 40% por debajo de éste. En cuanto a la cantidad de energía térmica que se pierde en la carrera de trabajo del pistón y que esta representada por el área que se encuentra debajo de cada una de las curvas de esta gráfica tenemos que para los modelos de propiedades constantes es de alrededor de 25 kJ y para los modelos que emplearon el coeficiente de transferencia de calor por convección variable es de 60 kJ en promedio, por lo que se recomienda utilizar el coeficiente variable aún en los modelos que consideran las propiedades termodinámicas constantes, o bien, usar un valor de h constante más elevado durante el quemado de la masa.

Un aspecto importante para el modelo de dos zonas, es que incluye rutinas que calculan las propiedades de las regiones de la mezcla, considerando equilibrio químico para los gases quemados, como normalmente se asume y se obtiene como resultado adicional la composición de los gases producto de la combustión. En la gráfica de la composición de los gases de escape de la Fig. 4-6 podemos visualizar que componentes como el  $O_2$ ,  $NO$ ,  $OH$  y  $O$  se producen en menor cantidad para una mezcla más rica ( $\phi > 1$ ), caso contrario para el  $CO$ ,  $H_2$  y  $H$  ( $\phi < 1$ ), la producción de  $N_2$ ,  $H_2O$  y  $CO_2$  se mantiene relativamente estable para diferentes mezclas de aire-combustible. Los valores que se encuentran en la gráfica son los obtenidos por el programa justo al final de la combustión.

A partir de los resultados que se obtienen sobre la composición de los gases de escape se pueden llevar a cabo estimaciones sobre el impacto ambiental de la combustión de los motores analizados en este trabajo, encaminadas a evitar efectos no deseados, principalmente en la salud de los seres humanos. Hay que resaltar la formación de óxidos de nitrógeno ( $\text{NO}_x$ ) como contaminantes primarios, a partir de los cuales, compuestos como el ozono ( $\text{O}_3$ ) son formados en la atmósfera. Los óxidos más importantes son el  $\text{NO}$  y el  $\text{NO}_2$ , pero se pone más énfasis en la formación de  $\text{NO}$  en la flama. Para su análisis, podemos usar una serie de reacciones elementales conocidas como mecanismo de Zeldovich, que aunque no fue utilizado en este trabajo, puede ser incorporado fácilmente en el programa de dos zonas para ampliar el aprovechamiento de la simulación.



En estas ecuaciones se observa la manera en que interviene el nitrógeno en combinación con otros compuestos para producir el  $\text{NO}$ .

En la última gráfica se muestra el Diagrama presión-volumen del ciclo Otto (Fig. 4-7), en donde podemos ver que la simulación realizada como objetivo de este trabajo presenta un comportamiento que concuerda con el definido en el ciclo termodinámico por Otto para este tipo de motores.

### 5.1 CONCLUSIONES

Como se demostró en el presente trabajo, simulaciones de un motor de combustión interna encendido por chispa u otro tipo de motor, como los motores diesel y rotatorios, se pueden llevar a cabo mediante el planteamiento de ecuaciones y el uso de una computadora. De estas simulaciones y de acuerdo con el nivel de consideraciones tomadas para el desarrollo del modelo matemático que se utilice, se obtiene el comportamiento de muchos de los parámetros que están involucrados en el funcionamiento del motor.

Las simulaciones conforman una de las herramientas con las que cuenta el hombre para poder avanzar en sus estudios para el entendimiento de fenómenos como el de la combustión misma. Hay que remarcar que una correcta interpretación de los resultados obtenidos, así como la experimentación con motores reales complementan el conjunto de herramientas indispensables para lograr darle validez a las simulaciones.

Es importante hacer notar que los resultados obtenidos del modelo de una zona, considerando la sencillez de su planteamiento, ofrecen una característica de utilidad significativamente elevada, por lo que su uso y aplicación se encuentran frecuentemente abordados para el estudio de los fenómenos relacionados con el motor y su combustión.

Todavía queda una gran camino por recorrer en cuanto al desarrollo de los modelos matemáticos utilizados para las simulaciones; entre los principales aspectos se encuentran el estudio del desarrollo de la flama dentro de la cámara de

combustión y también el poder involucrar de manera más directa las características geométricas de los motores.

A pesar de que los resultados obtenidos demuestran una gran congruencia, se sugiere continuar con el trabajo de simulación con modelos de dos zonas incorporando particularmente modelos básicos del comportamiento turbulento como son los clásicos de una ecuación de conservación de la intensidad de la turbulencia o modelo  $k$ , de dos ecuaciones o modelo  $k-\epsilon$  o algún otro modelo que incluya este tipo de parámetros.

Los programas que se obtuvieron como resultado de este trabajo y que en principio son el principal objetivo, proporcionan la oportunidad de analizar un conjunto muy amplio de parámetros involucrados con el motor y su combustión. Manipulando los programas de acuerdo con los intereses deseados se pueden generar una serie de datos que permitan observar la manifestación y el desarrollo en diferentes condiciones de operación de todos los aspectos mencionados en este trabajo.

## 6.1 REFERENCIAS

1. Ramos J. I., *Internal Combustion Engine Modeling*, Hemisphere, New York, 1989.
2. Colin R. Ferguson, *Internal Combustion Engines, Applied thermosciences*, John Wiley & Sons, New York, 1986.
3. Woschni (1967), "Universally Applicable Equation for the Instantaneous Heat Transfer Coefficient in the Internal Combustion Engine", SAE paper 670931.
4. Gilbert W. Castellan, *Fisicoquímica*, Fondo Educativo Interamericano, S. A., México, 1976.
5. Burden L. R., *Numerical Analysis*, Prindle, Weber & Schmidt, Boston, Massachusetts, 1981.
6. Heywood John B., *Internal Combustion Engine Fundamentals*, McGraw-Hill Book Company, Singapore, 1988.
7. Tabaczynski Rodney J. (1980), "Further Refinement and Validation of a Turbulent Flame Propagation Model for Spark Ignition Engines", *Combustion and Flame* 39: 111-121.
8. Lichty Lester C., *Procesos de los Motores de Combustión*, Ediciones del Castillo, S. A., Madrid, 1970.
9. Beretta G. F., "Turbulent Flame Propagation and Combustion in Spark Ignition Engines", *Combustion and Flame* 52: 217-245.

## A PROGRAMA MODELO DE UNA ZONA

'unazona.c'

/\*\*\*\*\*

PROGRAMA PARA ANALIZAR LA COMBUSTIÓN EN UN MOTOR  
DE COMBUSTIÓN INTERNA ENCENDIDO POR CHISPA.

CONSIDERACIONES:

- MODELO DE UNA ZONA
- PRESION UNIFORME
- TEMPERATURA UNIFORME
- COEFICIENTE DE TRANSFERENCIA DE CALOR POR CONVECCIÓN  
VARIABLE Y UNIFORME (WOSCHNI)
- LEY DE QUEMADO DE WIEBE (COSENO Y EXPONENTE)

VARIABLES:

- [1] = PRESION
- [2] = TRABAJO
- [3] = PÉRDIDAS DE CALOR
- [4] = MASA

\*\*\*\*\*/

/\* Includes \*/

#include<stdio.h>  
#include<math.h>

/\* Geometria del motor \*/

const double dc = 0.1 ;           // Diámetro del cilindro (m)  
const double L = 0.1 ;           // Carrera del pistón (m)

```

/* Condiciones de operación del motor */
const double rpm = 2000 ; // Velocidad angular (1/s)
const double R = 10 ; // Relación de compresión
const double thetaS = -35 ; // Angulo inicio de la combustión (grados)
const double thetaB = 60 ; // Duración de la combustión (grados)

const double gama = 1.3 ; // Relación de calores específicos
const double Q = 0.035 ; // Cantidad de calor adicionado (kJ)
const double c = 0.8 ; // Cte. Proporcionalidad (1/s)
const double tpared = 420 ; // Temperatura de pared (K)
const double Ru = 0.287 ; // Cte. gas ideal (kJ/kg/K)
const double A0 = 0.02 ; // Área inicial (m²)

int modelo ;
double pi, omega, vd, theta, h, A, P1, V1, M1, T1, k[5][5] ;
double th, vol, dvol, VO, x, dx, temp, Vmet, Vcomb, Pmet ;

/* Variables del proceso (VECTOR) */
double y[5] = {
    0, // --
    100, // Presion (kPa)
    0, // Trabajo (J)
    0, // Pérdidas de Calor (J)
    1 } ;

double dy[5] ;

/* Programa Principal */
int main()
{
    /* Variables locales */
    int i, j, g ;
    double theta1 = -180, f[4] = { 0, 0.5, 0.5, 1 } ;

    /* Condiciones Iniciales */
    P1 = 100 ;
    T1 = 350 ;

```

```

pi = 4 * atan( 1 );
omega = rpm * 2 * pi / 60 ;
Vmot = 2.28 * omega * L / pi ;
vd = pi * pow( dc, 2 ) * L / 4 ;
VO = vd / ( R - 1 ) ;
V1 = VO * R ;
M1 = P1 * V1 / Ru / T1 ;
y[4] = M1 ;

theta = theta1 ;

printf( "\nSelecciona Rapidez de Quemado" ) ;
printf( "\n-----" ) ;
printf( "\n[1] Ley de Wiebe, Exponente" ) ;
printf( "\n[2] Ley de Wiebe, Coseno" ) ;
printf( "\n-----" ) ;
printf( "\nOpción: " ) ;
scanf( "%1d", &modelo ) ;

printf( "%5.f%10.4f%10.2f",theta,P1/1.E2,T1);
printf( "%12.4f%12.4f%8.4f\n",y[2]*1E3,y[3]*1E3,M1*1E3);

/* Metodo Numérico Runge-Kutta de cuarto orden */
for( i = 1; i < 361; i++ ) {
    for( g = 0; g < 4; g++ ) {
        calculos( theta + f[g],
                y[1] + k[1][g] * f[g],
                v[4] + k[4][g] * f[g] );
        for( j = 1; j < 5; j++ )
            k[j][g+1] = dy[j] ;
    }
    for( j = 1; j < 5; j++ )
        y[j] += ( k[j][1] + 2 * ( k[j][2] + k[j][3] ) + k[j][4] ) / 6 ;

    theta = theta1 + i ;

    if ( ( i % 10 ) == 0 ) {

        printf( "%5.f%10.4f%10.2f",theta,y[1]/1.E2,temp);
        printf( "%12.4f%12.4f%8.4f\n",y[2]*1E3,y[3]*1E3,y[4]*1E3);
    }
}

```

```

}
return ;
}
/*****
Rutina que calcula las cuatro ecuaciones diferenciales
*****/

calculos( t, p, m )

double t, p, m ;

{
th = ( t - thetaS ) / thetaB ;
vol = VO * ( 1 + ( R - 1 ) / 2 * ( 1 - cos( t * pi / 180 ) ) ) ;
dvol = VO * ( R - 1 ) / 2 * sin( t * pi / 180 ) * pi / 180 ;
A = AO + 4 * ( vol - VO ) / dc ;

if ( t < thetaS ) {
    x = 0 ;
    dx = 0 ;
}
else {
    if ( theta > ( thetaS + thetaB ) ) {
        x = 1 ;
        dx = 0 ;
    }
    else {

switch ( modelo ) {

    case 1: /* Modelo de Wiebe-Exponente */

x = 0.5 * ( 1 - cos( pi * th ) ) ;
dx = 0.5 / thetaB * sin( pi * th ) * 180 ;

        break ;

    case 2: /* Modelo de Wiebe-Coseno */

        default:

```

```

x = 1 - exp( -5 * pow( th, 4 ) );
dx = ( 1 - x ) * 5 * 4 / thetaB * pow( th, 3 ) * 180 / pi;

    break ;
    }
}

temp = p * vol / m / Ru ;

    if ( t < thetaS ) {
        Vcomb = 0 ;
    }
    else {
        Fmot = P1 * pow( V1 / vol, gama ) ;
        Vcomb = 0.00324 * vd * T1 / P1 / V1 * ( p - Fmot ) ;
    }
/* h=500000; */
h = 0.00326 * pow( p * ( Vmot + Vcomb ), 0.8 )
    / pow( dc, 0.2 ) / pow( temp, 0.53 ) ;

dy[3] = h * A / omega * ( temp - tpared ) * pi / 180 ;
dy[1] = ( gama - 1 ) * ( Q * dx - dy[3] ) / vol
    - gama * p * ( dvol / vol + c * pi / omega / 180 ) ;
dy[2] = p * dvol ;
dy[4] = -c * m / omega * pi / 180 ;

return ;

}

```

## B PROGRAMAS MODELO DE DOS ZONAS

### B1 PROGRAMA MODELO DE DOS ZONAS CON PROPIEDADES CONSTANTES

'dzpc.c'

/\*\*\*\*\*

PROGRAMA PARA ANALIZAR LA COMBUSTIÓN EN UN MOTOR  
DE COMBUSTION INTERNA ENCENDIDO POR CHISPA.

CONSIDERACIONES:

- MODELO DE DOS ZONAS. (GASES QUEMADOS Y GASES NO QUEMADOS)
- PRESION UNIFORME EN LAS DOS ZONAS.
- LEY DE QUEMADO DE WIEBE. (COSENO)
- PROPIEDADES TERMODINAMICAS CONSTANTES

VARIABLES:

- [1] = PRESION
- [2] = TEMPERATURA DE LOS GASES QUEMADOS
- [3] = TEMPERATURA DE LOS GASES NO QUEMADOS
- [4] = TRABAJO
- [5] = PERDIDAS DE CALOR
- [6] = PERDIDAS POR FUGAS

\*\*\*\*\*/

```
#include<stdio.h>
#include<math.h>
```

```
/* Geometria del motor */
```

```
const double dc = 0.1 ; // Diámetro del cilindro (m)
const double L = 0.1 ; // Carrera del pistón (m)
```

```
/* Condiciones de operación del motor */
```

```
const double rpm = 2000 ; // Revoluciones por minuto
const double RC = 10 ; // Relación de compresión
const double AngI = -35 ; // Angulo inicio de la combustión (grados)
const double AngD = 60 ; // Duración de la combustión (grados)
```

```

/* Constantes del proceso */
const double c = 0.8 ; // Cte. de Proporcionalidad (1/s)
const double R = 0.287 ; // Cte. gas ideal (kJ/kg/K)
const double hc = 500 ; // Coef. Transf. calor Convec. (W/m²/K)
const double Tw = 120 ; // Temperatura de pared (K)
const double EPSILON = 0.25 ; // EPSILON=Carrera/(2*biela)

/* Propiedades Termodinamicas (Constantes) */
double ku = 1.3056 ;
double kb = 1.2058 ;
double kuk, kbk ;
const double qs = 1.8E6 ;

const double cpu = 1172 ; // Calor especifico a presión
// constante NO QUEMADOS (J/Kg/K)
const double cpb = 1697 ; // Calor especifico a presión
// constante QUEMADOS (J/Kg/K)

/* Variables del proceso (VECTOR) */
double y[7] = {
    0, // --
    1, // Presión (bares)
    0, // Temperatura Gases Quemados (K)
    350, // Temperatura Gases No Quemados (K)
    0, // Trabajo (J)
    0, // Pérdidas de Calor (J)
    0 } ; // Pérdidas por Fugas (J)

double dy[7] ;

/* Variables necesarias para el programa */
double CA, CDX, omega, pi, V, m, x, M1, V0, V1, VD ,P1,T1, Pa ;

/* Programa Principal */
int main ( void )
{

```

```

/* Variables locales */
int i,j,g ;
double angulo ;
double AnguloInicio = -180, f[4] = { 0, 0.5, 0.5, 1 } , k[7][5] ;
angulo = AnguloInicio ;
/* Condiciones iniciales */
P1 = 1 ;
T1 = 350 ;
Pa = 1E5 ;

pi = 4 * atan( 1 ) ;
omega = rpm * 2 * pi / 60 ; // Velocidad angular (1/s)
VD = pi * pow( dc, 2 ) * L / 4 ; // Volumen desplazado (m3)
V0 = VD / ( RC - 1 ) ; // Volumen Punto Muerto Superior (m3)
V1 = V0 + VD ; // Volumen Punto Muerto Inferior (m3)
M1 = P1 * 100 * V1 / R / T1 ; // Masa inicial (g)

kuk = ( ku - 1 ) / ku ;
kbb = ( kb - 1 ) / kb ;

y[1] = P1 * Pa ;

printf("%+5.0%6.0%7.3f%8.2f%6.0%6.0%6.0%7.3f%7.2f\n",
    ,angulo,V1*1E6,x,y[1]/Pa,y[2],y[3],y[4],y[5],M1*1000,y[6]);

/* Metodo Numérico Runge-Kutta de cuarto orden */
for (j=1 ; j < 361 ; j++ ) {
    for (g=0 ; g < 4 ; g++ ) {
        calcula( angulo + f[g] ,
            y[1] + k[1][g] * f[g] ,
            y[2] + k[2][g] * f[g] ,
            y[3] + k[3][g] * f[g] ) ;
        for ( i=1 ; i < 7 ; i++ )
            k[i][g+1] = dy[i] ;
    }
}

```

```

for ( i=1 ; i < 7 ; i++ )
    y[i] += ( k[i][1] + 2 * ( k[i][2] + k[i][3] ) + k[i][4] ) / 6 ;

/* Al inicio de la combustión Temperatura de Flama Adiabática a TB */
if ( angulo == AngI )
    y[2] = 2EG / cpu + y[3] ;

/* Antes de la combustión Temperatura de los QUEMADOS es cero */
if ( angulo < AngI )
    y[2] = 0 ;

/* Al final de la combustión Temperatura de los NO QUEMADOS es cero */
if ( angulo > ( AngI + AngD ) )
    y[3] = 0 ;

angulo = AnguloInicio + j ;
if ( j % 10 == 0 )
    printf("%+5.f%6.f%7.3f%8.2f%6.f%6.f%6.f%6.f%7.3f%7.2f\n",
        ,angulo,V' 1EG,x,y[1]/Pa,y[2],y[3],y[4],y[5],m*1000,y[6]);
}

return ;
}

/* Rutina que calcula las ecuaciones diferenciales */
calcula( t, p, tb, tu )
double t, p, tb, tu ;
{
int q ;
double A, B, C, D, E, th, dx, rad, r, rx, dV, cc, hl, areaT ;

th = ( t - AngI ) / AngD ;
rad = t * pi / 180 ;

```

```

if ( t <= Angl ) {
    x = 0;
    dx = 0;
}
else {
    if ( t >= ( Angl + AngD ) ) {
        x = 1;
        dx = 0;
    }
    else {
        x = 0.5 * ( 1 - cos( pi * th ) );
        dx = 0.5 * sin( pi * th ) * 180 / AngD;
    }
}

```

```

r = sqrt( 1 - pow( EPSILON * sin( rad ), 2 ) );
V = VO * ( 1 + ( RC - 1 ) / 2 * ( 1 - cos( rad ) + ( 1 - r ) / EPSILON ) );
dV = VO * ( RC - 1 ) / 2 * sin( rad ) * ( 1 + EPSILON * cos( rad ) / r );
areaT = pi * dc * dc / 2 + 4 * V / dc;
m = M1 * exp( -c * ( rad + pi ) / omega );
cc = hc * areaT / omega / m;
rx = sqrt( x );

```

```

A = ( dV + V * c / omega ) / m;
B = cc / p * ( kbk * rx * ( tb - Tw ) + kuk * ( 1 - rx ) * ( tu - Tw ) );
CA = ( kuk * cpu * tu - kbk * cpb * tb ) * dx / p;
CDX = ( cpu * tu - cpb * tb + qs ) * ( dx - ( x - x * x ) * c / omega );
C = CA - kbk * dx / p;
D = x * kbk * cpb * tb / p / p * ( kbk - 1 );
E = ( 1 - x ) * kuk * cpu * tu / p / p * ( kuk - 1 );

```

```
dy[1] = ( A + B + C ) / ( D + E );
```

```
if ( x > 0 )
```

```
dy[2] = -cc * ( tb - Tw ) / cpb / rx + kbk * tb * dy[1] / p
        + CDX / x / cpb;
```

```
else
```

```
dy[2] = 0;
```

```
if ( x < 1 )
```

```
dy[3] = -cc * ( tu - Tw ) / cpu / ( 1 + rx )
```

```

    + kuk * tu / p * dy[1] ;
else
dy[3] = 0 ;

dy[4] = p * dV ;
dy[5] = cc * m * ( rx * (tb - Tw) + ( 1 - rx ) * ( tu - Tw ) ) ;
dy[6] = c * m / omega * ( ( 1 - x * x ) * cpu * tu + x * x * cpb * tb ) ;

for ( q=1 ; q < 7 ; q++)
    dy[q] *= pi / 180 ;

return ;
}

```

## B2 PROGRAMA MODELO DE DOS ZONAS CON PROPIEDADES VARIABLES

'doszonas.c'

/\*\*\*\*\*

PROGRAMA PARA ANALIZAR LA COMBUSTION EN UN MOTOR  
DE COMBUSTION INTERNA ENCENDIDO POR CHISPA.

CONSIDERACIONES:

- MODELO DE DOS ZONAS. (GASES QUEMADOS Y GASES NO QUEMADOS)
- PRESION UNIFORME EN LAS DOS ZONAS.
- LEYES DE QUEMADO. (WIEBE Y BERETTA)

VARIABLES:

- [1] = PRESION
- [2] = TEMPERATURA DE LOS GASES QUEMADOS
- [3] = TEMPERATURA DE LOS GASES NO QUEMADOS
- [4] = TRABAJO
- [5] = PÉRDIDAS DE CALOR
- [6] = PÉRDIDAS POR FUGAS
- [7] = MASA QUE ENTRA EN LA FLAMA
- [8] = MASA QUEMADA

\*\*\*\*/

/\* Includes \*/

#include<stdio.h>

#include<math.h>

/\* Combustible, mezcla y geometría \*/

```
const double alfa = 7 ;           /* Especificación del combustible */
const double beta = 17 ;          /* Gasolina (C7H17) */
const double gama = 0 ;           /* C(alfa) H(beta) O(gama) N(delta) */
const double delta = 0 ;

const double phi = 0.8 ;          /* Relación de equivalencia */
const double dc = 10 ;            /* Diametro del cilindro (cm) */
const double L = 10 ;             /* Carrera del pistón (cm) */
```

```
/* Condiciones de operación del motor */
```

```
const double rpm = 2000 ;      /* Revoluciones Por Minuto */  
const double R = 10 ;         /* Relación de compresión */  
const double thetaS = -35 ;   /* Angulo inicio de la combustión (grados) */  
const double thetaB = 60 ;    /* Duración de la combustión (grados) */
```

```
/* Características debidas al diseño del motor */
```

```
const double frac = 0.1 ;     /* Fracción de masa residual (10%) */  
const double c = 0.8 ;       /* Cte. Perdida de masa (1/s) */
```

```
char PCtextol[11] = { "_", "CO2", "H2O", "N2", "O2", "CO",  
                    "H2", "H", "O", "OH", "NO" } ;
```

```
// PESOS MOLECULARES: _, CO2, H2O, N2, O2, CO, H2, H, O, OH, NO  
double M[11] = { 0, 44.01, 18.02, 28.008, 32, 28.01, 2.018, 1.009, 16,  
                17.009, 30.004 } ;
```

```
double RU = 8.31434 ;        /* Cte. Universal Gases (J/mol/K) */
```

```
// VARIABLES CON VALORES INICIALES (P=1 bar) (Temp=350 K)
```

```
double y[9] = { 0, 1, 0, 350, 0, 0, 0, 0, 0 } ; dy[9] ;
```

```
const double Tw = 420 ;     /* Temperatura de pared (K) */  
const double EPSILON = 0.25 ; /* EPSILON= Carrera / (2*Biela) */
```

```
/* Valores iniciales */
```

```
double P1 = 1, T1 = 350 ;
```

```
int modelo;
```

```
double theta, PC[11], eps, M1, VD, VO, V1, omega, pi ;
```

```
double V, m, dx, x, F[5], DY[11] ;
```

```
double Ru, Rb, cpu, cpb, vu, vb, hu, hb, DLVLTU, DLVLTB, DLVLFU, DLVLPB ;
```

```
double ut, velp, alf, bet, SLO, LIV, rhi, rhu, LT, SL, fq = 38, af ;
```

```
double n = 3, Vm0t, hc, densi, mti, densl ;
```

```
/* Programa Principal */
```

```
int main( void ) ;
```

```

int i, j, g ;
double k[9][5], theta1 = -180, f[4] = { 0, 0.5, 0.5, 1 } ;

theta = theta1 ;

pi = 4 * atan( 1 ) ;
omega = rpm * pi / 30 ;
Vmot = 2.28 * omega * L / pi ;
VD = pi * pow( dc, 2 ) * L / 4 ;
VO = VD / ( R - 1 ) ;
VI = VO * R ;
eps = 0.21 / ( alfa + beta / 4 + gama / 2 ) ;
PROPIEDADES_NO_QUEMADOS( y[1], y[3] ) ;
M1 = VI / vu ;
mti = P1 * VD / Ru / T1 ;
dens1 = 10 * P1 / Ru / T1 ;

printf( "\nSelecciona Rapidez de Quemado" ) ;
printf( "\n-----" ) ;
printf( "\n[1] Ley de Blizard-Keek-Tabaczynski, Beretta et al." ) ;
printf( "\n[2] Ley de Wiebe, Exponente" ) ;
printf( "\n[3] Ley de Wiebe, Coseno" ) ;
printf( "\n-----" ) ;
printf( "\nOpción: " ) ;
scanf( "%d", &modelo ) ;

printf( "\n%+5.1f%+6.1f%+7.3f%+6.2f%+6.1f%+6.1f%+6.1f%+7.3f%+7.2f"
, theta, V1, x, y[1], y[2], y[3], y[4], y[5], M1, y[6] ) ;

/* Método Numerico Runge- Kutta de cuarto orden */
for ( j = 1 ; j < 361 ; j++ ) {

// En (thetaS) Asigna temperatura de flama adiabática a gases quemados.
if ( theta == thetaS )
y[2] = TempB( v[1] , y[3] ) ;

// Al final de la combustión la temperatura de los no quemados es cero.
if ( theta > ( thetaS + thetaB ) )
y[3] = 0 ;

for ( g = 0 ; g < 4 ; g++ ) {

```

```

cd(          theta + f[g],
    y[1] + k[1][g] * f[g],
    y[2] + k[2][g] * f[g],
    y[3] + k[3][g] * f[g],
    y[7] + k[7][g] * f[g],
    y[8] + k[8][g] * f[g] );

for ( i = 1 ; i < 9 ; i++ )
    k[i][g+1] = dy[i] ;
}

for ( i = 1 ; i < 9 ; i++ )
    v[i] += ( k[i][1] + 2 * ( k[i][2] + k[i][3] ) + k[i][4] ) / 6 ;

theta = theta1 + j ;

if ( ( j % 10 ) == 0 )
    printf("\n%5.1f%6.1f%7.3f%6.2f%6.1f%6.1f%6.1f%7.3f%7.2f",
        ,theta,V,x,y[1],y[2],y[3],y[4],y[5],m,y[6] );
}

/* Imprime la composición de los gases de escape */
printf("\n\n\nLa composición de los gases de escape es :\n\n");

for(i = 1 ; i < 11 ; i++)
    printf( "%8s = %10.6f %%\n", PCtexto[0][i], PC[i] * 100 ) ;

return ;
}

/* Rutina que calcula las ecuaciones diferenciales */
cd( t, p, tb, tu, mhu, mb )

double t, p, tb, tu, mhu, mb ;

{
int q ;
double A, B, C, D, E, th, rad, areaT, dV, r, cc, rx, hl ;

```

```
double Vcomb, Pmot, temp ;
```

```
double Sp, AreaF, Aiv, densu, Ut, Liv, Lt ;
```

```
double TO, PO, AlfaG, BetaG, slo, sl, AFF ;
```

```
double aff[60] = {
```

```
0.0025, 0.0038, 0.0050, 0.0075, 0.0088,  
0.0100, 0.0600, 0.0850, 0.1100, 0.1600,  
0.1850, 0.2100, 0.2638, 0.3175, 0.3713,  
0.4250, 0.5063, 0.5875, 0.6688, 0.7500,  
0.8875, 1.0250, 1.1625, 1.3000, 1.3875,  
1.4750, 1.5625, 1.6500, 1.6300, 1.6100,  
1.5900, 1.5700, 1.4800, 1.3900, 1.3000,  
1.2100, 1.1575, 1.1050, 1.0525, 1.0000,  
0.9688, 0.9375, 0.9063, 0.8750, 0.7188,  
0.5625, 0.4063, 0.2500, 0.2200, 0.2050,  
0.1900, 0.1600, 0.1450, 0.1300, 0.0975,  
0.0813, 0.0650, 0.0325, 0.0163, 0.0100 } ;
```

```
th = ( t - thetaS ) / thetaB ;
```

```
rad = t * pi / 180 ;
```

```
m = M1 * exp(-e * ( rad + pi ) / omega ) ;
```

```
if ( t <= thetaS ) {
```

```
temp = tu ;
```

```
x = 0 ;
```

```
dx = 0 ;
```

```
}
```

```
else {
```

```
if ( t >= ( thetaS + thetaB ) ) {
```

```
temp = tb ;
```

```
x = 1 ;
```

```
dx = 0 ;
```

```
}
```

```
else {
```

```
switch ( modelo ) {
```

```
case 1: /* Modelo de B-K, modificado por Beretta et al. */
```

```
Sp = 2 * L * rpm / 60 ;
```

```
densu = 10 * p / Ru / tu ;
```

```
Ut = 1.05 * Sp ;
```

```
Liv = 0.93 ;
```

```

Lt = 0.8 * Liv * pow( densI / densu, 0.75 );
PO = 1 ; TO = 298 ;
AlfaG = 2.4 - 0.271 * pow( phi, 3.51 ) ;
BetaG = 0.14 * pow( phi, 2.77 ) - 0.357 ;
slo = 30.5 - 54.9 * pow( ( phi - 1.21 ), 2 ) ;
sl = slo * pow( ( tu / TO ), AlfaG ) * pow( ( p / PO ), BetaG ) ;

AFF = aff[ ( int )( theta - thetaS ) ] * 100 ;

dy[7] = ( densu * AFF * Lt - mhu * sl / Lt ) / omega ;
dy[8] = ( densu * AFF + mhu / Lt ) * sl / omega ;

x = mb / mti / fq ;

dx = dy[8] / mti / fq / m + x * c / omega ;

if ( x > 1 ) { x = 1 ; dx = 0 ; }

temp = ( tu + tb ) / 2 ;

    break ;

    case 2: /* Modelo de Wiebe-Exponente */

temp = ( tu + tb ) / 2 ;
x = 1 - exp( -5 * pow( th, n ) ) ;
dx = 5 * n * ( 1 - x ) / thetaB * pow( th, n-1 ) * 180 / pi ;

    break ;

    case 3: /* Modelo de Wiebe-Coseno */

default:

temp = ( tu + tb ) / 2 ;
x = 0.5 * ( 1 - cos( pi * th ) ) ;
dx = 0.5 * sin( pi * th ) * 180 / thetaB ;

    break ;
}
}
}

```

```

r = sqrt( 1 - pow( EPSILON * sin( rad ), 2 ) );
V = VO * ( 1 + ( R - 1 ) / 2 * ( 1 - cos( rad )
      + ( 1 - r ) / EPSILON ) );
dV = VO * ( R - 1 ) / 2 * sin( rad ) * ( 1 + EPSILON * cos( rad ) / r );
areaT = pi * dc * dc / 2 + 4 * V / dc ;

if ( t < thetaS )
    Vcomb = 0 ;
else {
    Fmot = P1 * 100 * pow( V1 / V, 1.3 ) ;
    Vcomb = 0.00324 * T1 / P1 * 100 / V1 * VD * ( p * 100 - Fmot ) ;
}

hc = 0.00326 * pow( p * 100 * ( Vmot + Vcomb ), 0.8 )
    / pow( dc / 100, 0.2 ) / pow( temp, 0.53 ) ;

cc = hc * areaT / omega / m / 10000 ;

A = ( dV + V * c / omega ) / m ;

if ( x < 0.001 ) ;

PROPIEDADES_NO_QUEMADOS( p, tu ) ;
B = cc * vu / cpu * DLVLTU * ( 1 - Tw / tu ) ;
C = 0 ;
D = 0 ;
E = vu * vu / cpu / tu * pow( DLVLTU, 2 ) + 10 * vu / p * DLVLPV ;

dy[1] = ( A + B + C ) / ( D + E ) * 10 ;
dy[2] = 0 ;
dy[3] = -cc * ( tu - Tw ) / cpu + vu / cpu * DLVLTU * dy[1] / 10 ;
hl = hu ;
}

else ;

if ( x > 0.999 ) ;

PROPIEDADES_QUEMADOS( p, tb ) ;
B = cc * vb / cpb * DLVLTB * ( 1 - Tw / tb ) ;
C = 0 ;
D = vb * vb / cpb / tb * pow( DLVLTB, 2 ) + 10 * vb / p * DLVLPB ;
E = 0 ;

```

```

dy[1]=(A + B + C) / (D + E) * 10 ;
dy[2] = -cc * (tb - Tw) / cpb + vb / cpb * DLVLTB * dy[1] / 10 ;
dy[3] = 0 ;

hl = hb ;

}

else {
PROPIEADAES_NO_QUEMADOS( p, tu ) ;
PROPIEADAES_QUEMADOS( p, tb ) ;
rx = sqrt( x ) ;

B = cc * ( vb / cpb * DLVLTB * rx * ( 1 - Tw / tb )
      + vu / cpu * DLVLTU * ( 1 - rx ) * ( 1 - Tw / tu ) ) ;
C = ( vu - vb ) * dx - vb * DLVLTB * ( hu - hb ) / cpb / tb
    * ( dx - ( x - x * x ) * c / omega ) ;
D = x * ( vb * vb / cpb / tb * pow( DLVLTB, 2 )
      + 10 * vb / p * DLVLPB ) ;
E = ( 1 - x ) * ( vu * vu / cpu / tu * pow( DLVLTU, 2 )
      + 10 * vu / p * DLVLPB ) ;

dy[1] = (A + B + C) / (D + E) * 10 ;
dy[2] = -cc / rx * (tb - Tw) / cpb + vb / cpb * DLVLTB * dy[1] / 10
      + ( hu - hb ) / x / cpb * ( dx - ( x - x * x ) * c / omega ) ;
dy[3] = -cc * (tu - Tw) / cpu / (1 + rx)
      + vu / cpu * DLVLTU * dy[1] / 10 ;

hl = hu + x * x * ( hb - hu ) ;

}

}

dy[4] = p * dV / 10 ;
dy[5] = cc * m * ( tu - Tw + sqrt( x ) * ( tb - tu ) ) ;
dy[6] = c * m / omega * hl ;

for ( q = 1 ; q < 9 ; q++ )
    dy[q] = dy[q] * pi / 180 ;

return ;

```

```

}

/*****
CALCULA LAS PROPIEDADES TERMODINÁMICAS DE LOS GASES NO
QUEMADOS Y LA FRACCIÓN DE MASA RESIDUAL
*****/

```

```

PROPIEDADES_NO_QUEMADOS( P, T )

```

```

double P, T;

```

```

{
int i;
double Table[7] = { 0, -1, 1, 0, 0, 1, -1 }, n[7];
double Z, k1, DKDTu, a1, b1, c1, DCDTu, su, Yu[7];
double Tmoles, Mres, fuel, o2, n2, mfa, Yres, Yfuel;
double cp0[7], h0[7], s0[7], MFuel, CFuel, HFuel, SFuel, MWu;
double a0=-4.0652, b0=6.0977E-2, c0=-1.8801E-5, d0=-3.588E+4, e0=15.45;

double A1[7][8] = {
{ 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0 },
{ 0, +0.24007797E+01, +0.87350957E-05, -0.66070878E-05,
+0.20021861E-08, +0.63274039E-15, -0.48377527E+05, +0.96951457E+01 },
{ 0, +0.40701275E+01, -0.11084499E-02, +0.41521180E-05,
-0.29637404E-08, +0.80702103E-12, -0.30279722E+05, -0.32270046E+00 },
{ +0.0E+00, +0.36748261E+01, -0.12081500E-02, +0.23240102E-05,
-0.63217559E-09, -0.22577253E-12, 0.10611588E+04, +0.23580424E+01 },
{ 0, +0.36255985E+01, -0.18782184E-02, +0.70554544E-05,
-0.67635137E-08, +0.21555993E-11, -0.10475226E+04, +0.43052778E+01 },
{ 0, +0.37100928E+01, -0.16190964E-02, +0.36923594E-05,
-0.20319674E-08, +0.23953344E-12, -0.14356310E+05, +0.29555350E+01 },
{ 0, +0.30574451E+01, +0.26765200E-02, -0.58099162E-05,
+0.55210391E-08, -0.18122739E-11, -0.98890474E+03, -0.22997056E+01 };
};

DLVLTU = 1;
DLVLPV = -1;

if ( phi > 1 ) {
Z = 1000 / T;

```

```

k1 = exp ( 2.743 + Z * ( Z * ( Z * 0.2803 - 1.611 ) - 1.761 ) );
DKDTu = -k1 * ( -1.761 + Z * ( -3.222 + Z * 0.8409 ) ) / 1000 ;
a1 = 1 - k1 ;
b1 = 0.42 - phi * eps * ( 2 * alfa - gama ) + k1 * ( 0.42
    * ( phi - 1 ) + alfa * phi * eps ) ;
c1 = -0.42 * alfa * phi * eps * ( phi - 1 ) * k1 ;
n[5] = ( -b1 + sqrt( b1 * b1 - 4 * a1 * c1 ) ) / ( 2 * a1 ) ;
DCDTu = DKDTu * ( n[5] * n[5] - n[5] * ( 0.42 * ( phi - 1 )
    + alfa * phi * eps ) + 0.42 * alfa * phi * eps
    * ( phi - 1 ) ) / ( 2 * n[5] * a1 + b1 ) ;
n[1] = alfa * phi * eps - n[5] ;
n[2] = 0.42 - phi * eps * ( 2 * alfa - gama ) + n[5] ;
n[3] = 0.79 + delta * phi * eps / 2 ;
n[4] = 0 ;
n[6] = 0.42 * ( phi - 1 ) - n[5] ;
}
else {
    n[1] = alfa * phi * eps ;
    n[2] = beta * phi * eps / 2 ;
    n[3] = 0.79 + delta * phi * eps / 2 ;
    n[4] = 0.21 * ( 1 - phi ) ;
    n[5] = 0 ;
    n[6] = 0 ;
    DCDTu = 0 ;
}

Tmoles = 0 ;
for ( i = 1 ; i < 7 ; i++ )
    Tmoles += n[i] ;

Mres = 0 ;
for ( i = 1 ; i < 7 ; i++ ) {
    Yu[i] = n[i] / Tmoles ;
    Mres += Yu[i] * M[i] ;
}

fuel = eps * phi / ( 1 + eps * phi ) ;
o2 = 0.21 / ( 1 + eps * phi ) ;
n2 = 0.79 / ( 1 + eps * phi ) ;
mfa = fuel * ( 12.01 * alfa + 1.008 * beta + 16 * gama + 14.01 * delta )
    + 32 * o2 + 28.02 * n2 ;

Yres = frac / ( frac + Mres / mfa * ( 1 - frac ) ) ;

```

```
for ( i = 1 ; i < 7 ; i++ )  
    Yu[i] *= Yres ;
```

```
Yfuel = fuel * ( 1 - Yres ) ;
```

```
Yu[3] = Yu[3] + n2 * ( 1 - Yres ) ;  
Yu[4] = Yu[4] + o2 * ( 1 - Yres ) ;
```

```
for ( i = 1 ; i < 7 ; i++ ) {  
    cpO[i] = A1[i][1] + A1[i][2] * T + A1[i][3] * T * T  
            + A1[i][4] * pow(T, 3) + A1[i][5] * pow(T, 4) ;  
    hO[i] = A1[i][1] + A1[i][2] / 2 * T + A1[i][3] / 3 * T * T  
            + A1[i][4] / 4 * pow(T, 3) + A1[i][5] / 5 * pow(T, 4)  
            + A1[i][6] / 6 ;  
    sO[i] = A1[i][1] * log(T) + A1[i][2] * T + A1[i][3] / 2 * T * T  
            + A1[i][4] / 3 * pow(T, 3)  
            + A1[i][5] / 4 * pow(T, 4) + A1[i][7] ;  
}
```

```
MFuel = 12.01 * alfa + 1.008 * beta + 16 * gama + 14.01 * delta ;  
CPFuel = aO + bO * T + cO * T * T ;  
HFuel = aO + bO / 2 * T + cO / 3 * T * T + dO / T ;  
SOFuel = aO * log(T) + bO * T + cO / 2 * T * T + eO ;
```

```
hu = 0 ; su = 0 ; cpu = 0 ; MWu = 0 ;
```

```
hu = HFuel * Yfuel ;  
su = ( SOFuel - log(Yfuel) ) * Yfuel ;  
cpu = CPFuel * Yfuel ;  
MWu = MFuel * Yfuel ;
```

```
for ( i = 1 ; i < 7 ; i++ ) {  
    hu += hO[i] * Yu[i] ;  
    su += ( (Yu[i] <= 0) ? Yu[i] * sO[i] :  
            Yu[i] * (sO[i] - log(Yu[i])) ) ) ;  
    cpu += cpO[i] * Yu[i] + hO[i] * T * Table[i]  
            * DCDTu * Yres / Tmoles ;  
    MWu += Yu[i] * M[i] ;  
}
```

```
Ru = RU / MWu ;  
hu = Ru * T * hu ;  
vu = 10 * Ru * T / P ;  
su = Ru * ( su - log(P / 1.01325) ) ;
```

ESTA TESIS NO DEBE  
SALIR DE LA BIBLIOTECA

```
cpu = Ru * cpu ;
```

```
return 0 ;
```

```
;
```

```
/*****
```

```
CALCULA LAS PROPIEDADES TERMODINÁMICAS DE LOS GASES QUEMADOS
```

```
*****/
```

```
PROPIEDADES_QUEMADOS( pr, tm )
```

```
double pr, tm ;
```

```
{
```

```
int i ;
```

```
double patm, Yb[11], Da[11], Dm , sum ;
```

```
double D76, D84, D94, D96, D103, D104, D24, D26, D14, D15 ;
```

```
double K[7], CC[7], DD[4], A2[5][5], BF[5] ;
```

```
double DKDT[7], DCDDT[7], DCDP[7], DFDT[5], DFDP[5] ;
```

```
double X1, X2, X7, X8, X9, X10 ;
```

```
double DYDT[11], DYDP[11], CPO[11], HO[11], SO[11] ;
```

```
double MWb, sb, MT, MP, dDLVLT, dDLVLP ;
```

```
double AC[11][8] = {
```

```
{ 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0 },
```

```
{ +0.0E+00, +0.44608041E+01, +0.30981719E-02, -0.12392571E-05,
```

```
{ +0.22741325E-09, -0.15525954E-13, -0.48961442E+05, -0.98635982E+00},
```

```
{ +0.0E+00, +0.27167633E+01, +0.29451374E-02, -0.80224374E-06,
```

```
{ +0.10226682E-09, -0.48472145E-14, -0.29905826E+05, +0.66305671E+01},
```

```
{ +0.0E+00, +0.28963194E+01, +0.15154866E-02, -0.57235277E-06,
```

```
{ +0.99807393E-10, -0.65223555E-14, -0.90586184E+03, +0.61615148E+01},
```

```
{ +0.0E+00, +0.36219535E+01, +0.73618264E-03, -0.19652228E-06,
```

```
{ +0.36201558E-10, -0.28945627E-14, -0.12019825E+04, +0.36150960E+01},
```

```
{ +0.0E+00, +0.29840696E+01, +0.14891390E-02, -0.57899684E-06,
```

```
{ +0.10364577E-09, -0.69353550E-14, -0.14245228E+05, +0.63479156E+01},
```

```
{ +0.0E+00, +0.31001901E+01, +0.51119464E-03, -0.52644210E-07,
```

```
{ -0.34909973E-10, +0.36945345E-14, -0.87738042E+03, -0.19629421E+01},
```

```
{ +0.0E+00, +0.25000000E+01, +0.00000000E+00, +0.00000000E-00,
```

```
{ +0.00000000E+00, +0.00000000E+00, +0.25471627E+05, -0.46011763E+00},
```

```
{ +0.0E+00, +0.55420596E+01, -0.27550619E-04, -0.31028033E-08,
```

```
{ +0.45510674E-11, -0.43680515E-15, +0.29230803E+05, +0.49203080E+01},
```

```
{+0.0E+00,+0.29106427E+01,+0.95931650E-03,-0.19441702E-06,
+0.13756646E-10,+0.14224542E-15,+0.39353815E+04,+0.54423445E+01},
{+0.0E+00,+0.31890000E+01,+0.13382281E-02,-0.52899318E-06,
+0.95919332E-10,-0.64847932E-14,+0.98283290E+04,+0.67458126E+01}};
```

```
double KP[7][6] = {
{ 0, 0, 0, 0, 0, 0 };
{ +0.0E+00, +0.432168E+00, -0.112464E+05,
+0.267269E+01, -0.745744E-04, +0.242484E-08 };
{ +0.0E+00, +0.310805E+00, -0.129540E+05,
+0.321779E+01, -0.738336E-04, +0.344645E-08 };
{ +0.0E+00, -0.141784E+00, -0.213308E+04,
+0.853461E+00, +0.355015E-04, -0.310227E-08 };
{ +0.0E+00, +0.150879E-01, -0.470959E+04,
+0.646096E+00, +0.272805E-05, 0.154444E-08 };
{ +0.0E+00, -0.752364E+00, +0.124210E+05,
-0.260286E+01, +0.259556E-03, -0.162687E-07 };
{ +0.0E+00, -0.415302E-02, +0.148627E+05,
-0.475746E+01, +0.124699E-03, -0.900227E-08 } };
```

```
patm = pr / 1.01325;
```

```
for (i = 1; i < 7; i++)
```

```
K[i] = pow(10, KP[i][1] * log(tm / 1000) + KP[i][2] / tm
+ KP[i][3] + KP[i][4] * tm + KP[i][5] * tm * tm);
```

```
CC[1] = K[1] / sqrt(patm);
```

```
CC[2] = K[2] / sqrt(patm);
```

```
CC[3] = K[3];
```

```
CC[4] = K[4];
```

```
CC[5] = K[5] * sqrt(patm);
```

```
CC[6] = K[6] * sqrt(patm);
```

```
DD[1] = beta / alfa;
```

```
DD[2] = (gamma + 0.42 / eps / phi) / alfa;
```

```
DD[3] = (delta + 1.58 / eps / phi) / alfa;
```

```
for (i = 1; i < 11; i++)
```

```
Yb[i] = 0;
```

```
Yb[3] = 7.0E-01;
```

```
Yb[4] = 3.0E-02;
```

```
Yb[5] = 2.0E-04;
```

```
Yb[6] = 5.0E-05;
```

-----  
**CICLO DE NEWTON-RAFSON QUE RESUELVE LA COMPOSICIÓN MOLAR  
 PARA DIFERENCIALES DE LAS FRACCIONES MOLARES.**  
 -----

do {

```
for ( i = 1 ; i < 11 ; i++ ) {
    if ( Yb[i] < 1E-25 ) Yb[i] = 1E-25 ;
    if ( Yb[i] > 1 ) Yb[i] = 1 ;
}
```

```
D76 = 0.5 * CC[1] / sqrt( Yb[6] ) ;
D84 = 0.5 * CC[2] / sqrt( Yb[4] ) ;
D94 = 0.5 * CC[3] * sqrt( Yb[6] / Yb[4] ) ;
D96 = 0.5 * CC[3] * sqrt( Yb[4] / Yb[6] ) ;
D103 = 0.5 * CC[4] * sqrt( Yb[4] / Yb[3] ) ;
D104 = 0.5 * CC[4] * sqrt( Yb[3] / Yb[4] ) ;
D24 = 0.5 * CC[5] * Yb[6] / sqrt( Yb[4] ) ;
D26 = CC[5] * sqrt( Yb[4] ) ;
D14 = 0.5 * CC[6] * Yb[5] / sqrt( Yb[4] ) ;
D15 = CC[6] * sqrt( Yb[4] ) ;
```

// MATRIZ A

```
A2[1][1] = 1 + D103 ;
A2[1][2] = D14 + D24 + 1 + D84 + D104 + D94 ;
A2[1][3] = D15 + 1 ;
A2[1][4] = D26 + 1 + D76 + D96 ;
A2[2][1] = 0 ;
A2[2][2] = 2 * D24 + D94 - DD[1] * D14 ;
A2[2][3] = -DD[1] * ( D15 + 1 ) ;
A2[2][4] = 2 * D26 + 2 + D76 + D96 ;
A2[3][1] = D103 ;
A2[3][2] = 2 * D14 + D24 + 2 + D84 + D94 + D104 - DD[2] * D14 ;
A2[3][3] = 2 * D15 + 1 - DD[2] * ( D15 + 1 ) ;
A2[3][4] = D26 + D96 ;
A2[4][1] = 2 + D103 ;
A2[4][2] = D104 - DD[3] * D14 ;
A2[4][3] = -DD[3] * ( D15 + 1 ) ;
A2[4][4] = 0 ;
```

```
sum = 0 ;
for ( i = 1 ; i < 11 ; i++ )
```

```

sum += Yb[i] ;

BF[1] = 1 - sum ;
BF[2] = DD[1] * ( Yb[1] + Yb[5] ) - 2 * ( Yb[2] + Yb[6] )
      - Yb[7] - Yb[9] ;
BF[3] = DD[2] * ( Yb[1] + Yb[5] ) - 2 * ( Yb[1] + Yb[4] )
      - Yb[2] - Yb[5] - Yb[8] - Yb[9] - Yb[10] ;
BF[4] = DD[3] * ( Yb[1] + Yb[5] ) - 2 * Yb[3] + Yb[10] ;

cramer( A2, BF ) ;

for ( i = 3 ; i < 7 ; i++ )
    Da[i] = fabs( DY[i] ) ;

Dm = ( ( ( ( Da[6] > Da[5] ) ? ( Dm = Da[6] ) : ( Dm = Da[5] ) )
      > Da[4] ) ? ( Dm ) : ( Dm = Da[4] ) )
      > Da[3] ) ? ( Dm ) : ( Dm = Da[3] ) ;

for ( i=3 ; i < 7 ; i++ )
    Yb[i] += DY[i] / 10 ;

for ( i = 3 ; i < 7 ; i++ ) {
    if ( Yb[i] < 1E-25 )
        Yb[i] = 1E-25 ;
    if ( Yb[i] > 1 )
        Yb[i] = 1 ;
}

Yb[1] = CC[6] * sqrt( Yb[4] ) * Yb[5] ;
Yb[2] = CC[5] * sqrt( Yb[4] ) * Yb[6] ;
Yb[7] = CC[1] * sqrt( Yb[6] ) ;
Yb[8] = CC[2] * sqrt( Yb[4] ) ;
Yb[9] = CC[3] * sqrt( Yb[4] * Yb[6] ) ;
Yb[10] = CC[4] * sqrt( Yb[4] * Yb[3] ) ;

} while ( ( Dm > 1E-6 ) ) ;

if ( theta == ( thetaS + thetaB ) )
    for ( i = 1 ; i < 11 ; i++ )
        FC[i] = Yb[i] ;

for ( i = 1 ; i < 7 ; i++ )
    DKDT[i] = log( 10 ) * K[i] * ( KP[i][1] / tm - KP[i][2] / tm / tm
      + KP[i][4] + 2 * KP[i][5] * tm ) ;

```

```

DCDT[1] = DKDT[1] / sqrt( patm ) ;
DCDT[2] = DKDT[2] / sqrt( patm ) ;
DCDT[3] = DKDT[3] ;
DCDT[4] = DKDT[4] ;
DCDT[5] = DKDT[5] * sqrt( patm ) ;
DCDT[6] = DKDT[6] * sqrt( patm ) ;

```

```

DCDP[1] = -0.5 * CC[1] / pr ;
DCDP[2] = -0.5 * CC[2] / pr ;
DCDP[5] = +0.5 * CC[5] / pr ;
DCDP[6] = +0.5 * CC[6] / pr ;

```

```

X1 = Yb[1] / CC[6] ;
X2 = Yb[2] / CC[5] ;
X7 = Yb[7] / CC[1] ;
X8 = Yb[8] / CC[2] ;
X9 = Yb[9] / CC[3] ;
X10 = Yb[10] / CC[4] ;

```

```

DFDT[1] = DCDT[6] * X1 + DCDT[5] * X2 + DCDT[1] * X7
+ DCDT[2] * X8 + DCDT[3] * X9 + DCDT[4] * X10 ;
DFDT[2] = 2 * DCDT[5] * X2 + DCDT[1] * X7 + DCDT[3] * X9
- DD[1] * DCDT[6] * X1 ;
DFDT[3] = 2 * DCDT[6] * X1 + DCDT[5] * X2 + DCDT[1] * X7 + DCDT[2] * X8
+ DCDT[3] * X9 + DCDT[4] * X10 - DD[2] * DCDT[6] * X1 ;
DFDT[4] = DCDT[4] * X10 - DD[3] * DCDT[6] * X1 ;
DFDP[1] = DCDP[6] * X1 + DCDP[5] * X2 + DCDP[1] * X7 + DCDP[2] * X8 ;
DFDP[2] = 2 * DCDP[5] * X2 + DCDP[1] * X7 - DD[1] * DCDP[6] * X1 ;
DFDP[3] = 2 * DCDP[6] * X1 + DCDP[5] * X2
+ DCDP[2] * X8 - DD[2] * DCDP[6] * X1 ;
DFDP[4] = -DD[3] * DCDP[6] * X1 ;

```

```

for ( i = 1 ; i <= 5 ; i++ )
    BF[i] = -DFDT[i] ;

```

```

cramer( A2, BF ) ;

```

```

for ( i = 3 ; i < 7 ; i++ )
    DYDT[i] = DY[i] ;

```

```

DYDT[1] = sqrt( Yb[4] ) * Yb[5] * DCDT[6]
+ D14 * DYDT[4] + D15 * DYDT[5] ;
DYDT[2] = sqrt( Yb[4] ) * Yb[6] * DCDT[5]

```

```

+ D24 * DYDT[4] + D26 * DYDT[6] ;
DYDT[7] = sqrt( Yb[6] ) * DCDT[1] + D76 * DYDT[6] ;
DYDT[8] = sqrt( Yb[4] ) * DCDT[2] + D84 * DYDT[4] ;
DYDT[9] = sqrt( Yb[4] * Yb[6] ) * DCDT[3]
+ D94 * DYDT[4] + D96 * DYDT[6] ;
DYDT[10] = sqrt( Yb[4] * Yb[3] ) * DCDT[4]
+ D104 * DYDT[4] + D103 * DYDT[3] ;

```

```

for ( i = 1 ; i < 5 ; i++ )
    BF[i] = -DFDP[i] ;

```

```

cramer( A2 , BF ) ;

```

```

for ( i = 3 ; i < 7 ; i++ )
    DYDP[i] = DY[i] ;

```

```

DYDP[1] = sqrt( Yb[4] ) * Yb[5] * DCDP[6]
+ D14 * DYDP[4] + D15 * DYDP[5] ;
DYDP[2] = sqrt( Yb[4] ) * Yb[6] * DCDP[5]
+ D24 * DYDP[4] + D26 * DYDP[6] ;
DYDP[7] = sqrt( Yb[6] ) * DCDP[1] + D76 * DYDP[6] ;
DYDP[8] = sqrt( Yb[4] ) * DCDP[2] + D84 * DYDP[4] ;
DYDP[9] = D94 * DYDP[4] + D96 * DYDP[6] ;
DYDP[10] = D104 * DYDP[4] + D103 * DYDP[3] ;

```

```

for ( i = 1 ; i < 11 ; i++ ) {
    CFO[i] = AO[i][1] + AO[i][2] * tm + AO[i][3] * pow( tm , 2 )
+ AO[i][4] * pow( tm , 3 ) + AO[i][5] * pow( tm , 4 ) ;
    HO[i] = AO[i][1] + AO[i][2] / 2 * tm + AO[i][3] / 3 * tm * tm
+ AO[i][4] / 4 * tm * tm * tm
+ AO[i][5] / 5 * pow( tm , 4 ) + AO[i][6] / tm ;
    SO[i] = AO[i][1] * log( tm ) + AO[i][2] * tm
+ AO[i][3] / 2 * tm * tm + AO[i][4] / 3 * pow( tm , 3 )
+ AO[i][5] / 4 * pow( tm , 4 ) + AO[i][7] ;
}

```

```

Yb[1] = ( 2 * Yb[3] + Yb[10] ) / DD[3] - Yb[5] ;
Yb[2] = ( DD[1] / DD[3] * ( 2 * Yb[3] + Yb[10] )
- 2 * Yb[6] - Yb[7] - Yb[9] ) / 2 ;

```

```

MWb = 0 ; cpb = 0 ; hb = 0 ; sb = 0 ; MT = 0 ; MP = 0 ;

```

```

for ( i = 1 ; i < 11 ; i++ ) {
    if ( Yb[i] < 1E-25 )
        i++;
    hb += HQ[i] * Yb[i] ;
    MWb += M[i] * Yb[i] ;
    MT += M[i] * DYDT[i] ;
    MP += M[i] * DYDP[i] ;
    cpb += CPO[i] * Yb[i] + HQ[i] * tm * DYDT[i] ;
    sb += Yb[i] * ( SO[i] - log( Yb[i] ) ) ;
}

Rb = RU / MWb ;
vb = IO * Rb * tm / pr ;
cpb = Rb * ( cpb - hb * tm * MT / MWb ) ;

dDLVLT = ( ( -tm * MT / MWb ) < 0 ) ? 0 : -tm * MT / MWb ;
dDLVLP = ( ( pr * MP / MWb ) < 0 ) ? 0 : pr * MP / MWb ;

DLVLTB = 1 + dDLVLT ;
DLVLPB = -1 - dDLVLP ;

hb *= Rb * tm ;
sb = Rb * ( sb - log( patm ) ) ;

return ;
}

/* Resuelve un sistema de cuatro ecuaciones lineales */
cramer( AA, BB )

double AA[5][5], BB[5] ;

{
int rr, s, h, u ;
double Q1, Q2, Q3, Q4, Q[5][5] ;

for ( rr = 0 ; rr < 5 ; rr++ ) {
    for ( h = 1 ; h < 5 ; h++ ) {
        for ( u = 1 ; u < 5 ; u++ )

```

```

    Q[h][u] = AA[h][u] ;
};

for ( s = 1 ; s < 5 ; s++ )
    Q[s][rr] = BR[s] ;

Q1 = Q[1][1] * ( Q[2][2] * ( Q[3][3] * Q[4][4] - Q[3][4] * Q[4][3] )
    - Q[2][3] * ( Q[3][2] * Q[4][4] - Q[3][4] * Q[4][2] )
    + Q[2][4] * ( Q[3][2] * Q[4][3] - Q[3][3] * Q[4][2] ) ) ;
Q2 = Q[1][2] * ( Q[2][1] * ( Q[3][3] * Q[4][4] - Q[3][4] * Q[4][3] )
    - Q[2][3] * ( Q[3][1] * Q[4][4] - Q[3][4] * Q[4][1] )
    + Q[2][4] * ( Q[3][1] * Q[4][3] - Q[3][3] * Q[4][1] ) ) ;
Q3 = Q[1][3] * ( Q[2][1] * ( Q[3][2] * Q[4][4] - Q[3][4] * Q[4][2] )
    - Q[2][2] * ( Q[3][1] * Q[4][4] - Q[3][4] * Q[4][1] )
    + Q[2][4] * ( Q[3][1] * Q[4][2] - Q[3][2] * Q[4][1] ) ) ;
Q4 = Q[1][4] * ( Q[2][1] * ( Q[3][2] * Q[4][3] - Q[3][3] * Q[4][2] )
    - Q[2][2] * ( Q[3][1] * Q[4][3] - Q[3][3] * Q[4][1] )
    + Q[2][3] * ( Q[3][1] * Q[4][2] - Q[3][2] * Q[4][1] ) ) ;

    F[rr] = Q1 - Q2 + Q3 - Q4 ;
}

for ( rr = 3 ; rr < 7 ; rr++ )
    DY[rr] = F[rr-2] / F[0] ;

return ;
}

/* Calcula la temperatura de flama adiabática */
TempB( pp, ttu )
double pp, ttu ;
{
double ttb = 2000, deltT, cond ;
PROPIEDADES_NO_QUEMADOS( pp, ttu ) ;

```

```
do {  
    PROPIEDADES_QUEMADOS( pp, ttb );  
    delt1 = ( hu - hb ) / cpb ;  
    ttb += delt1 ;  
    cond = fabs( delt1 ) ;  
} while ( cond > 0.1 ) ;  
printf( "\nTemperatura de flama adiabática %8.2f [Kelvin]", ttb ) ;  
return ( ttb ) ;  
}
```