

Cálculo de la temperatura en el interior de la cámara de combustión en motores de combustión interna.

F. Soto Pau*, J. A. Silva, A. M. dos Santos***.**

Instituto Superior Politécnico José Antonio Echeverría (ISPJAE). Facultad de Ingeniería Mecánica.

Departamento de Ingeniería del Transporte. Calle 116 s/n, CUJAE, Marianao 15, Ciudad de la Habana, Cuba.

Telf. (537) 260 7731. e-Mail: sotopauf@hotmail.com

**Universidade Federal de São João del Rey. Pça Frei Orlando, 170, São João del Rey, Minas Gerais. Brasil.

Tel: (55)(32) 3379 2617 – 2619. e-Mail: jant@funrei.br

***Escola de Engenharia de São Carlos - USP. Av.Trabalhador Sãocarlense N 400, São Carlos, São Paulo. Brasil.

Tel: (55)(16) 273 9414, FAX: (55)(16) 273 9402. e-Mail: asantos@sc.usp.br

(Recibido el 2 de Abril del 2002, aceptado el 26 de Abril del 2002).

Resumen.

El trabajo aquí presentado tiene como objetivo llegar a expresiones de cálculo de la temperatura en el interior de la cámara de combustión como vía de diagnóstico de la combustión en motores térmicos. Este trabajo consiste en un modelo físico-matemático, el cual usa como herramientas fundamentalmente, los valores de presión medidos en el interior de la cámara de combustión, las características geométricas del motor y todos los valores normalmente medidos en el banco dinamométrico. El procesamiento teórico de este modelo consiste fundamentalmente en la determinación de la evolución de la combustión a partir de la curva de presión, basada en la Primera Ley de la Termodinámica, adoptando Modelo de Gases Perfectos. A partir de la posición angular de cierre de la válvula de admisión es posible calcular la derivada de la temperatura en relación a la posición angular del cigüeñal para los gases quemados T_b y no quemados T_u . Teniendo estos valores de T_u y T_b calculados, es posible integrar numéricamente las temperaturas utilizando el método de integración de Euler. Conociendo la composición química del combustible, es posible calcular la temperatura adiabática de llama, este sería el valor de temperatura inicial T_b que nos permitiría calcular un valor de entalpía específica de los gases quemados. De igual forma con el valor de la temperatura inicial para los gases no quemados T_u se tiene el valor de temperatura inicial para el proceso de integración.

Palabras claves: Proceso de combustión en motores térmicos, temperatura en el interior de la cámara de combustión, presión en el interior de la cámara de combustión.

1. Introducción.

Para estudiar la combustión y la generación de gases contaminantes en motores de combustión interna, se impone conocer el comportamiento de la evolución de la presión y la temperatura en el interior de la cámara de combustión. Medir la temperatura de combustión en un motor térmico es extremadamente complejo y muy costoso. Basado en este criterio fue hecho el trabajo aquí presentado, el cual tiene como objetivo llegar a expresiones de cálculo de la temperatura en el interior de la cámara de combustión como vía de diagnóstico de la combustión. Este trabajo consiste en un modelo físico-matemático, el cual usa como herramientas fundamentalmente, los valores de presión en el interior de la cámara de combustión, las características geométricas del motor y todos los valores normalmente medidos en el banco dinamométrico (consumo de

combustible y aire, presión en el colector de admisión y escape, velocidad angular, relación combustible / aire (C/A), ángulo de avance al encendido, etc.). La concepción básica de este estudio es el seguido por Clayton que a su vez es la concepción básica del modelo de Krieger, que consiste en la determinación de la evolución de la combustión a partir de la curva de presión, basada en la Primera Ley de la Termodinámica, adoptando Modelo de Gases Perfectos.

Para el conocimiento de la temperatura, se considera un proceso de cálculo que pueda marchar en el tiempo, sin restricciones, se trata de garantizar que las expresiones de las derivadas de las temperaturas, estén siempre en función de forma explícita, de magnitudes cuyos valores fuesen todos conocidos en un determinado instante.

Esto permite, que la integración numérica de esa expresión sea hecha de forma más simple y rápida.

Estas expresiones son dos ecuaciones diferenciales de primer orden en función del ángulo de giro del cigüeñal θ para las temperaturas de las dos primeras zonas a seguir:

- VC_u volumen de control de los gases no quemados.
- VC_b volumen de control de los gases quemados.
- VC_c volumen de control de las ranuras y holguras angostas.

Significa entonces, que la cámara de combustión fue dividida en tres. Los dos primeros VC son divididos por el frente de llama, el cual es considerado con un formato de cáscara esférica, centralizada en un punto de ignición específico (la bujía de encendido). Se admite también la falta de existencia de gradiente de presión en el interior de toda la cámara y se supone régimen uniforme de temperatura y composición en cada VC.

Para el VC_u , la integración de la ecuación diferencial de la temperatura, se puede iniciar normalmente, ya que los valores medidos en el banco dinamométrico y las características geométricas de la cámara de combustión permiten establecer el estado inicial de la cámara de combustión en el instante de cierre de la válvula de admisión.

En el VC_b , para iniciar la integración de la ecuación diferencial de la temperatura de los gases quemados es necesario que se estime una temperatura inicial, es entonces hecha la hipótesis de que la combustión del primer volumen finito a ser quemado ocurre adiabáticamente y sin restricciones a la expansión de sus gases. Así la temperatura de ese primer volumen finito de gases quemados es igual a la temperatura adiabática de llama.

El VC_c , se admite constante y a partir del cual puede ocurrir fuga de gases para el cárter y ser una fuente de emisiones de hidrocarburos no quemados (HC).

Resumiendo; la hipótesis fundamental de este estudio físico-matemático es: en cualquier instante entre el cierre de la válvula de admisión y la abertura de la válvula de escape, se puede tratar la cámara de combustión dividida principalmente en un volumen de control con gases no quemados (VC_u), compuesto por mezcla aire-combustible no quemado y gases residuales del ciclo anterior y otro volumen de control con gases quemados (VC_b), la frontera común de estos dos volúmenes de control es el frente de llama, considerada adiabática y esférica, centrada en la bujía de encendido. Las otras fronteras son las paredes del cilindro, culata y pistón. Se considera también un volumen de control correspondiente a las ranuras y holguras angostas VC_c , que son admitidas constantes, y a partir del cual puede ocurrir flujo de gas para el cárter. Se admite también la falta de existencia de gradientes de presión en el interior

de toda la cámara, así como un régimen de uniformidad de temperatura y composición en los tres VC.

2. Estudio físico matemático.

2.1. Ecuación de estado.

2.1.1. Para VC_u y VC_b .

Otra convención adoptada es que todas las derivadas de magnitudes designadas por un punto encima de la variable que las representan, deben ser tomadas con relación a la posición angular del cigüeñal, ya que para una condición de velocidad angular constante esas derivadas solo se diferencian de las tomadas con relación al tiempo por una constante multiplicativa. Entrando en la aplicación de la ecuación de estado, se tiene que M_{ch} es la masa total contenida en el cilindro en un determinado instante (sin considerar las ranuras y holguras angostas), para conservación de masa en las dos zonas se debe tener:

$$M_{ch} = M_u + M_b \quad (1)$$

Donde:

M_u y M_b representan las masas de las zonas no quemada y quemada respectivamente. Que su derivada con relación a θ , es:

$$\dot{M}_{ch} = \dot{M}_u + \dot{M}_b \quad (2)$$

El volumen de la cámara V (sin considerar el volumen de las ranuras y holguras angostas) en cada instante puede ser escrito como la suma de los volúmenes de control ocupados por las dos zonas:

$$V = V_u + V_b \quad (3)$$

Donde:

V puede ser calculado a través de relaciones geométricas del motor.

Derivándose la ecuación (3) con relación a la posición angular del cigüeñal, se obtiene:

$$\dot{V} = \dot{V}_u + \dot{V}_b \quad (4)$$

Admitiendo que los gases en ambas zonas puedan ser considerados como perfectos, sus ecuaciones de estado pueden ser escritas como sigue:

$$pV_u = M_u R_u T_u \quad (5)$$

$$pV_b = M_b R_b T_b \quad (6)$$

Donde:

p e T se refieren a la presión y temperatura absolutas y R es la constante universal de los gases en base másica, o sea, $R = \frac{\tilde{R}}{mol}$ para cada zona. Para efecto de esclarecimiento, será utilizado: $\tilde{R} = 83,145 \frac{bar \cdot cm^3}{gmol \cdot K}$.

2.1.2. Para las ranuras y holguras angostas (VC_c).

Existen varias ranuras y holguras angostas en la cámara de combustión que pueden almacenar cantidades considerables de combustible no quemado durante los períodos de compresión y combustión. Esas ranuras y holguras comprenden la holgura entre el pistón y el cilindro encima del primer aro de compresión, región entre los aros y el pistón (fondo de los canales del pistón), cavidades en torno de la bujía de encendido, cavidad en torno de las válvulas y pequeñas ranuras a lo largo de la junta de la culata.

El modelo para las ranuras y holguras angostas a ser empleado en este trabajo, parte de la hipótesis de que todas las ranuras y holguras angostas pueden tener sus efectos considerados en conjunto, como si sus volúmenes pudiesen ser agrupados en un único volumen denominado V_c . Admítase también que a cualquier instante, la presión reinante en la cámara de combustión sea igual a aquella presente en las ranuras y holguras angostas, no existiendo, por lo tanto, restricciones en el flujo de gases entre estas ranuras y holguras y la cámara de combustión. Esta última hipótesis trae como consecuencia el hecho de que en cuanto la presión es creciente, el flujo de gases es de la cámara para las ranuras y holguras angostas, a partir del instante en que la presión comienza a caer, el flujo se invierte, pasando a ocurrir de las ranuras y holguras angostas para la cámara.

Utilizando el modelo de gas perfecto, ahora para las ranuras y holguras angostas:

$$M_c R_c T_c = p V_c \quad (7)$$

se puede escribir la masa de gases no quemados contenida en las ranuras y holguras angostas como:

$$M_c = \frac{p V_c}{R_c T_c} \quad (8)$$

Donde:

M_c : masa de gases contenidas en las ranuras y holguras angostas,

p : presión en las ranuras y holguras angostas (igual a la cámara),

V_c : volumen total de estas ranuras y holguras,

$R_c = \frac{\tilde{R}}{mol_c}$: constante para los gases contenidos en V_c

(mezcla no quemada),

T_c : temperatura absoluta de los gases contenidos en V_c que es considerada igual a la temperatura de las paredes.

Para obtener la variación de masa contenida en las ranuras y holguras angostas, basta derivar a ecuación (8) en relación con la posición angular del cigüeñal:

$$\dot{M}_c = \frac{\dot{p} V_c}{R_c T_c} \quad (9)$$

Ya que V_c , R_c y T_c son considerados constantes.

Esas ecuaciones serán empleadas en el balance global de masa.

Despreciando restricciones al flujo de gases entre la cámara de combustión y la región de las holguras angostas del pistón, y no considerando las fuerzas dinámicas de los aros dentro de los canales (durante la expansión el primer aro se mantiene apoyado en la fase inferior), la presión reinante aquí, se admite como espacialmente uniforme, que queda impuesta por la evolución de la presión de equilibrio durante el ciclo de trabajo del motor (valores medidos).

2.2. Modelo de fuga para el cárter.

La fuga de gases de la cámara de combustión para el cárter de un motor es compleja, ya que envuelve flujo bloqueado en algunos puntos: entre las puntas de los aros (*gaps*), flujo a través de la holgura entre aros y pistones y flujo a lo largo de algunas regiones de la superficie de contacto aro-cilindro. El modelo de fuga aquí adoptado tiene como objetivo resolver apenas globalmente la cantidad de masa que pasa para el cárter durante un ciclo completo. Ese modelo se resume en el flujo crítico de gas perfecto [3] desde las holguras angostas hasta el cárter a través de un orificio equivalente a todos los descritos anteriormente.

Como en grande parte del período que va desde el cierre de la válvula de admisión hasta la abertura de la válvula de escape, la presión es lo suficientemente grande para promover un flujo bloqueado de gases para el cárter, ese será el régimen de flujo adoptado a lo largo de todo ese período. Admitiendo entonces que todo el flujo ocurra bajo un régimen de flujo crítico, a través de las relaciones de flujo bloqueado para gas perfecto [1], el flujo másico en un motor para el cárter puede ser escrita como:

$$\dot{M}_{bb} = \left[\frac{d\theta}{dt} \right]^{-1} K_{bb} p = \dot{m}_{outrev} \quad (10)$$

Donde:

El subscrito *bb* denota *blow-by* y el termino $\left[\frac{d\theta}{dt} \right]^{-1}$ fue introducido para referir el flujo de masa a la posición angular del cigüeñal.

La constante K_{bb} es determinada a través de mediciones experimentales de *blow-by* en un motor específico, generalmente es muy usado el valor de $K_{bb} = 0,044$.

2.3. Conservación global de la masa.

Como existe un volumen de las ranuras y holguras angostas con composición, temperatura y presión conocidas y un flujo de gases no quemados pasa al cárter, la suma de las masas en los volúmenes de controles de los gases no quemados y quemados no será constante a lo largo de todo el período analizado. Para que haya conservación global de masa, la variación de la suma de las masas en los dos VC de gases quemados y no quemados debe ser igual al opuesto del flujo de masa que entra en las ranuras y holguras angostas \dot{m}_{inrev} :

$$\dot{M}_{ch} = \dot{M}_u + \dot{M}_b = -\dot{m}_{inrev} \quad (11)$$

La variación de la masa contenida en las ranuras y holguras angostas puede ser expresada por la suma algebraica de los flujos de masa oriunda de la cámara y destinada al cárter:

$$\dot{M}_c = \dot{m}_{inrev} - \dot{m}_{outrev} \quad (12)$$

Sustituyendo las ecuaciones. (9) y (10) en (12), el flujo de masa que entra en las ranuras y holguras angostas es dado por:

$\dot{m}_{inrev} = \frac{\dot{p}V_c}{R_u T_u} + \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^{-1} K_{bb} p$, que en función de las *r.p.m.* queda como:

$$\dot{m}_{inrev} = \frac{\dot{p}V_c}{R_u T_u} + 0,044 \left(\frac{2\pi n}{60} \right)^{-1} p, \quad (13)$$

Donde:

n en *r.p.m.*

Teniendo en cuenta la consideración de que cuando $\dot{m}_{inrev} > 0$ la masa está entrando en el volumen de control de las ranuras y holguras angostas y, consecuentemente, cuando $\dot{m}_{inrev} < 0$ la masa está

saliendo de las ranuras y holguras angostas para la cámara.

2.4. Conservación de la energía.

La Primera Ley de la Termodinámica, al ser aplicada a un volumen de control con fronteras móviles, resulta en:

$$\frac{dQ}{dt} + \sum \frac{dm_e}{dt} \left(h_e + \frac{v_e^2}{2} + Z_e g \right) = \frac{dE}{dt} + \sum \frac{dm_s}{dt} \left(h_s + \frac{v_s^2}{2} + Z_s g \right) + \frac{dW}{dt} \quad (14)$$

Donde:

$\frac{dQ}{dt}$ flujo de calor que atraviesa la superficie de control (positivo cuando entra en el VC),

$\frac{dm_e}{dt}$ y $\frac{dm_s}{dt}$ flujos de masa de entrada y salida que atraviesan la superficie de control,

$\frac{dE}{dt}$ variación de la energía interna del contenido del volumen de control (al despreciarse las energías cinética y potencial asociadas al volumen de control),

$\frac{dW}{dt}$ potencia de eje y/o asociada al desplazamiento de la superficie de control (positiva cuando sale del VC),

h entalpía específica de los flujos de masa que cruzan el VC,

$\frac{v^2}{2}$ energía cinética específica de los flujos de masa que cruzan el VC,

z . g: energía potencial específica de los flujos de masa que cruzan el VC.

Al adoptarse la misma referencia para valores de entalpía y energía interna para todas las sustancias presentes en la mezcla combustible aire y en los productos de la combustión, no es necesario considerar el calor liberado por la combustión una vez que ese valor ya se encuentra incluido en el balance de energías internas y/o entalpías.

Al aplicarse la ecuación (14) a los volúmenes de control de cada una de las zonas, serán despreciadas las parcelas de energía cinética y potencial de los flujos de masa en función de ser muy pequeñas frente a la parcela debida a la entalpía. La región de las ranuras y holguras angostas, por tener volumen, temperatura y composición conocidas, no necesita de una ecuación particular de la Primera Ley para la determinación de su estado. También se pueden referir todas las derivadas a la posición angular del cigüeñal en lugar del tiempo, una vez que se supone su velocidad angular es constante.

2.4.1. Zona no quemada.

Particularizando la ecuación (14) para el volumen de control de los gases no quemados, se tiene:

$$\dot{Q}_u + \sum \dot{m}_e h_e = \dot{E}_u + \sum \dot{m}_s h_s + \dot{W}_u \quad (15)$$

Será considerada la posibilidad de flujo de gases no quemados entre la cámara y las ranuras y holguras angostas, o sea, gases quemados no llegan a entrar en estas regiones. Siendo así, existen cuatro situaciones a ser consideradas. Las dos primeras son: cuando no hay quema, solo pueden ocurrir flujos de masa de gases no quemados de la cámara para las ranuras y holguras angostas (situación 1) o de las ranuras y holguras angostas para la cámara (situación 2).

Situación 1 (sin quema):

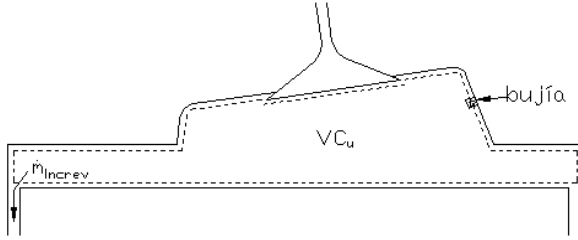


Fig. 1. Flujos de masa de gases no quemados de la cámara para las ranuras y holguras angostas.

Masa saliendo del VC_u , y entrando en las ranuras y holguras angostas ($\dot{m}_{increv} \geq 0$), con $\sum \dot{m}_e h_e = 0$. Por tanto, se tiene que:

$$\dot{Q}_u = \dot{E}_u + \dot{m}_{increv} h_u + \dot{W}_u \quad (16)$$

Situación 2 (sin quema):

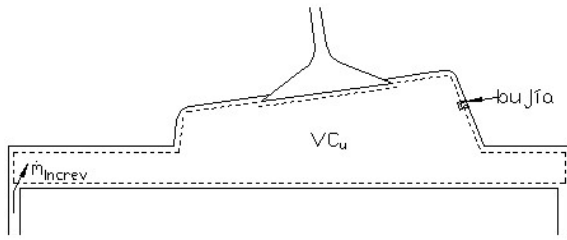


Fig. 2. Flujos de masa de gases no quemados de las ranuras y holguras angostas para la cámara.

Masa saliendo de las ranuras y holguras angostas y entrando en el VC_u ($\dot{m}_{increv} < 0$), con $\sum \dot{m}_s h_s = 0$.

Por tanto, se tiene:

$$\dot{Q}_u - + \dot{m}_{increv} h_c = E + \dot{W}_u \quad o,$$

$$\dot{Q}_u = \dot{E}_u + \dot{m}_{increv} h_c + \dot{W}_u \quad (17)$$

Las ecuaciones (16) y (17) pueden ser agrupadas en una sola:

$$\dot{Q}_u = \dot{E}_u + \dot{m}_{increv} h^* + \dot{W}_u \quad (18)$$

Con $h^* = h_u$ cuando $\dot{m}_{increv} \geq 0$ (situación 1) y $h^* = h_c$ cuando $\dot{m}_{increv} < 0$ (situación 2).

Una vez iniciada la quema, el flujo de masa de los gases no quemados puede ocurrir del VC_u para el VC_b y para las ranuras y holguras angostas (situación 3) o de las ranuras y holguras angostas para el VC_b (situación 4). En esta última situación, se supone que los gases no quemados que salen de las ranuras y holguras angostas en algún instante sean instantáneamente "quemados" y pasen a integrar el VC_b . Con esta suposición, la ecuación (15) puede ser replanteada de dos formas:

Situación 3 (con quema):

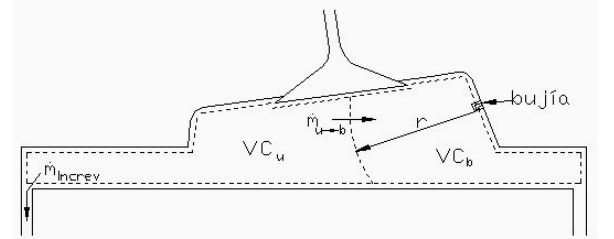


Fig. 3. Flujo de masa de los gases no quemados del VC_u para el VC_b y para las ranuras y holguras angostas.

Masa saliendo del VC_u entrando en las ranuras y holguras angostas ($\dot{m}_{increv} \geq 0$) y para el VC_b $\dot{m}_{u \rightarrow b}$ que significa el flujo de masa que va siendo quemado, $\sum \dot{m}_e h_e = 0$.

Por tanto, se tiene:

$$\dot{Q}_u = \dot{E}_u + \dot{m}_{increv} h_u + \dot{m}_{u \rightarrow b} h_u + \dot{W}_u \quad (19)$$

En esta situación, no se tiene ningún otro flujo entrando en el VC_b a no ser la masa que está siendo quemada, por tanto: $\dot{M}_b = \dot{m}_{u \rightarrow b}$, entonces la ecuación (11) queda como: $\dot{M}_u + \dot{m}_{u \rightarrow b} = -\dot{m}_{increv}$, que sustituyendo en la ecuación (19) se obtiene:

$$\dot{Q}_u = \dot{E}_u - \dot{M}_u h_u + \dot{W}_u \quad (20)$$

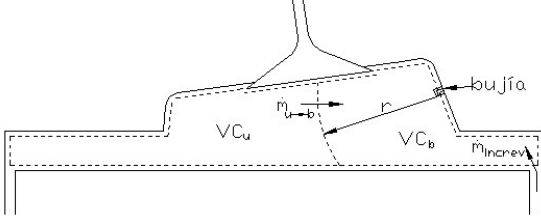
Situación 4 (con quemá):

Fig. 4. Flujo de masa de los gases no quemados de VC_u y de las ranuras y holguras angostas para VC_b .

Masa saliendo del VC_u y de las ranuras y holguras angostas ($\dot{m}_{increv} < 0$) y entrando en el VC_b $\sum \dot{m}_e h_e = 0$.

Por tanto, se tiene:

$$\dot{Q}_u = \dot{E}_u + \dot{m}_{u \to b} h_u + \dot{W}_u \quad (21)$$

En esta situación la variación de masa del VC_u es únicamente debido al flujo $\dot{m}_{u \to b}$, por tanto $\dot{M}_u = \dot{m}_{u \to b}$, significando que:

$$\dot{Q}_u = \dot{E}_u - \dot{M}_u h_u + \dot{W}_u. \quad (22)$$

Las ecuaciones. (20) y (22) son idénticas.

2.4.2. Zona quemada.

Para el volumen de control de los gases quemados, se obtiene:

$$\dot{Q}_b + \sum \dot{m}_e h_e = \dot{E}_b + \sum \dot{m}_s h_s + \dot{W}_b. \quad (23)$$

A partir del inicio de la combustión, se contemplan sólo dos situaciones para la región de los gases quemados. La primera situación es dada por el flujo de masa que entra en el VC_b compuesto por la masa que deja de integrar el VC_u para ser quemada y, adicionalmente, por el flujo de masa que viene de las ranuras y holguras angostas (situación 5). La segunda situación: quemada toda la masa que se encontraba en el interior del VC_u , el único flujo que entra en el VC_b es el proveniente de las ranuras y holguras angostas (situación 6). Nótese que no se admite salida de masa del VC_b en ambas situaciones.

Así, la ecuación (23) puede ser reformulada para cada caso:

Situación 5:

Masa saliendo del VC_u y de las ranuras y holguras angostas ($\dot{m}_{increv} < 0$) y entrando en el VC_b , con $\sum \dot{m}_s h_s = 0$. Por tanto se tiene:

$$\dot{Q}_b + \dot{m}_{u \to b} \cdot h_u - \dot{m}_{increv} \cdot h_c = \dot{E}_b + \dot{W}_b. \quad (24)$$

La figura representativa de esta situación, es la misma que la figura de la situación 4 (Fig. 4). Flujo de masa que entra en VC_b compuesto por la masa que sale de VC_u para ser quemada y flujo de masa que viene de las ranuras y holguras angostas.

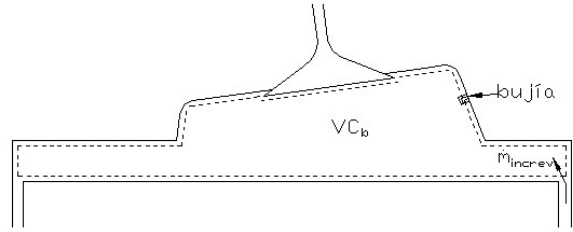
Situación 6:

Fig. 5. Quemada toda la masa que se encontraba en el interior de VC_u , el único flujo que entra en el VC_b es aquel proveniente de las ranuras y holguras angostas.

Masa saliendo de las ranuras y holguras angostas y entrando en VC_u ($\dot{m}_{increv} < 0$), con $\sum \dot{m}_s h_s = 0$.

Por tanto se tiene:

$$\dot{Q}_b - \dot{m}_{increv} \cdot h_c = \dot{E}_b + \dot{W}_b. \quad (25)$$

Cuando ($\dot{m}_{increv} \geq 0$) el término relativo al flujo de entalpía $\dot{m}_{increv} \cdot h_c$ será computado solo en VC_u .

3. Cálculo de la temperatura.

El paso siguiente es expresar la variación de la energía interna E en función de la entalpía específica h , propiedad escogida para caracterizar el estado de cada uno de los VC. Posteriormente son realizadas varias manipulaciones matemáticas convenientemente para llegar a las expresiones que permiten calcular la derivada de la temperatura de los gases no quemados en relación a la posición angular del cigüeñal [4].

Para las situaciones 1 y 2:

$$\dot{T}_u = \frac{\dot{Q}_u - \frac{\dot{m}_{increv}}{M_u} (h^* - h_u) + \frac{\dot{p}}{\rho_u}}{\frac{\partial h_u}{\partial T_u}}. \quad (26)$$

Para las situaciones 3 y 4 (con quema):

$$\dot{T}_u = \frac{\frac{\dot{Q}_u}{M_u} + \frac{\dot{p}}{\rho_u}}{\frac{\partial h_u}{\partial T_u}} \quad (27)$$

Vale resaltar que la diferencia entre la ecuación. (26) y la ecuación. (27) puede ser explicada por lo siguiente: los flujos de entalpía asociados a los flujos de masa que atraviesan el VC_u solo pueden influenciar directamente la temperatura de los gases no quemados cuando esos flujos entran en el volumen de control con una entalpía específica diferente de la que existe en su interior.

Para la situación 5:

$$\dot{T}_b = \frac{\frac{\dot{Q}_b}{M_b} + \left[A - B \cdot \dot{p} \left(\frac{1}{p} - \frac{1}{\rho_b} \frac{\partial \rho_b}{\partial p} \right) \right] (h_u - h_b) + \dot{p} \left(\frac{1}{\rho_b} - \frac{\partial h_b}{\partial p} \right) - \frac{\dot{m}_{inrev}}{M_b} (h_c - h_u)}{\frac{\partial h_b}{\partial T_b} - B \frac{(h_c - h_u)}{\rho_b} \frac{\partial \rho_b}{\partial T_b}} \quad (28)$$

La anterior ecuación ofrece la derivada de la temperatura de los gases quemados con relación a la posición angular del cigüeñal en cuanto aun hay masa de gases no quemados en la cámara, con A y B dados por:

$$A = \frac{\rho_u \left(\dot{V} + V \left(\frac{\dot{p}}{p} - \frac{\dot{T}_u}{T_u} \right) \right) + \dot{m}_{inrev}}{\left(V \rho_u - M + \int_{\theta_{VC}}^{\theta} \dot{m}_{inrev} d\theta \right)} + \frac{\rho_u}{\rho_u - \rho_b} \left[\frac{\dot{T}_u}{T_u} \right] \quad (29)$$

y

$$B = \frac{\rho_u}{\rho_u - \rho_b} \quad (30)$$

Para la situación 6, representada por la ecuación (25), en la cual ($\dot{m}_{u \rightarrow b} = 0$), la ecuación que ofrece la derivada de la temperatura de los gases quemados es obtenida de forma análoga a la empleada en la obtención de la ec. (28), resultando en:

$$\dot{T}_b = \frac{\frac{\dot{Q}_b}{M_b} + \dot{p} \left(\frac{1}{\rho_b} - \frac{\partial h_b}{\partial p} \right) - \frac{\dot{m}_{inrev}}{M_b} (h_c - h_b)}{\frac{\partial h_b}{\partial T_b}} \quad (31)$$

Así, fueron obtenidas dos ecuaciones diferenciales para las temperaturas de las regiones no quemada y

Cuando esos flujos salen del VC_u, no provocan variaciones de temperatura de los gases en el volumen de control. Como en la situación 3 y 4, por hipótesis, no entra masa en el VC_u pues los flujos de masa que salen de las ranuras y holguras angostas son "quemados" directamente y pasan a integrar el VC_b, el término relacionado al flujo de entalpía que aparece en la ecuación. (26) no existe en la ecuación. (27).

De igual forma, después de varias manipulaciones matemáticas convenientemente efectuadas, a partir de expresar la variación de la energía interna E en función de la entalpía específica h, se llega a la expresión (28) que permite calcular la derivada de la temperatura de los gases quemados con relación a la posición angular del cigüeñal para estas situaciones.

quemada (\dot{T}_u) y (\dot{T}_b) respectivamente que, integradas en función del ángulo del cigüeñal, ofrecen las temperaturas de los dos VC en cada instante. Para que se pueda determinar el volumen y masa de cada uno de los VC en cada posición angular θ del cigüeñal, serán utilizadas las ecuaciones de estado y la ecuación de conservación de masa que, escritas de forma conveniente, resultan en:

$$V_u = \frac{M - \int_{\theta_{VC}}^{\theta} \dot{m}_{inrev} d\theta - \rho_b V}{\rho_u - \rho_b} \quad (32)$$

$$V_b = V - V_u \quad (33)$$

$$M_u = \rho_u V_u \quad (34)$$

$$M_b = \rho_b V_b \quad (35)$$

Conociéndose el flujo volumétrico de aire de admisión del motor, así como la presión y la temperatura del mismo, es posible calcular el flujo másico de aire por medio de la ecuación de estado (gases perfectos). Conociendo también el consumo horario de combustible, el número de cilindros y la rotación del motor, es posible entonces, obtener la masa de aire-combustible que entra en cada cilindro por ciclo, que sumada a la fracción de gases residuales del ciclo anterior, resulta la masa total de gas en el cilindro M_u .

Para estas mezclas de gases con presión y volumen conocidos (valores correspondientes al cierre de la válvula de admisión) se obtiene la temperatura por la ecuación de estado como si fueran gases perfectos T_u . Vale aclarar que en caso de no conocer el flujo másico, una estimativa de la temperatura inicial del ciclo permite calcularla.

A partir de la posición angular de cierre de la válvula de admisión es posible calcular la derivada de la presión en relación a la posición angular del cigüeñal por diferencias finitas. Con este valor es posible calcular \dot{m}_{inrev} por la ecuación (13). Para calcular \dot{T}_u utilizamos la ec. (26) si la combustión no se inició, y la ec. (27) si ya se inició la combustión. El término referente al intercambio de calor \dot{Q} es calculado por el modelo de WOSCHNI [5] y las propiedades termodinámicas pueden ser calculadas o estimadas a partir del valor inicial T_u .

Para el cálculo de \dot{T}_b se utiliza la ecuación (28) si aún quedan gases por quemar, si la quema concluyó, utilizamos la ec. (31). Conociendo la composición química del combustible, es posible calcular la temperatura adiabática de llama, este sería el valor de temperatura inicial T_b que nos permitiría calcular un valor de entalpía específica de los gases quemados.

Teniendo los valores de \dot{T}_u y \dot{T}_b calculados, es posible integrar numéricamente las temperaturas para el

paso siguiente, para esto se utiliza el método de integración Euler:

$$\dot{T} = \frac{dT}{d\theta} = \frac{T(\theta + \Delta\theta) - T(\theta)}{\Delta\theta} \quad (36)$$

Entonces:

$$T_u(\theta + \Delta\theta) = T_u(\theta) + \dot{T}_u \cdot \Delta\theta \quad (37)$$

$$T_b(\theta + \Delta\theta) = T_b(\theta) + \dot{T}_b \cdot \Delta\theta \quad (38)$$

Con los nuevos valores de temperatura de las dos zonas, es posible calcular el volumen de esas zonas por las ecuaciones (32) y (33), así como sus nuevos valores de masas por las ecuaciones (34) y (35). En este punto es verificado si ya se inició la combustión o si los gases no quemados ya fueron todos quemados para que en el próximo paso de integración sea utilizada la ecuación adecuada para el cálculo de \dot{T}_u y \dot{T}_b .

A modo de ejemplo, se muestra en la Fig. 6 las curvas de las temperaturas de los gases quemados T_b y no quemados T_u calculadas a partir de la metodología antes explicada. Se trata de un motor de relación de compresión de 11:1, cuatro cilindros, de carburación, cilindrada total de 2,5 litros y empleando alcohol como combustible. En dicha figura aparece además la curva de presión medida en la cámara de combustión.

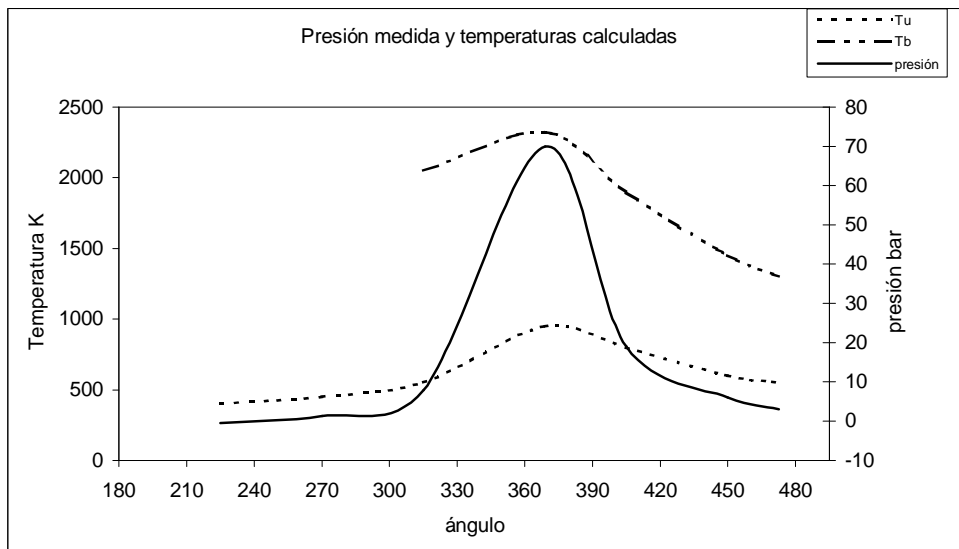


Fig. 6. Ejemplo de cálculo de las temperaturas de los gases quemados y no quemados y curva de presión medida

4. Conclusiones.

De esa forma, partiendo de un conjunto de ecuaciones, conjuntamente con las relaciones que permiten calcular las propiedades como h , $\frac{\partial h}{\partial T}$, $\frac{\partial h}{\partial p}$, ρ ,

$\frac{\partial \rho}{\partial T}$ y $\frac{\partial \rho}{\partial p}$ para el contenido de cada uno de los VC en

función de la temperatura y presión correspondiente y, utilizándose el modelo de WOSCHNI [5] para estimar el intercambio de calor con las paredes de la cámara, se pueden calcular los parámetros como evolución de la fracción de masa quemada, duración total de quema (así como sus parciales) y liberación de calor. Estos parámetros son de vital importancia para diagnosticar el proceso de combustión y justificar el comportamiento de las emisiones de gases por el escape.

5. Bibliografía.

1. Clayton, B. Z. Análise da combustão em motores baseada na medição de pressão. Disertación

- (Maestría) presentada en la escuela Politécnica de la Universidad de São Paulo. 1999.
2. Krieger, R. B.; Borman, G. L. The Computation of Apparent Heat Release for Internal Combustion Engines. Paper 66-WA/DGP-4 ASME. 1966.
 3. Van Wylen, G. J.; Sonntag, R. E. Fundamento da Termodinâmica Clássica. Traducción de la 2ª edición americana Editora Edgard Blücher. 1976.
 4. Soto Pau, F. Análisis experimental de los fenómenos de la combustión y de la emisión de gases en motores de combustión interna utilizando mezclas de combustibles alternativos con los combustibles derivados del petróleo. Manuscrito Tesis de Doctorado, 2002.
 5. Woschni G. A Universally Applicable Equation for the Instantaneous Heat Transfer Coefficient in the Internal Combustion Engine. Maschinenfabrik Augsburg - Nürnberg AG. 1967.

Calculation of temperature into combustion chamber of internal combustion engines.

Abstract.

This paper presents calculation expressions of the temperature inside the combustion chamber in order to diagnose the combustion in termic engines. This analysis consists in a physical-mathematical model, which uses fundamentally as tools, the values of pressure measured inside the combustion chamber, the geometric characteristics of the engine and all the values usually measured in the dynamometer. The processing of the theoretical model consists fundamentally on the determination of the evolution of the combustion starting from the pressure curve, based on the First Law of the Thermodynamic, adopting the Model of Perfect Gases. When the angular position of closing the admission valve, it is possible to calculate the derived of the temperature in relation to the angular position of the crankshaft for the burned and unburned gases. Having these values, it is possible to integrate the temperatures numerically using the EULER method of integration. Knowing the fuel chemical composition, it is possible to calculate the adiabatic flame temperature, this would be the value of initial temperature (T_b) that allow us to calculate a value of specific enthalpy of the burned gases. In the same way with the value of initial temperature for the unburned gases (T_u) we will have the value of initial temperature for the integration process.

Key words: Combustion process in thermal engine, temperature inside combustion chamber, pressure inside combustion chamber.