



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
INGENIERÍA MECÁNICA –TERMOFLUIDOS

MODELADO FENOMENOLÓGICO DE LA COMBUSTIÓN DE UN MOTOR DE
ENCENDIDO POR COMPRESIÓN

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN INGENIERÍA

PRESENTA:
SÁNCHEZ ESCOBAR ISAAC

TUTOR PRINCIPAL
DR. EDUARDO MEDINA HERNÁNDEZ
FACULTAD DE INGENIERÍA

CIUDAD DE MÉXICO, AGOSTO 2019



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.

ÍNDICE	PÁGINA
Justificación	1
Resumen	3
Índice de términos	4
CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN	
1.1 Combustión del motor diésel	5
1.2 Etapas de la combustión	6
1.3 Métodos de inyección de combustible	7
1.4 Formación del chorro de combustible	10
1.5 Sistemas de inyección	13
1.6 Tipos de boquillas	16
CAPÍTULO 2: REVISIÓN DEL ARTE EN EL MODELADO FENOMENOLÓGICO	
2.1 Modelos matemáticos	18
2.2 Modelo fenomenológico	20
CAPÍTULO 3: PLANTEAMIENTO DEL MODELO FENOMENOLÓGICO	
3.1 Análisis termodinámico	22
3.2 Modelo de inyección de combustible	26
3.3 Modelo de evaporación de combustible	29
3.4 Retraso de auto encendido	32
3.5 Modelo de liberación de calor	33
3.6 Modelo de masa de aire entrante	37
3.7 Modelo del volumen del cilindro	38
3.8 Modelo de transferencia de calor	38
3.9 Formación térmica de NO _x	41
3.10 Formación de hollín	44
3.11 Resumen de ecuaciones empleadas	44
3.12 Método numérico para la solución del sistema de ecuaciones	48
CAPÍTULO 4: VALIDACIÓN	
4.1 Verificación experimental y análisis de resultados	50
CAPITULO 5: CONCLUSIONES	
5.1 Conclusiones	62

REFERENCIAS

APÉNDICE A

Programa general en Fortran 90

APÉNDICE B

Subrutina para la solución de las ecuaciones diferenciales

APÉNDICE C

Subrutina para la solución del sistema de ecuaciones no lineales

JUSTIFICACIÓN

Actualmente el avance tecnológico de los automóviles eléctricos e híbridos han significado una alternativa real a los autos de motor de combustión interna, los autos con motores eléctricos poseen múltiples ventajas frente a los autos con motores de combustión interna, tienen una menor emisión de contaminantes, son más simples operacional y mecánicamente que los motores de combustión interna, sin embargo tienen serios inconvenientes; poseen menor autonomía que los convencionales, requieren de una infraestructura tanto pública como local para poder ser recargados y el tiempo de recarga es muy elevado, además son más costosos principalmente debido al costo de fabricación de las baterías. Las normas impuestas en la actualidad así como los estándares de emisiones contaminantes que han adoptado diversos países son el principal problema y al mismo tiempo representan un área de mejora para los motores de combustión interna. Si bien es cierto, los automóviles eléctricos e híbridos compactos han mejorado considerablemente, no ha sido así para el sector de motores de gran potencia o trabajo pesado requeridos en el sector del transporte público y de generación de energía; la cual es la mayor aplicación de los motores de encendido por compresión. Dicho sector contribuye a generar una mayor contaminación por encima del sector de transporte particular y es necesario desarrollar mejoras para que estos cumplan con los requerimientos y normas actuales, por esta razón los motores de combustión interna mantienen la atención principal hoy en día y seguirán como la fuerza de impulso para el transporte en el futuro cercano.

Sumado a las razones expuestas anteriormente, el diésel es un combustible con una alta estabilidad y densidad energética; estas propiedades determinan la eficiencia potencial del combustible y la energía potencial de salida en la combustión. La elevada densidad de energía y estabilidad del diésel permite a los motores de encendido por compresión tener mayores tasas de eficiencia térmica y de eficiencia en la combustión respecto a los motores de gasolina o de combustibles alternativos. Las elevadas relaciones de compresión que se alcanzan en los motores diésel posibilita el aumento en la cantidad de energía obtenida por la combustión, aumenta la eficiencia mecánica y disminuye la tasa de emisiones contaminantes; aunque los vehículos diésel producen más óxido de nitrógeno (NO_x) y partículas que los motores de gasolina, el desarrollo y avance en su eficiencia ha sido fundamental para reducir las emisiones contaminantes. Tanto la gasolina como los combustibles alternativos son combustibles mucho más ligeros y menos densos energéticamente, por lo tanto es más complicado obtener un mayor rendimiento de los motores de combustible de gasolina y alternativos.

A pesar de la sofisticación que han alcanzado los motores de combustión interna, específicamente los motores de encendido por compresión, aún existen mejoras y elementos del motor a optimizar. Actualmente se siguen desarrollando trabajos experimentales y computacionales cuyo objetivo es analizar los múltiples factores que intervienen en el proceso de combustión del motor, con el objetivo de mejorar el diseño, aumentar la eficiencia, reducir el consumo de combustible

y, principalmente, disminuir la emisión de contaminantes. Existen gran cantidad de trabajos experimentales en la literatura donde se han realizado estudios de fotografías de alta velocidad para observar la combustión del motor diésel, el comportamiento del chorro de combustible, la formación de la mezcla así como se han recabado datos donde se muestran el comportamiento de la curva de presión, temperatura y liberación de calor dentro de la cámara de combustión; conocimiento que ha contribuido a la construcción del entendimiento del proceso de combustión en motores de encendido por compresión, sin embargo realizar este tipo de trabajos en muchos casos pueden requerir de instalaciones e instrumentación costosas; tanto en tiempo de realización como de costo económico. Actualmente los modelos computacionales, en cambio, permiten estudiar el proceso de combustión sin necesidad de invertir altos recursos económicos y la realización de las pruebas requieren de un menor tiempo García et al. [1]. Estos modelos son de gran utilidad debido a que nos permiten predecir y obtener información de fenómenos que se llevan a cabo bajo escalas espacial y temporal muy pequeñas que, experimentalmente, sería prácticamente imposible observar; arrojan resultados que nos ayudan a obtener en términos generales las condiciones de operación del motor y el comportamiento de los principales fenómenos físicos y químicos de la combustión. Modelos con una moderada complejidad matemática permiten analizar globalmente los principales factores que intervienen y que se llevan a cabo en la cámara de combustión ante condiciones de operación reales y bajo la influencia de parámetros geométricos relacionados a la cámara de combustión y al proceso de inyección del combustible, obteniendo una visión más sofisticada del desarrollo de la combustión del motor.

Finalmente muchos autores clasifican la simulación numérica en tres tipos de metodologías o modelos, el primero, los modelos cero dimensionales, son modelos numéricos que estudian el proceso de combustión globalmente sin considerar la distribución espacial de las variables involucradas, el segundo tipo, el modelo fenomenológico, cuyo planteamiento recae en el modelo cero dimensional pero añade sub modelos matemáticos cuyo objetivo es describir de manera específica cada fenómeno considerado y por último, los modelos multidimensionales, llamados así porque utilizan todas las ecuaciones de movimiento, analizan con detalle la geometría de la cámara de combustión, son modelos tridimensionales y tienen la capacidad de describir fenómenos transitorios.

RESUMEN

El presente trabajo muestra el desarrollo de un modelo matemático fenomenológico de un motor de encendido por compresión de inyección directa basado en las características del proceso de inyección; se consideró a la cámara de combustión como un espacio formado por dos zonas; una zona definida para la carga de aire y una segunda zona para el chorro de combustible y subsecuente mezcla aire combustible; se realizó un balance de flujo de masa, calor y entalpía para cada zona y se emplearon diversos sub modelos matemáticos independientes, propuestos por diversos autores, para explicar los procesos de transferencia de calor, retardo de autoencendido, desarrollo del chorro de combustible, tasa de evaporación y tasa de liberación de calor en la cámara de combustión.

Para describir el comportamiento del chorro y de la tasa de evaporación del combustible se emplearon dos sub modelos matemáticos difícilmente utilizados en la literatura convencional del modelado fenomenológico de un motor de encendido por compresión. El sistema de ecuaciones diferenciales no lineales de primer orden resultante se resolvió mediante un código numérico programado en Fortran 90.

La solución del modelo matemático permitió predecir y analizar el comportamiento de la curva de presión, la influencia de la tasa de liberación de calor en la temperatura de los gases quemados y de la zona de aire, estimar la longitud de penetración y desarrollo del volumen del chorro de combustible dentro de la cámara de combustión así como los fenómenos de transferencia de calor, retardo de auto encendido, formación de gotas, evaporación de combustible y masa de aire que entra en el chorro de combustible.

Los resultados obtenidos se compararon con las curvas de presión experimentales reportadas en la literatura consultada. La comparación se efectuó para dos condiciones de operación variando la masa de combustible inyectada por ciclo, el inicio y duración del proceso de inyección. Se estimaron las curvas de formación de partículas de hollín y óxidos de nitrógeno, y se compararon con los resultados obtenidos. El perfil de presión, partículas de hollín y óxidos de nitrógeno se contrastaron con los modelos fenomenológicos desarrollados por los autores citados.

Los resultados mostraron un comportamiento similar al esperado experimentalmente pero con desviaciones considerables en ciertas etapas características del proceso de combustión.

ÍNDICE DE TÉRMINOS

Símbolo	Significado	Unidades
A	Área	m ²
AFR	Relación aire combustible	-
C _d	Coefficiente de descarga	-
C _{diss}	Constante de disipación	s ⁻¹
C _{model}	Constante del modelo	J/ kg grado
C _{turb}	Tasa de mezclado	s
dQ / dφ	Tasa de calor liberado	J/grado
D	Diámetro del orificio del inyector	m
k _{turb}	Densidad de energía turbulenta	J/kg
m _f	Masa de combustible	kg
n	Velocidad angular	rev / min
P	Presión	Pa
Q	Calor liberado	J
S	Longitud de penetración del chorro	m
T	Temperatura	K
T _b	Temperatura de saturación	K
U _j	velocidad a la salida del inyector	m/s
V _{cyl}	Volumen del cilindro	m ³
V _f	Volumen de combustible líquido en el chorro	m ³
dV _{inj} /dφ	Tasa volumétrica de combustible inyectado	m ³ /grado
λ	Relación de exceso de aire	-
ρ _f	Densidad del combustible	kg/m ³
ρ _a	Densidad del aire	kg/m ³
dE _u / dφ	Tasa de disipación de energía a través de la superficie de control	J/grado
dE _i / dφ	Generación de energía cinética del chorro de combustible	J/ grado
LHV	Poder calorífico inferior	J/kg
h _{fg}	Calor de vaporización a T _b	J/kg
K _{cond}	Conductividad térmica	W / m K
μ	Viscosidad	kg / m s
K	Factor de intensidad de evaporación de combustible	m ² /s
d _{3,2}	Diámetro principal de Sauter	m
dM _v /dφ	Flujo total de vapor de combustible	kg/ grado

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

1.1 Combustión del motor Diésel

La combustión de un motor diésel, también denominado motor de encendido por compresión, se puede explicar mediante un sistema cilindro embolo; durante la admisión el cilindro se llena de aire, el embolo avanza hasta el punto muerto superior comprimiendo el aire hasta una cierta presión; el aire eleva su temperatura como consecuencia de la compresión y el combustible se introduce por medio de un inyector en la cámara de combustión bajo condiciones de alta presión y temperatura, cuando el aire y el combustible entran en contacto, casi inmediatamente, inicia la combustión, momento en el cual el embolo resulta rechazado hacia el punto muerto inferior y se desarrolla el tiempo de trabajo.

De acuerdo a Merker et al. [2], en un motor de encendido por compresión convencional, el proceso de combustión está caracterizado por la formación de una mezcla heterogénea; cuando el combustible es inyectado en la cámara de combustión el combustible es atomizado en pequeñas gotas, vaporizado y después mezclado con aire, resultando en una mezcla heterogénea de aire y combustible. Después del proceso de compresión, la combustión inicia por un proceso de auto ignición debido a los elevados niveles de presión y temperatura que han alcanzado los gases dentro del cilindro.

En motores Diésel usualmente el periodo de tiempo en el que se da la formación de la mezcla o pre mezcla es muy reducido. Por lo tanto una rápida inyección y una buena atomización son prerequisites para que se dé una rápida e intensiva mezcla de aire combustible.

En este tipo de motores la carga es controlada variando la cantidad de combustible inyectado y el inicio de la combustión por el inicio de la inyección. La relación global aire combustible es usualmente pobre sin embargo la inyección del combustible en ciertas áreas provoca que existan diferentes relaciones de equivalencia.

El modelado total del proceso de combustión de un motor Diésel suele ser complejo debido a la cantidad de fenómenos contenidos en la combustión. En términos generales, Merker et al. [2] esquematiza en la Fig. 1.1 los procesos involucrados en la formación de la mezcla y combustión del motor Diésel, los cuales ocurren simultáneamente e interactúan entre sí.

Inyección y atomización	<ul style="list-style-type: none"> •Flujo a través del inyector •Formación del chorro de combustible •Atomización
Desarrollo del chorro de combustible	<ul style="list-style-type: none"> •Formación de las gotas •Espectro de distribución de las gotas •Mecanismos de desintegración de gotas
Formación de la mezcla	<ul style="list-style-type: none"> •Evaporación de las gotas •Colisión y coalescencia de las gotas •Relación local de aire combustible
Autoencendido	<ul style="list-style-type: none"> •Reacción cinética a baja temperaturas •Retraso de autoencendido
Combustión	<ul style="list-style-type: none"> •Procesos de transporte turbulentos •Reacciones cinéticas a alta temperaturas •Escala de tiempo y longitud •Oxidación del C_{xH_y}
Formación de hollín y NO	<ul style="list-style-type: none"> •OHC en equilibrio •Mecanismo de Zeldovich •Formación de hollín y PAH

Fig. 1.1. Esquema de los procesos involucrados en la formación de la mezcla y combustión del motor Diésel, Merker et al. [2].

1.2 Etapas de la combustión

Peiró [3] describe la secuencia de la combustión de manera global, principalmente mediante cuatro fases; el retraso de encendido, la fase de combustión por pre mezcla, la combustión por difusión lenta y la combustión por difusión rápida, etapas ilustradas en la Fig. 1.2.

Retraso de autoencendido: Ocurre entre el inicio de la inyección (Start Of Injection SOI) y comienzo de la combustión (Start Of Combustion SOC). Cuando inicia la inyección, el combustible líquido pasa a través de la boquilla de inyección y es atomizado, entra en la cámara de combustión y se mezcla con el aire caliente del cilindro creando los procesos de evaporización y entrada de masa de aire. En esta fase existe una pequeña cantidad de liberación de energía y al mismo tiempo ocurren una serie de pre-reacciones químicas generadas por la existencia de una atmósfera reactiva en el interior de la cámara de combustión que culminan con el encendido generalizado de la mezcla produciendo un incremento repentino en la tasa de liberación de calor, Peiró [3].

Combustión por pre mezcla: Esta fase de la combustión está caracterizada por una elevada liberación de calor producto de la oxidación del combustible que se mezcló en el periodo de retraso pero que no se auto encendió debido a que no alcanzo las condiciones químicas necesarias; durante esta etapa la curva de liberación de calor alcanza un máximo y luego desciende hasta un mínimo relativo que establece el final de la combustión por pre mezcla.

Combustión por difusión rápida: Inicia cuando la mezcla aire-combustible, formada durante la primera etapa del proceso de combustión, es consumida. La inyección de combustible y el proceso de combustión se dan simultáneamente, por lo tanto se siguen desarrollando los diferentes procesos de atomización, evaporación, formación de la mezcla y entrada del aire en el chorro de combustible. Durante esta etapa, la tasa de liberación de energía es controlada por la mezcla de aire combustible y la relación oxígeno-combustible se encuentra muy próxima a la estequiometría. Si la inyección dura lo suficiente, la estructura de la llama se estabiliza llegando a condiciones cuasi estacionarias, manteniéndose hasta que la inyección finaliza (End Of Injection EOI), Peiró [3].

Combustión por difusión lenta: Inicia cuando finaliza el proceso de inyección de combustible, la introducción de cantidad de movimiento en la cámara de combustión finaliza, como consecuencia, el proceso de formación de la mezcla se deteriora dando lugar a una disminución progresiva de la tasa de liberación de calor hasta que termina el proceso de combustión. La llama pierde su carácter cuasi estacionario y toma configuraciones mucho más aleatorias.

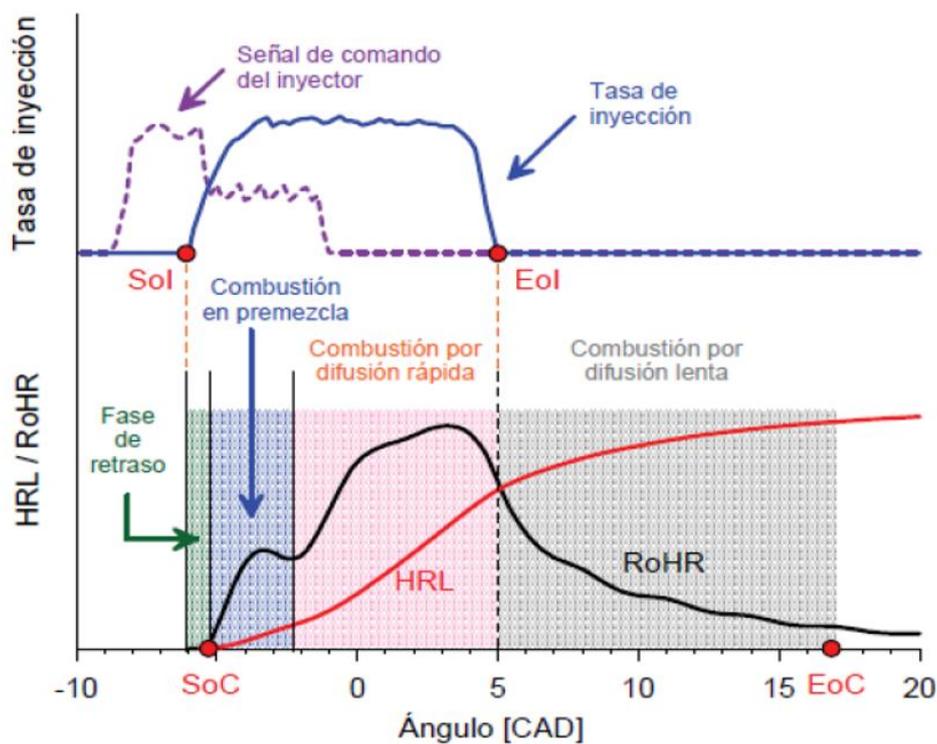


Fig. 1.2. Tasa de liberación de calor, Peiró [3].

1.3 Métodos de inyección de combustible

Existen básicamente dos métodos de inyección de combustible; la inyección indirecta e inyección directa. La inyección indirecta, esquematizada en la Fig. 1.3, consiste en inyectar el combustible en una cámara separada (pre cámara o

cámara de giro) de la cámara de combustión; en la etapa de admisión la cámara principal se llena de aire, durante la compresión una parte del aire ingresa a la segunda cámara a través de un orificio de estrangulamiento que conecta la cámara de combustión con la pre cámara y, cerca del final de la etapa de compresión, el combustible se inyecta en la segunda cámara a una menor presión en comparación a la presión de inyección directa iniciando la combustión. Esta cámara tiene como objetivo provocar un giro en el aire y favorecer el proceso de mezclado con el combustible. El incremento de presión de la segunda cámara provoca que parte del combustible evaporado y elementos parcialmente oxidados ingresen a la cámara principal donde continúa la combustión. Este proceso de pre combustión genera menor ruido, sin embargo la duración de la combustión y el área donde se desarrolla la combustión aumentan (área de la pre cámara y cámara principal) provocando una mayor pérdida de calor a través de las paredes de la pre cámara y del cilindro como resultado, el consumo de combustible tiende a incrementar. En términos generales los motores con un sistema de pre cámara óptima pueden lograr una liberación de energía moderada a un nivel bajo de presión general, una combustión suave con poco ruido, una baja carga del motor y bajas emisiones dañinas, Kegl et al. [4]. Sin embargo actualmente el uso de este método de inyección ha sido sustituido por el método de inyección directa.

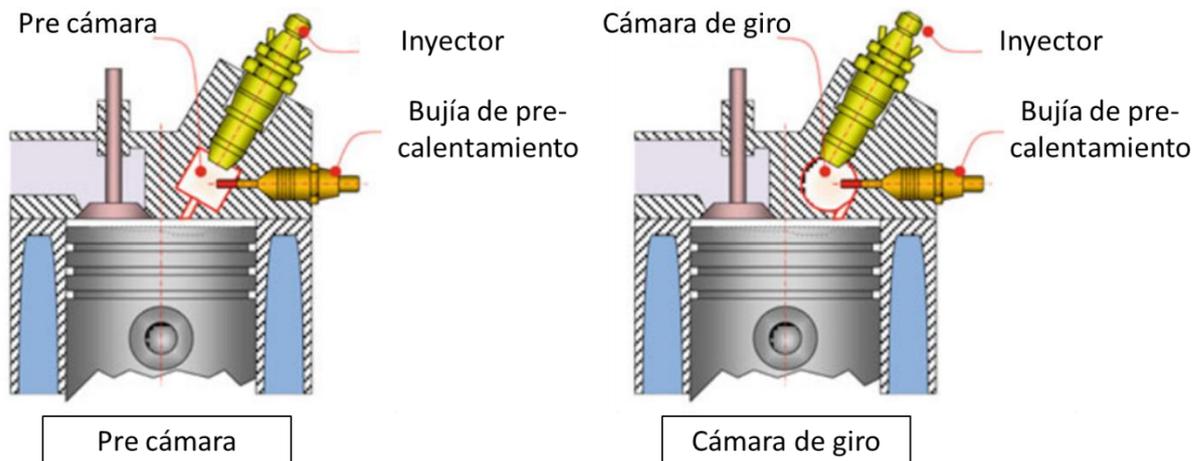


Fig. 1.3. Método de inyección indirecta de pre cámara y cámara de giro, Kegl et al. [4].

El método de inyección directa, Fig. 1.4, consiste en inyectar el combustible a alta presión directamente en la cámara de combustión y sobre la cabeza del pistón. Durante la etapa de admisión, los puertos de admisión se abren dejando entrar el aire en la cámara de combustión induciendo al aire un movimiento de rotación; la cabeza del pistón generalmente no es plana sino que tiene una pequeña cavidad que también contribuye al movimiento y agitación del aire durante y, principalmente, cerca del final de la carrera de compresión, Fig. 1.4. Los motores diésel suelen tener cilindros con cabezas planas, válvulas paralelas y empotradas a ellas, esta configuración genera un espacio muy pequeño (<1

mm) entre la cabeza del cilindro y el pistón, por lo tanto las cámaras de combustión de los motores diésel de inyección directa están formadas casi exclusivamente por la cavidad ubicada en el pistón, de esta manera, el aire disponible en la región del punto muerto superior para la combustión del combustible se concentra abrumadoramente (80–85%) en la cavidad del pistón, Mollenhauer y Tschoeke [5].

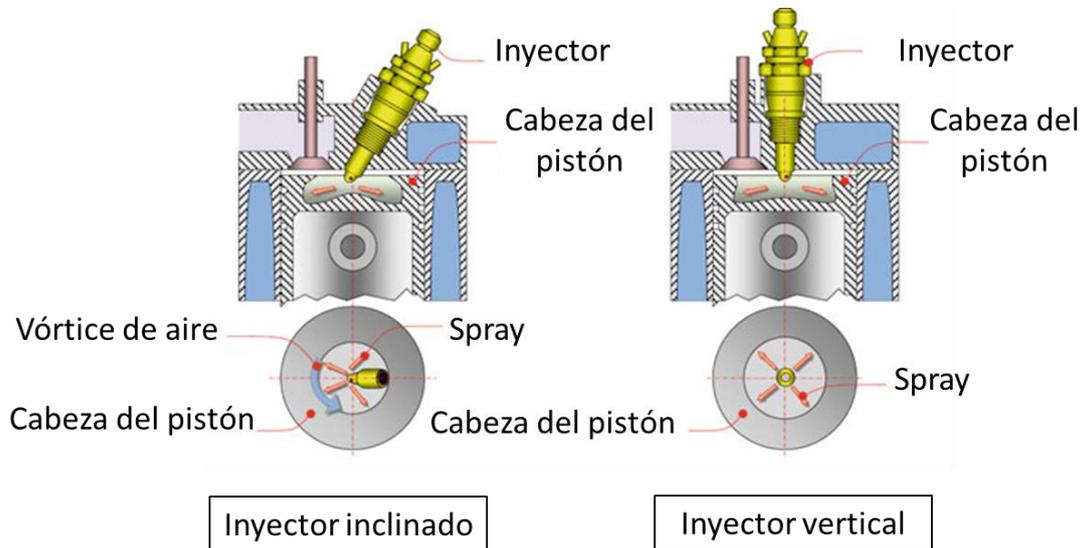


Fig. 1.4. Método de inyección directa de inyector inclinado y vertical, Kegl et al. [4].

El movimiento de rotación inducido por los puertos de admisión y la acción de compresión de la cabeza del pistón provoca en el aire la agitación necesaria y facilita sustancialmente la mezcla del aire con el combustible inyectado. Un mal diseño de la profundidad de la cavidad del pistón puede provocar que el combustible inyectado choque con el fondo del pistón provocando en muchos casos una película de combustible que no se pueda evaporar subsecuentemente generando emisiones contaminantes por otro lado, una cavidad muy profunda o con un diseño no suave puede provocar un flujo altamente turbulento en la cavidad acelerando la combustión de difusión y acortando el tiempo de combustión total.

Los motores de vehículos comerciales con baja rotación generalmente tienen cavidades anchas y planas en el pistón, Fig. 1.5 a) y b), y los motores con un rango de velocidad grande tienden a operar con cavidades de pistón estrechas y profundas Fig. 1.5 c) y d). La carga termo mecánica del borde del tazón impone restricciones a estas medidas. Por esta razón el diseño de la cabeza del pistón debe verse junto con el diseño de la boquilla de inyección y el rango de velocidad del motor, Mollenhauer y Tschoeke [5].

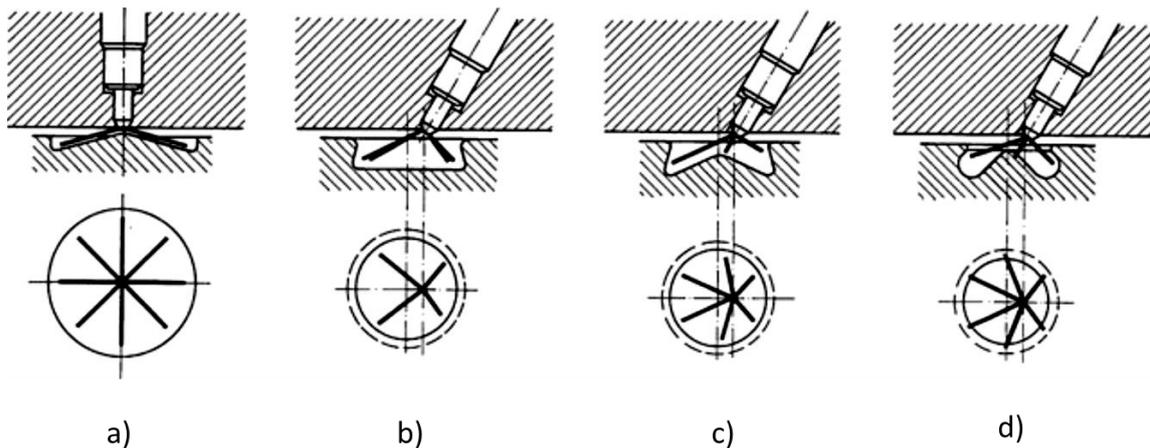


Fig. 1.5. Cámaras de combustión formadas por la cavidad del pistón en un motor diésel de inyección directa, Mollenhauer y Tschoeke [5].

1.4 Formación del chorro de combustible

La formación del chorro o spray de combustible inicia cuando el combustible líquido deja la boquilla del inyector, la inyección de combustible se da con una marcada diferencia de presión entre la línea de suministro de combustible y el interior del cilindro, actualmente la presión de inyección puede alcanzar hasta 2500 atm y en el momento de la inyección la cámara se encuentra a una presión de 50 a 100 atm y a una temperatura aproximada de 600 a 1000 K. El combustible ingresa a la cámara de combustión a una velocidad aproximada a los 200 a 500 m/s a través de uno o varios orificios con diámetro del orden de 0.12 a 1.5 mm.

La Fig. 1.6 muestra una representación del spray atomizado. El chorro al salir del inyector e ingresar en la cámara de combustión pasa a un estado turbulento y se propaga; el proceso de la formación de la mezcla se establece en el mismo momento en que el chorro de combustible penetra en el interior de la caliente y espesa atmosfera, debido a las condiciones de alta presión y temperatura, la superficie exterior del chorro se desintegra en pequeñas gotas de alrededor de 10 μm prácticamente al salir del inyector, esta desintegración se le denomina primer etapa de ruptura; la cavitación y la turbulencia son los mecanismos más importantes durante esta etapa [2,6]. La cavitación provoca que se formen pequeñas burbujas de vapor en los bordes de los orificios del inyector; fenómeno que depende fuertemente de la geometría del inyector, cuando las burbujas de cavitación salen de la tobera del inyector colapsan rápidamente debido a las condiciones de alta presión de la cámara, esto conduce a un incremento de la turbulencia y a un rápido desarrollo de la primer etapa de ruptura [2]. El chorro de combustible alcanza una longitud finita que da inicio a la segunda etapa de ruptura en la cual las gotas iniciales se vuelve a desintegrar en gotas de diferentes tamaños debido a las fuerzas aerodinámicas causadas por la velocidad relativa entre las gotas y el medio de la cámara de combustión, en esta segunda etapa las gotas puede colisionar y juntarse entre sí, Merker et al. [2].

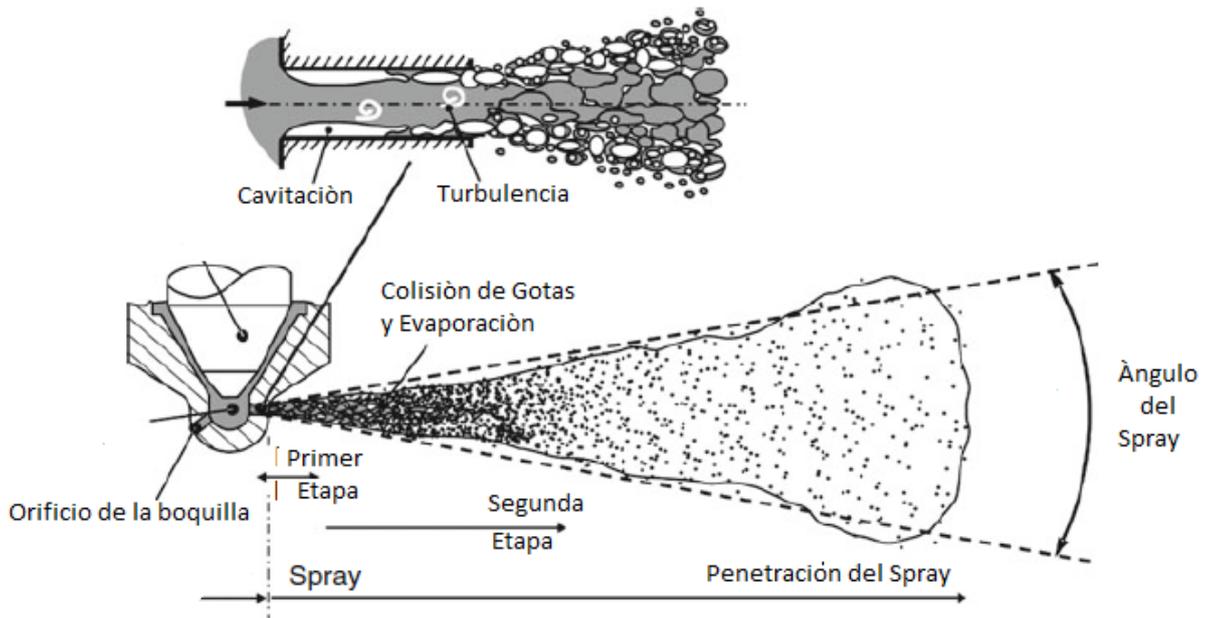


Fig. 1.6. Esquema del flujo interno de la boquilla del inyector y propagación del spray [2,7].

La mayor parte del combustible líquido se concentra cerca del eje del cono mientras que la parte exterior o superficial del chorro contienen más vapor y menos líquido de combustible; las velocidades de las gotas son máximas en el eje del cono y disminuyen en dirección radial debido a la interacción con el aire entrante. En la parte densa del chorro las gotas tienden a colisionar y juntarse, esto produce un cambio en la velocidad y tamaño de las gotas; algunas de ellas se separan en gotas más pequeñas debido a la colisión y otras se unen formando gotas más grandes, Baumgarten [7].

Conforme la inyección procede, el chorro penetra en la cámara y el combustible se mezcla con el aire del interior, debido al momento del combustible y conforme la etapa de inyección avanza, la masa de aire que ingresa en el chorro de combustible incrementa, como consecuencia el chorro diverge, su ancho aumenta y la velocidad disminuye, las gotas son calentadas como resultado de la transferencia de calor por convección y finalmente el combustible se evapora.

Los principales factores y variables de influencia en los fenómenos de desintegración y evaporación en la parte diluida del chorro de combustible son las condiciones de frontera, temperatura, densidad y flujo del aire, impuestas por la cámara de combustión, Baumgarten [7].

Solo una pequeña cantidad de combustible inyectado logra mezclarse homogéneamente con el aire durante el retraso de autoencendido, después de que se dio inicio el autoencendido esta cantidad se quema casi instantáneamente y posteriormente la formación de la mezcla y la combustión proceden simultáneamente pero a una menor tasa.

La longitud de penetración del spray es limitada por la distancia entre el inyector y la cabeza del pistón, cuando la inyección de presión es alta y la duración de

inyección es a carga completa el chorro del spray puede impactar la pared del cilindro formando una pequeña película líquida cuya influencia en las emisiones es negativa debido a que esta fina capa tiende a evaporarse más lentamente y no puede ser quemada completamente, Baumgarten [7].

1.4.1 Interacción del chorro de combustible con la pared

La interacción del chorro de combustible con las paredes depende de la longitud de penetración del spray y de la distancia entre la salida del inyector y las paredes; altas presiones de inyección, baja densidad y temperatura del aire aumentan la posibilidad de impacto de combustible con las paredes. El área de impacto obedece al tipo de sistema de suministro de combustible hacia la cámara de combustión, en el caso de la inyección directa el combustible generalmente impacta la pared del pistón y la cámara de combustión, sin embargo para el caso de motores a gasolina, el impacto del combustible se da en la válvula de admisión o bien en el sistema de inducción.

El impacto del chorro de combustible con la pared involucra dos procesos físicos: la interacción del combustible con la pared y la formación y desarrollo de una película de combustible en la pared; ambos procesos influyen en la eficiencia de la combustión y la formación de contaminantes.

Baumgarten [7] señala que dependiendo la temperatura y cantidad de combustible depositado en la pared, la interacción puede tener efectos negativos y positivos; en el caso de condiciones de arranque en frío, donde la pared está a baja temperatura, la formación de la película líquida en la pared provocaría un aumento en la cantidad de hidrocarburo no quemado y en la emisión de hollín como consecuencia de la baja evaporación del combustible de la película líquida, por el contrario, el aplastamiento de las gotas en la pared puede intensificar la desintegración de las gotas y aumentar la superficie del spray, además como se puede observar en la Fig. 1.7, la formación de vórtices de gas de gran escala en la pared puede promover la entrada de aire y mejorar la mezcla aire combustible; si la pared se encuentra a alta temperatura la evaporación se intensifica.



Fig. 1.7. Ilustración del impacto del cono de combustible y formación de la película en la pared, Baumgarten [7].

Finalmente un incremento en la presión de inyección eleva la penetración del spray en la pared en dirección tangencial y normal a la superficie promoviendo la entrada del aire en el spray, sin embargo un aumento en la presión de la cámara disminuye la penetración en la pared del chorro de combustible, similarmente, elevadas temperaturas de la pared provocan que disminuya la cantidad de combustible líquido impregnado en la pared e incentiva el rebote y reflexión de las gotas a causa de la capa de vapor formada entre la pared y las gotas.

1.5 Sistemas de inyección en el motor diésel

El objetivo principal del sistema de inyección es determinar, de acuerdo a la velocidad y carga del motor, la cantidad de combustible necesaria, inyectarla y atomizarla con la calidad suficiente, en el tiempo y tasa adecuada, para que se evapore en un corto tiempo y alcance la penetración del chorro de combustible requerida, con el fin de aprovechar la totalidad de la carga de aire contenida en la cámara de combustión.

El sistema de inyección de riel común consiste en un circuito de conductos y elementos mecánico eléctricos ilustrado en la Fig. 1.8. El combustible es extraído del tanque mediante una bomba de inyección de alta presión, pasa a través de un filtro y es conducido al riel principal, el cual básicamente es un colector de combustible; este colector es un tubo grueso que está conectado a cada inyector mediante pequeños conductos. El combustible es almacenado en este riel de alta presión y es entregado a cada inyector, la bomba de combustible permanece alimentando el riel mientras un sensor de presión modula la presión requerida en el riel liberando el flujo de masa de combustible excedente hacia el tanque de combustible mediante una válvula de control. El colector o riel es lo

suficientemente grande para no verse afectado por la presión de la inyección. La Fig. 1.9 ilustra la estructura de un inyector de combustible.

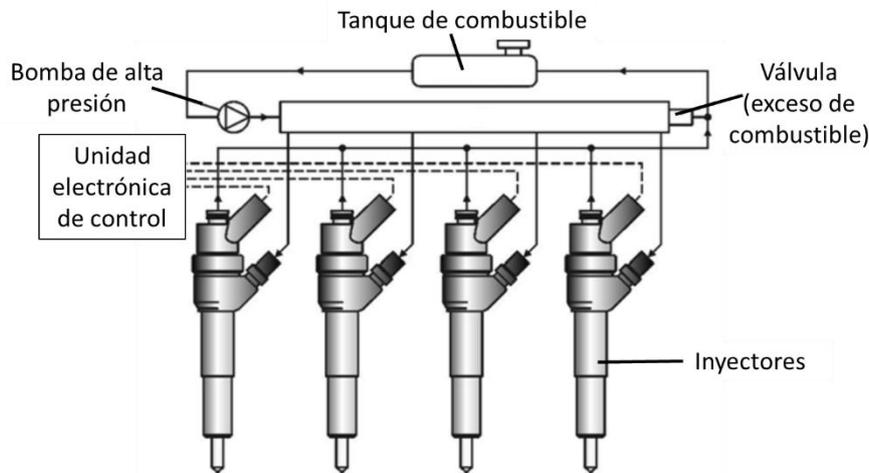


Fig. 1.8. Sistema de inyección de combustible riel común, Bosch [8].

En el sistema de inyección de riel común la presión de inyección no depende de la velocidad del motor; la presión generada y la fase de inyección no están relacionadas, es decir la sincronización y duración de la inyección es controlada por válvulas solenoides, como consecuencia la presión de inyección se puede llevar al nivel deseado, por lo tanto se pueden efectuar pre-inyecciones, con el objetivo de reducir el ruido y la emisión de óxidos de nitrógeno, inyecciones principales e inyecciones posteriores, para reducir las emisiones de hollín, con duración y temporización variable de acuerdo a las exigencias del punto de operación actual, Baumgarten [7].

Cuando el combustible, proveniente del riel principal, entra al inyector genera una fuerza hidráulica F_2 en el área circular del anillo de la barra de control, como se observa en la fig. 1.10. En un principio, cuando la válvula solenoide permanece cerrada, esta fuerza es menor a la suma de las fuerzas ejercidas por el resorte F_{res} y a la fuerza hidráulica generada por el combustible, que está a alta presión y que ingreso por el estrangulamiento de entrada a la parte superior de la barra de control, por lo tanto la aguja se mantiene cerrada. Cuando la válvula solenoide empieza a abrirse el exceso de combustible fluye de regreso hacia el tanque de combustible a través del estrangulamiento de salida debido a que es más grande que el estrangulamiento de entrada, en consecuencia se libera presión en la cámara de control, la fuerza F_2 es más grande que F_{res} y F_1 como resultado la aguja sube y se inyecta el combustible a la cámara de combustión.

El movimiento de la aguja es un proceso hidráulico controlado, la velocidad de apertura depende de la longitud del radio de los dos puntos de estrangulamiento. El proceso de cierre de la aguja se da cuando la válvula solenoide se cierra y se establece el estado inicial, F_2 vuelve a ser menor que F_{res} y F_1 juntas; la velocidad de cierre es determinada por el tamaño del punto de estrangulamiento.

Salida del exceso de combustible

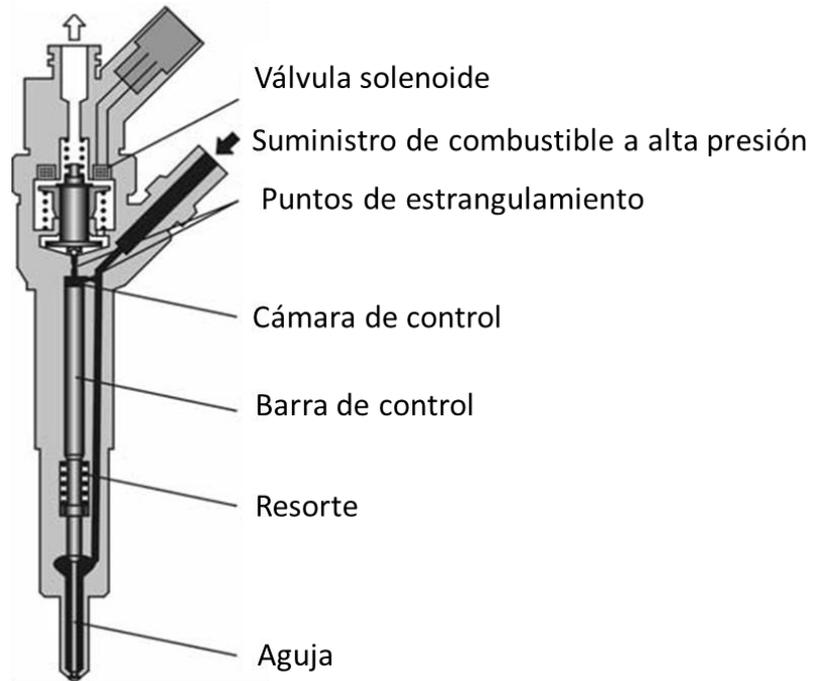


Fig. 1.9. Estructura de un inyector de combustible, Bosch [8].

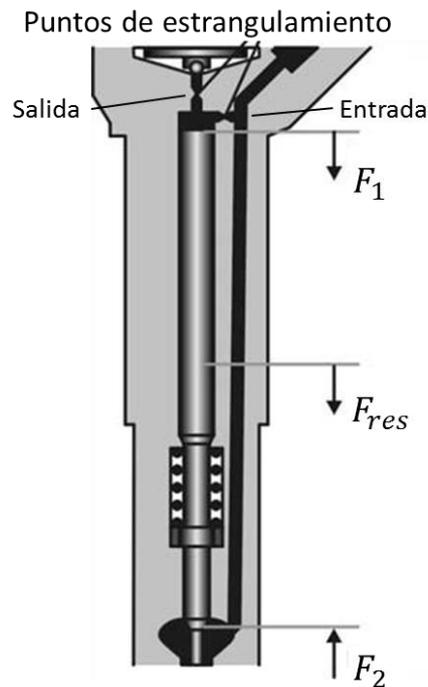


Fig. 1.10. Estructura de un inyector de combustible, Bosch [8].

Existe otro tipo de sistema de inyección el cual tanto la presión de inyección como el proceso de inyección ocurren sincronizada mente y son generadas por el movimiento de un árbol de levas que esta mecánicamente acoplado con el motor, es decir, la inyección depende directamente de la velocidad del motor. En este tipo de sistema de inyección se combina la bomba y el inyector en una unidad individual, cada unidad es destinada a cada cilindro y es accionada

mediante un árbol de levas vía un balancín, como se observa en la Fig. 1.11. La forma de la leva determina el movimiento del embolo y determina la generación de la presión como una función del ángulo del cigüeñal.

En este tipo de sistema, el proceso de inyección inicia cuando la válvula solenoide se abre, deja ingresar el combustible dentro del conducto principal del inyector. Debido al movimiento continuo de la leva, el embolo comprime el combustible desplazándolo a través del conducto de salida, cuando la válvula solenoide se cierra, se genera una fuerza hidráulica por la compresión y levanta la aguja, esto da inicio a la inyección de combustible hacia la cámara de combustión. El final de la inyección es determinado con la apertura nuevamente de la válvula solenoide y la liberación de presión en el conducto principal del inyector.

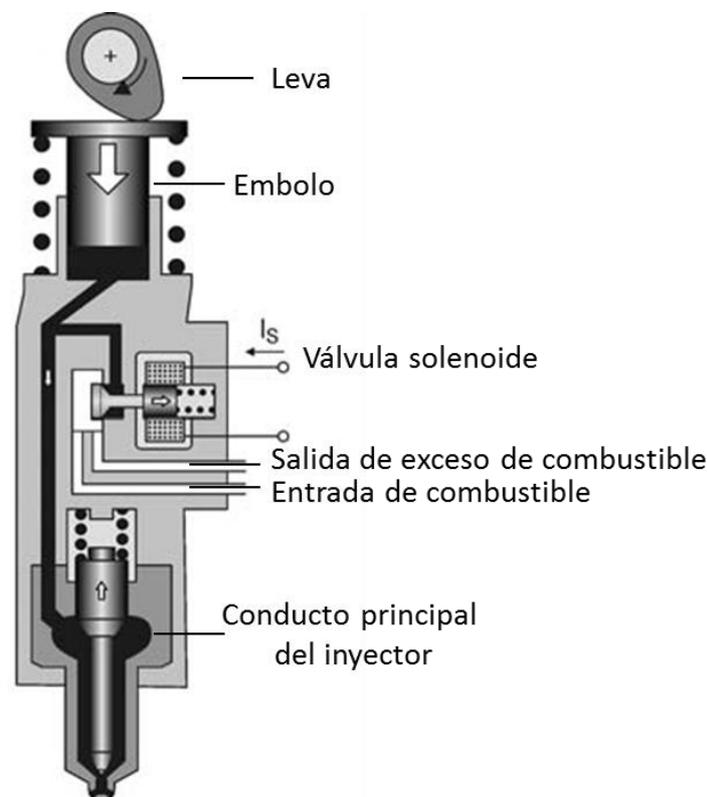


Fig. 1.11. Unidad de inyección para el sistema de inyección accionado por leva, Bosch [9].

1.6 Tipos de boquillas

Se pueden distinguir principalmente dos grupos de boquillas empleadas en los sistemas de inyección, las boquillas de orificio usadas en la inyección directa y las boquillas de perno comúnmente empleadas para los procesos de inyección indirecta o de cámara dividida.

Como se puede observar en la Fig. 1.12, el primer grupo de boquillas se divide en dos tipos de diseño, el primero, las boquillas de orificio de asiento, también

llamadas boquillas VCO (Valve Cover Orifice), y las boquillas de orificio ciego o boquillas SAC (Area Around Pintel Tip).

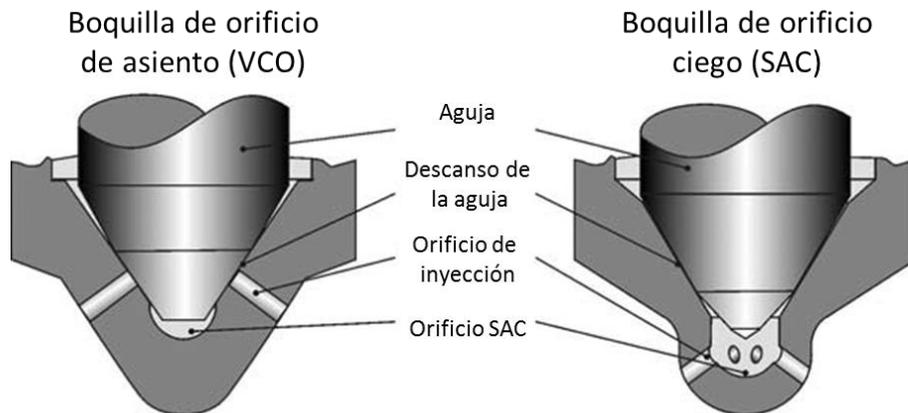


Fig. 1.12. Boquillas de orificio, Baumgarten [7].

En las boquillas de orificio de asiento la aguja del inyector cubre directamente los orificios de la boquilla, esto permite un mejor sellado a la hora de promover el flujo de combustible a través de los orificios, por lo tanto la posibilidad de que exista combustible residual es prácticamente nula, sin embargo la construcción de este tipo de boquillas exige que el eje de la aguja permanezca colineal al eje de la boquilla en todo momento, de no ser así, se genera una excentricidad que puede provocar una asimetría en el chorro de salida.

Las boquillas de orificio ciego, Fig. 1.12, dejan un pequeño volumen por debajo del asiento de la aguja, este volumen permite que la inyección sea más uniforme y estable, además la influencia de cualquier excentricidad de la aguja no afecta el patrón del chorro de combustible. El volumen debe ser el menor posible ya que durante el final de la inyección cabe la posibilidad de que permanezca combustible residual, ingrese a la cámara de combustión, no se disperse adecuadamente y provoque la aparición de emisiones de hollín.

Finalmente las boquillas de perno, ilustradas en la Fig. 1.13, tiene una extensión o protuberancia que atraviesa el orificio de la boquilla, esta configuración provoca que el fluido pase a través del orificio rodeando la superficie de la protuberancia generando un chorro hueco de combustible en forma de cono [10]. Estos sistemas se utilizan exclusivamente en los procesos de inyección indirecta o pre-cámara, debido a que son adecuados para inyecciones de baja presión.

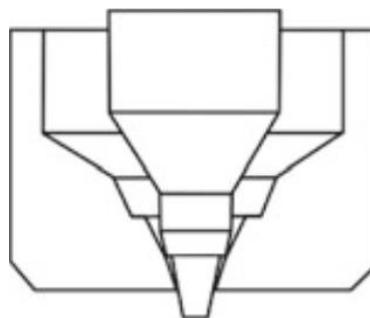


Fig. 1.13 Boquilla de perno, Merker et al. [2].

CAPÍTULO 2

REVISIÓN DEL ARTE: MODELADO FENOMENOLÓGICO DE LA COMBUSTIÓN EN MOTORES DE ENCENDIDO POR COMPRESIÓN

2.1 Modelos matemáticos

La simulación numérica y el uso de modelos y expresiones matemáticas ha permitido explorar, simular y obtener datos de fenómenos y eventos involucrados en el proceso de combustión de un motor que, experimentalmente, serían prácticamente imposible. Los modelos computacionales que tratan de explicar la combustión constituyen una herramienta práctica y de bajo costo para estudiar y obtener un conocimiento detallado de múltiples casos de estudio de un o diversos fenómenos relacionados a la combustión.

Numerosos autores han clasificado los modelos de acuerdo al enfoque, planteamiento y alcance sobre el cual están construidos y, esencialmente, de acuerdo a su complejidad matemática, uno de ellos, Bracco [11], define tres tipos de modelos:

1. Modelos cero dimensionales
2. Modelos cuasi-dimensionales
3. Modelos multidimensionales

Los modelos cero dimensionales también llamados modelos termodinámicos, son modelos matemáticos simples que estudian el proceso de combustión de manera general, se construyen con base en la primera ley de la termodinámica y están constituidos por expresiones empíricas y ecuaciones diferenciales ordinarias. Algunos ejemplos de estos modelos se puede observar en los trabajos realizados por Descieux [12] y Sakhrieh et al. [13], donde efectúan un balance termodinámico básico para obtener la expresión que describe la presión dentro de la cámara de combustión y acoplan diversos sub modelos para resolver el sistema. Los modelos más comunes son la función de Vibe [14] para simular la liberación de calor y la ecuación de Woschni [15] para el coeficiente de la transferencia de calor. Mediante el uso de este modelo se pueden obtener las curvas de presión, temperatura, liberación de calor debido al combustible y la transferencia de calor a través de las paredes de la cámara de combustión, entre otras variables.

Los modelos cuasi-dimensionales o fenomenológicos, estudian el proceso de combustión de manera similar que los modelos cero-dimensionales, la diferencia radica en la incorporación de modelos matemáticos que tiene la capacidad de describir fenómenos específicos dentro del proceso de combustión, de allí el nombre de modelos fenomenológicos. Estos modelos se construyen por medio de expresiones matemáticas que están en función de parámetros geométricos del motor o bien del sistema de inyección, tiene la virtud de observar variables físicas y químicas relacionadas al proceso de atomización, mezclado y evaporación del combustible, por lo tanto el uso de estos modelos permiten

estimar la emisión de contaminantes. Los modelos cuasi-dimensionales se pueden dividir a su vez en modelos de una zona, dos zonas o múltiples zonas, dependiendo la complejidad del modelo, la cámara de combustión se secciona en varias zonas cada una con distinta composición y temperatura.

Por último, los modelos multidimensionales también denominados modelos CFD, debido a que se basan en la dinámica de fluidos computacional (CFD); son modelos numéricos complejos, cuya estructura matemática está compuesta por ecuaciones diferenciales parciales. Dividen el dominio de estudio en múltiples dimensiones y para cada una de ellas se resuelven las ecuaciones de continuidad de masa y conservación de momento y energía; emplean sub-modelos detallados y tienen la cualidad de simular fenómenos fluido dinámicos y de turbulencia dentro de la cámara de combustión, por esta razón exigen elevados recursos computacionales y tiempo de cómputo. La Fig. 2.1 muestra una comparación de los tres modelos descritos anteriormente, de acuerdo al tiempo de cómputo y complejidad.

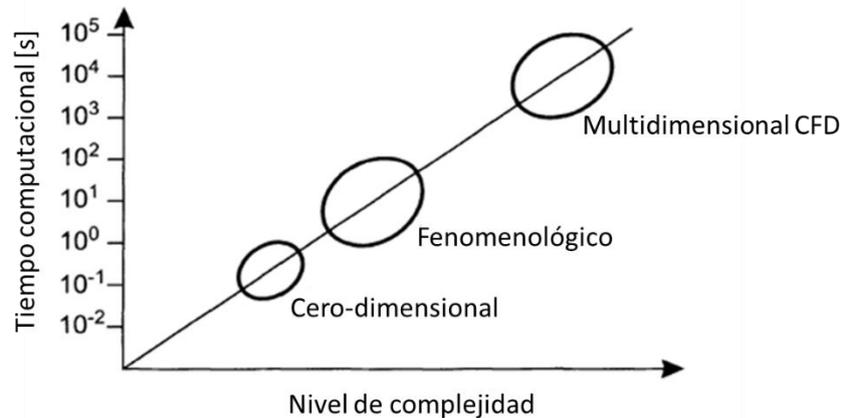


Fig. 2.1. Profundidad y tiempo de cómputo aproximado para los tres tipos de modelos de combustión, Stiesch [16].

El uso de un modelo o la combinación de ellos dependerán del nivel de sofisticación, fidelidad, precisión y recursos computacionales que requiera nuestro caso de estudio; para casos de estudio donde se pretenda estudiar de manera global o cuantitativa el fenómeno de combustión, los modelos cero dimensionales aportaran resultados más que aceptables; para análisis específicos cuyo objeto de estudio sean procesos concretos o fenómenos complejos, los modelos cuasi y multidimensionales son los más aptos.

Se puede obtener más información sobre los trabajos realizados en el campo de simulación numérica analizando los trabajos de Kumar et al. [17] y Garcia et al. [1].

2.2 Modelado fenomenológico

Los modelos fenomenológicos, como se mencionó en la sección anterior, representan un enfoque intermedio en el modelado computacional, hasta cierto punto pueden ofrecer la precisión y confiabilidad que proporcionan los modelos multidimensionales pero con una menor complejidad matemática y con menor recursos y tiempo de computo. La mayor ventaja de los modelos fenomenológicos sobre los modelos multidimensionales CFD radica esencialmente en el enfoque simplificado y sub-modelos no tan detallados que los componen, como resultado la estructura matemática sobre la cual están contruidos se rige por ecuaciones diferenciales ordinarias, a diferencia de las ecuaciones diferencias parciales encontradas en los modelos CFD. Aunado a las múltiples ventajas que poseen estos modelos la principal limitación se encuentra en la incapacidad de describir fenómenos de flujo turbulento en la cámara de combustión y no tomar en cuenta variaciones espaciales o cambio geométricos, Stiesch [16].

Un punto importante, relacionado a la realización del presente trabajo, es que de los tres tipos de modelos, los modelos fenomenológicos son los más prácticos para estudiar la combustión en el motor diésel de encendido por compresión. De acuerdo a Stiesch [16] los modelos fenomenológicos son modelos muy adecuados para modelar la combustión en un motor diésel, debido a que el proceso de inyección en los motores diésel es determinante en la formación de la mezcla y transcurso posterior de la combustión, por lo tanto la combustión se controla por medio de fenómenos de mezcla y difusión, a diferencia de los motores de encendido por chispa, donde la carga se encuentra mezclada de manera homogénea en el momento del encendido, la combustión se controla mediante la propagación de un frente de llama, esta propagación está fuertemente afectada por fenómenos de turbulencia, por lo tanto es difícil de describir con modelos fenomenológicos.

De los numerosos trabajos encontrados en la literatura, relacionados estrictamente al modelado fenomenológico de la combustión en motores de encendido por compresión, se puede observar que los métodos para modelar el proceso de combustión emplean un enfoque termodinámico similar. Este enfoque se basa en dividir la cámara de combustión en dos o más zonas principales, una zona para la masa de aire y otras para el chorro de combustible; para cada zona se plantean las ecuaciones de conservación de masa y energía, y para los fenómenos de liberación de calor, transferencia de calor a través de las paredes del cilindro, proceso de inyección de combustible, generación del chorro de combustible, atomización, evaporación y proceso de mezclado, se emplean expresiones empíricas, semi empíricas o sub modelos desarrollados por diversos autores.

Dentro de la literatura se pueden distinguir modelos que han sido pioneros y sobre los cuales los modelos actuales se siguen construyendo. Hiroyasu et al. [18], fue de los primeros trabajos en desarrollar un modelo de combustión completo que predice el rendimiento, la eficiencia y las emisiones contaminantes

del motor. El análisis llevado a cabo por estos autores consistió en desarrollar dos modelos; un modelo para la tasa de liberación de calor y otra para las emisiones de NO_x y hollín. Se consideró al chorro de combustible como un conjunto de pequeños empaques con la misma masa de combustible pero cada uno con un diferente diámetro de gotas y a su vez cada empaque con una composición líquida, de vapor de combustible y de aire. Se tomaron en cuenta los efectos de la entrada y giro del aire en el chorro de combustible y el impacto con la pared del pistón. La tasa de liberación de calor se determinó sumando la contribución de cada empaque en el chorro de combustible, como consecuencia la temperatura promedio de la cámara de combustión se predijo y las emisiones contaminantes se estimaron. Algunos trabajos basados en este modelo se pueden encontrar en Payri et al. [19], y Yong y Kang [20].

Otro de los primeros trabajos relacionados al fenómeno de liberación de calor fue el de Austen y Lyn [21], el cual analiza detalladamente el comportamiento de la curva de liberación de calor bajo distintas condiciones de operación, con base en ellas propone básicamente dos posibles expresiones matemáticas para describir la tasa de calor liberado, dichas expresiones se ajustan aceptablemente en la fase de difusión rápida sin embargo son incapaces de describir la fase de difusión lenta.

Un enfoque que se distingue de la concepción propuesta por Hiroyasu et al. [18], es el estudio del chorro de combustible basado en la teoría de chorro de gas libre. Este modelo, denominado modelo de Cummins, Stiesch [16], considera al spray como un chorro de combustible cuasi estacionario que penetra en un medio gaseoso, el chorro de combustible posee una composición de vapor rica en el eje central del chorro y en la periferia una concentración pobre, el aire que entra al chorro de combustible es el factor principal que determina la tasa de liberación de calor. Básicamente el modelo de Cummins es un enfoque idealizado no válido cuando el chorro de combustible presenta perturbaciones en el caso cuando el chorro impacta la pared del cilindro.

Para mayor información sobre el modelado no solo fenomenológico, cero y multidimensional, en el motor de encendido por compresión y, específicamente, enfocado en el modelado del chorro de combustible, Stiesch [16] presenta un trabajo detallado sobre este tema.

CAPÍTULO 3

PLANTEAMIENTO DEL MODELO FENOMENOLOGICO

3.1 Análisis termodinámico

Como se mencionó en las secciones anteriores, dentro de la literatura existen numerosos trabajos relacionados al modelado fenomenológico de la combustión en motores diésel, sin embargo pocos están basados en las características de la inyección del combustible. Dichos modelos requieren de una gran cantidad de relaciones empíricas, parámetros y constantes específicas de cada motor, que son necesarias conocer para calibrar y adecuar el modelo a los datos experimentales, dificultando la solución y valides del modelo.

La base y estructura del modelo implementado en el presente trabajo se basa en los trabajos realizados por Lejda y Woś [22], y Rajkumar et al. [23]. Estos modelos tienen la característica de tener un enfoque con un planteamiento termodinámico pero están construidos sobre un conjunto de expresiones matemáticas o sub modelos relacionados entre sí, los cuales, describen cada uno de los fenómenos más determinantes en el proceso de combustión. Este enfoque permite analizar el proceso de combustión como un conjunto de fenómenos ligados entre sí. El conjunto de sub modelos matemáticos representa un sistema de ecuaciones diferenciales acopladas, cuya solución permite observar la influencia de parámetros ligados a la condición de operación del motor, a la geometría de la cámara de combustión y al sistema de inyección de combustible directamente en cada uno de los fenómenos que se llevan a cabo durante el proceso de la combustión, además de la relación entre ellos. Los modelos estudiados, operacionalmente y matemáticamente, poseen una complejidad matemática moderada debido a que los fenómenos tomados en cuenta se modelan en gran parte mediante ecuaciones empíricas y diferenciales de primer orden con derivadas respecto al tiempo, sin embargo necesitan un número considerable de parámetros y constantes para calibrar el modelo.

El modelo fenomenológico de Lejda y Woś [22], y Rajkumar et al. [23] consiste en segmentar la cámara de combustión en dos zonas, Fig. 3.1, donde la primera zona está destinada a la carga de aire y la segunda zona al chorro de combustible. Durante la etapa de admisión y parte de la compresión, solo existe la zona 1, debido a que solo hay aire dentro de la cámara de combustión, momentos antes de llegar al punto muerto superior inicia la inyección de combustible formando el volumen del chorro de combustible y la zona 2. Durante el periodo de inyección la masa de aire de la zona 1 ingresa a la zona del chorro de combustible, el combustible empieza a evaporarse y después de un periodo de retraso el combustible se auto enciende e inicie la combustión y liberación de calor, durante la etapa de post inyección la masa de aire sigue entrando al spray a una menor tasa menor y los procesos de mezclado, evaporación y combustión ocurren simultáneamente.

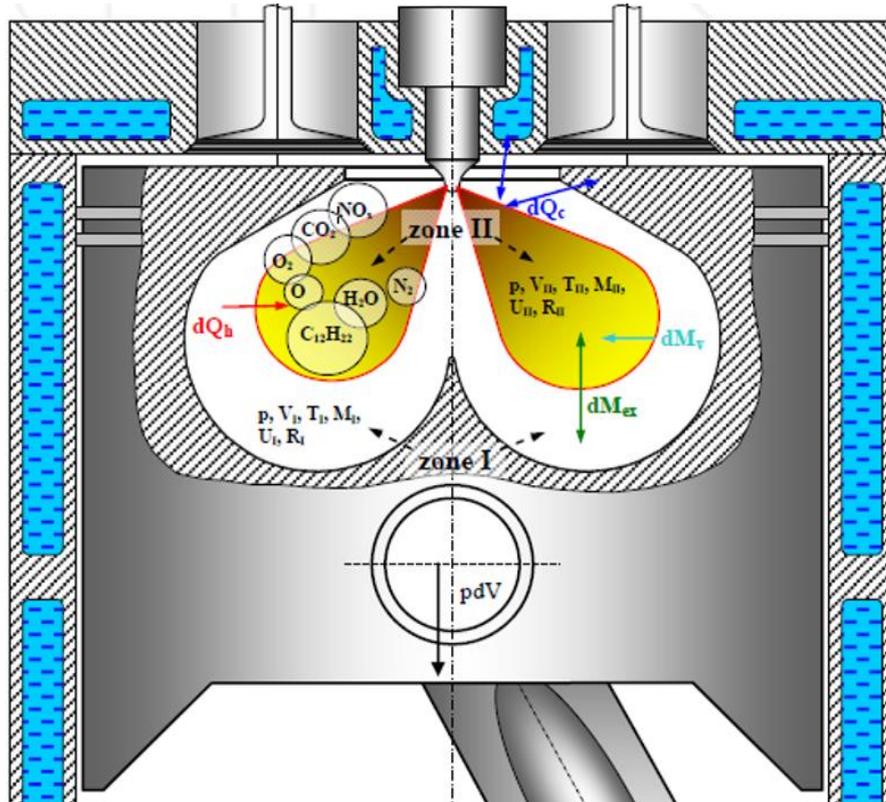


Fig. 3.1 Esquema de la cámara de combustión de un motor Diésel de inyección directa, Woś [24].

La construcción del modelo parte de la primera ley de la termodinámica para un sistema abierto aplicada a cada zona, Ecs. (3.1-3.2):

$$\frac{dU_1}{d\varphi} = \frac{\partial Q_1}{d\varphi} - P \frac{dV_1}{d\varphi} + \frac{dH_1}{d\varphi} \quad (3.1)$$

$$\frac{dU_2}{d\varphi} = \frac{\partial Q_2}{d\varphi} - P \frac{dV_2}{d\varphi} + \frac{dH_2}{d\varphi} \quad (3.2)$$

Al efectuar un balance de masa entre las zonas, se deduce que el cambio de la masa de la zona 1 es igual a la tasa de masa de aire que sale de la zona 1 e ingresa a la zona 2 del chorro de combustible, Ec. (3.3). De manera similar, el cambio de la masa de la zona 2 es igual a la tasa de combustible inyectado más la tasa de masa de aire proveniente de la zona 1, Ec. (3.4).

$$\frac{dM_1}{d\varphi} = -\frac{dM_{a,e}}{d\varphi} \quad (3.3)$$

$$\frac{dM_2}{d\varphi} = \frac{dM_{inj}}{d\varphi} + \frac{dM_{a,e}}{d\varphi} \quad (3.4)$$

Debido a que no hay reacción en la zona 1, el flujo de calor de esta zona solo es igual al flujo de calor que atraviesa las paredes de la cámara de combustión, Ec. (3.5). La tasa de liberación de calor se considera que se libera en la zona 2, por lo tanto el cambio del calor de la zona 2 es igual al calor liberado por la combustión del combustible menos el flujo de calor desperdiciado a través de las paredes del cilindro menos el calor empleado en el proceso de evaporación del combustible, Ec. (3.6).

$$\frac{\partial Q_1}{d\varphi} = -\frac{\partial Q_{C1}}{d\varphi} \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial Q_2}{d\varphi} = \frac{\partial Q_h}{d\varphi} - \frac{\partial Q_{C2}}{d\varphi} - \frac{\partial Q_v}{d\varphi} \quad (3.6)$$

Como último balance, el flujo de entalpía de la zona 1 es igual al flujo de entalpía asociado a la masa de aire que ingresa en el chorro de combustible, Ec. (3.7), y la tasa de entalpía de la zona 2 es igual a la entalpía asociada a la masa de combustible inyectada más la entalpía de la masa de aire proveniente de la zona 1, Ec. (3.8).

$$\frac{dH_1}{d\varphi} = -h_{a,e} \cdot \frac{dM_{a,e}}{d\varphi} \quad (3.7)$$

$$\frac{dH_2}{d\varphi} = h_f \cdot \frac{dM_{inj}}{d\varphi} + h_{a,e} \cdot \frac{dM_{a,e}}{d\varphi} \quad (3.8)$$

Considerando como gas ideal a cada zona, la energía interna total de un sistema se puede expresar mediante la Ec. (3.9).

$$\frac{dU}{d\varphi} = \frac{d(M \cdot u(T))}{d\varphi} = \frac{d(M \cdot C_v T)}{d\varphi} = M \cdot C_v \frac{dT}{d\varphi} + C_v T \frac{dM}{d\varphi} \quad (3.9)$$

Sustituyendo las Ecs. (3.3), (3.5), (3.7) y (3.9) en la Ec. (3.1) de la primera zona se obtiene la Ec. (3.10).

$$M_1 C_{v1} \frac{dT_1}{d\varphi} + C_{v1} T_1 \frac{dM_1}{d\varphi} = -\frac{\partial Q_{C1}}{d\varphi} - P \frac{dV_1}{d\varphi} - h_{a,e} \cdot \frac{dM_{a,e}}{d\varphi} \quad (3.10)$$

Realizando un procedimiento similar a la primer zona, sustituyendo las expresiones (3.4), (3.6), (3.8) y (3.9) en la Ec. (3.2), se logra obtener la Ec. (3.11).

$$\begin{aligned}
M_2 C_{v2} \frac{dT_2}{d\varphi} + C_{v2} T_2 \frac{dM_2}{d\varphi} &= \frac{\partial Q_h}{d\varphi} - \frac{\partial Q_{C2}}{d\varphi} - \frac{\partial Q_v}{d\varphi} - P \frac{dV_2}{d\varphi} + h_f \cdot \frac{dM_{inj}}{d\varphi} \\
&+ h_{a,e} \frac{dM_{a,e}}{d\varphi}
\end{aligned} \quad (3.11)$$

Despejando la derivada de la temperatura de la Ec. (3.10) y (3.11) se obtienen las Ecs. (3.12) y (3.13), respectivamente.

$$\frac{dT_1}{d\varphi} = \frac{\left[-\frac{\partial Q_{C1}}{d\varphi} - P \frac{dV_1}{d\varphi} - h_{a,e} \cdot \frac{dM_{a,e}}{d\varphi} - C_{v1} T_1 \frac{dM_1}{d\varphi} \right]}{M_1 C_{v1}} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned}
\frac{dT_2}{d\varphi} = \left[\frac{\partial Q_h}{d\varphi} - \frac{\partial Q_{C2}}{d\varphi} - \frac{\partial Q_v}{d\varphi} - P \frac{dV_2}{d\varphi} + h_f \cdot \frac{dM_{inj}}{d\varphi} + h_{a,e} \frac{dM_{a,e}}{d\varphi} \right. \\
\left. - C_{v2} T_2 \frac{dM_2}{d\varphi} \right] / M_2 C_{v2}
\end{aligned} \quad (3.13)$$

Para obtener la presión en la cámara de combustión, se considera que la presión es la misma presión de las dos zonas. Si definimos la ecuación de estado para la zona 1 se obtiene la Ec. (3.14).

$$\begin{aligned}
PV_1 &= M_1 R_1 T_1 \\
P &= \frac{M_1 R_1 T_1}{V_1}
\end{aligned} \quad (3.14)$$

Derivando la presión respecto del ángulo del cigüeñal se obtiene la Ec. (3.15)

$$\frac{dP}{d\varphi} = \frac{\left[\frac{dM_1}{d\varphi} R_1 T_1 + M_1 R_1 \frac{dT_1}{d\varphi} - P \frac{dV_1}{d\varphi} \right]}{V_1} \quad (3.15)$$

Aplicando la ecuación de estado a la zona 2, se obtiene la Ec. (3.16)

$$\begin{aligned}
PV_2 &= M_2 R_2 T_2 \\
P &= \frac{M_2 R_2 T_2}{V_2}
\end{aligned} \quad (3.16)$$

Derivando la presión respecto del ángulo del cigüeñal, se deduce la Ec. (3.17).

$$\frac{dP}{d\phi} = \frac{\left[\frac{dM_2}{d\phi} R_2 T_2 + M_2 R_2 \frac{dT_2}{d\phi} - P \frac{dV_2}{d\phi} \right]}{V_2} \quad (3.17)$$

Las ecuaciones (3.14) y (3.15) son útiles durante la primera etapa del proceso de combustión, la cual comprende la compresión, inicio y parte del proceso de inyección. Las Ecs. (3.16) y (3.17) son empleadas para determinar la presión a partir del inicio de la combustión.

Finalmente en todo momento se debe cumplir que la masa de la zona 1 es igual a la masa de carga de aire menos la masa que ingresa al chorro de combustible, Ec. (3.18).

$$M_1 = M_{ch} - M_{a,e} \quad (3.18)$$

De igual manera se debe cumplir que la masa de la zona 2 es igual a la masa de combustible inyectado más la masa de aire entrante, Ec. (3.19).

$$M_2 = M_{inj} + M_{a,e} \quad (3.19)$$

A su vez la masa de combustible inyectada es igual a la masa de combustible líquido disponible más la masa de combustible evaporado, Ec. (3.20).

$$M_{inj} = M_{fl} + M_v \quad (3.20)$$

3.2 Modelo de inyección de combustible

El modelado del proceso de inyección del combustible dentro de la cámara de combustión es uno de los fenómenos más complicados de simular debido al hecho que para obtener una completa descripción del proceso de inyección se necesitan modelos matemáticos complejos que describan la distribución espacial del chorro de combustible, esto a su vez implica un mayor consumo de recursos computacionales.

Los modelos para simular el proceso de inyección del combustible se pueden simplificar englobando los fenómenos que son muy específicos en parámetros físicos y químicos o funciones que describen a los fenómenos más determinantes en el proceso de inyección. Dentro de la literatura consultada, uno de los modelos que presenta un enfoque distinto a los modelos convencionales es el modelo desarrollado por Lejda y Woś [22] para el proceso de inyección. Este modelo, a pesar de las simplificaciones realizadas por los autores, logra representar de manera precisa la formación del chorro de combustible. El modelo esencialmente caracteriza el volumen y forma del chorro de combustible, al salir de la boquilla del inyector, mediante una geometría cónica de ángulo constante mostrada en la Fig. 3.2, donde se asume que esta geometría representa el volumen de la mezcla aire combustible y que la distribución de la densidad en el chorro es la misma en cualquier dirección.

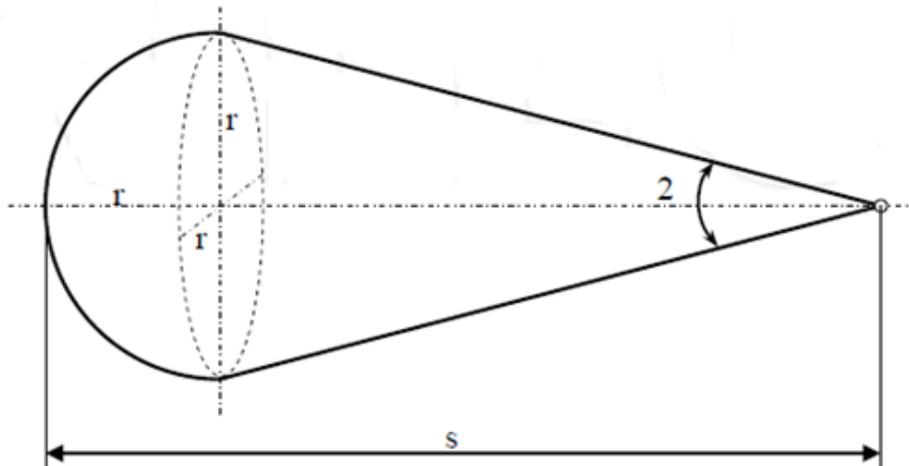


Fig. 3.2 Geometría del spray, Woó [24].

Con base en la Fig. 3.2, se observa que los principales parámetros del modelo son la longitud de penetración del chorro de combustible dentro de la cámara de combustión (s) y el ángulo del cono (α); estos parámetros permiten calcular el volumen del chorro de combustible generado por el inyector durante la duración de inyección mediante la Ec. (3.21).

$$V_2(\varphi) = i \cdot \frac{1}{3} \pi \cdot s(\varphi)^3 \cdot \left[\frac{1}{(\text{ctg}\alpha + 1)^2} + \frac{1}{(\text{ctg}\alpha + 1)^3} \right] \quad (3.21)$$

El cambio instantáneo del volumen del chorro, Ec. (3.22), se obtiene derivando la Ec. (3.21) respecto del ángulo del cigüeñal; donde el cambio del volumen solo depende del incremento de la longitud de penetración $ds/d\varphi$.

$$\frac{dV_2(\varphi)}{d\varphi} = i \cdot \frac{1}{3} \pi \cdot s(\varphi)^2 \cdot \left[\frac{1}{(\text{ctg}\alpha + 1)^2} + \frac{1}{(\text{ctg}\alpha + 1)^3} \right] \cdot \frac{ds}{d\varphi} \quad (3.22)$$

Dado que el cambio instantáneo de la longitud de penetración es, a su vez, la velocidad de penetración del chorro de combustible, la Ec. (3.22) se puede reescribir como la Ec. (3.23).

$$\frac{dV_2(\varphi)}{d\varphi} = i \cdot \frac{1}{3} \pi \cdot s(\varphi)^2 \cdot \left[\frac{1}{(\text{ctg}\alpha + 1)^2} + \frac{1}{(\text{ctg}\alpha + 1)^3} \right] \cdot v_s(\varphi) \quad (3.23)$$

Los términos empleados en las expresiones anteriores son:

$V_2(\varphi)$	Volumen de la zona de combustión [m ³]
$dV_2(\varphi)$	Cambio total del volumen de la zona de combustión [m ³]
i	Número de orificios del atomizador [-]
s	Longitud de penetración del chorro de combustible [m]

v_s	Velocidad de penetración del chorro de combustible [m/s]
α	Un medio del ángulo de penetración del chorro [rad]
φ	Posición angular del cigüeñal [grados]

La relación de la longitud y velocidad de penetración del chorro está dada por la Ec. (3.24) y (3.25), respectivamente, proporcionada por Orzechowki y Prywer [25].

$$s(\varphi) = \left[\frac{d_r w_0}{\sqrt{2} a_u} \frac{\varphi - \varphi_{inj}}{6n} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot v_s(\varphi) \quad (3.24)$$

$$v_s(\varphi) = \frac{d_r w_0}{2\sqrt{2} a_u} \frac{1}{s(\varphi)} \quad (3.25)$$

Donde la Ec. (3.26) describe el factor de turbulencia de la corriente libre como una función de los números adimensionales de Weber, Laplace y de la relación de densidades del aire y combustible.

$$a_u = C_1 \cdot W_e^k \cdot L_p^l \cdot M^m \quad (3.26)$$

El ángulo del chorro de combustible Ec. (3.27), es una función de parámetros conocidos como la densidad de combustible y aire, viscosidad absoluta, tensión superficial, velocidad de salida del inyector, diámetro de los orificios del pulverizador y el tiempo, Lejda y Woś [22]. En la Tabla 3.1 se presentan los valores experimentales de las constantes involucradas.

$$\alpha = \arctg[C_1 \cdot W_e^k \cdot L_p^l \cdot M^m] \quad (3.27)$$

Tabla 3.1 – Valores experimentales de las constantes para las Ecs. (3.26) y (3.27), Orzechowki y Prywer [25].

Coeficientes para la Ec. (3.26)		Coeficientes para la Ec. (3.27)	
High backpressure	Low backpressure	High backpressure	Low backpressure
M=0.0095-0.028	M=0.0014-0.0095	M=0.0095-0.028	M=0.0014-0.0095
C=2.72	C=0.202	C=0.0089	C=0.0028
k=-0.21	k=-0.21	k=0.32	k=0.32
l=0.16	l=0.16	l=0.07	l=0.07
m=1	m=0.45	m=0.5	m=0.26

Y los números adimensionales están expresados mediante las Ecs. (3.38), (3.29) y (3.30).

$$W_e = \frac{\rho_f \omega^2 d_r}{\sigma_f} \quad (3.38)$$

$$L_p = \frac{\rho_f \sigma_f d_r}{\eta_f^2} \quad (3.39)$$

$$M = \frac{\rho_g}{\rho_f} \quad (3.40)$$

Donde los términos empleados representan:

W_e	Número de Weber [-]
L_p	Número de Laplace [-]
M	Relación de densidades [-]
ρ_f	Densidad del combustible [kg/ m ³]
ρ_g	Densidad del aire [kg/ m ³]
ω	Velocidad relativa de las gotas de combustible dentro del chorro [m/s]
d_r	Diámetro del atomizador [m]
σ_f	Tensión superficial [N/m]
η_f	Viscosidad del combustible [kg/ m ³]

3.3 Modelo de evaporación de combustible

El momento que adquiere el chorro de combustible al salir de la boquilla del inyector provoca que el aire de la cámara de combustión ingrese en el chorro de combustible, las gotas que se forman cuando el chorro es atomizado son calentadas como resultado de la transferencia de calor debido a las altas temperaturas del aire y de las paredes de la cámara, este calentamiento provoca que el proceso de evaporación del combustible inicie.

De acuerdo a Merker et al. [2], además de las condiciones de presión, temperatura y de las propiedades físicas dentro de la cámara de combustión, la tasa de evaporación de combustible es determinada por el tamaño de la superficie de las gotas formadas, por los procesos de fragmentación del combustible así como la cantidad de aire que ingresa en el chorro de combustible; dichos procesos de fragmentación se dan cuando el combustible se divide en pequeñas gotas (ruptura primaria del chorro de combustible) y a partir de una longitud de penetración las gotas se vuelven a fragmentar en gotas de diversos tamaños, ruptura secundaria del chorro de combustible.. El proceso de evaporación inicia justo después del comienzo de la inyección de combustible.

La temperatura dentro de la cámara de combustión es el parámetro más importante entre todos los factores involucrados en el proceso de evaporación Lejda y Woś [22].

Al igual que el volumen del chorro de combustible, Lejda y Woś [22] proponen un modelo para describir la tasa de evaporación de combustible. Este sub modelo parte de La Ec. (3.41) la cual permite calcular el flujo de masa de vapor de una gota de combustible considerando que se evaporo completamente.

$$\dot{m}_v = \frac{\pi \cdot K \cdot d_0 \cdot \rho_f}{6} \quad (3.41)$$

El número de gotas con diámetro de Sauter es expresado mediante la Ec. (3.42).

$$x = \frac{6 \cdot V_f}{\pi \cdot d_{3,2}^2} \quad (3.42)$$

Donde:

\dot{m}_v	Flujo de masa de vapor generado por la evaporación de una gota de diámetro inicial d_0 [g/s]
ρ_f	Densidad del combustible [g/ mm ³]
x	Número de gotas de diámetro de Sauter $d_{3,2}$ dentro del chorro de combustible [-]
V_f	Volumen del combustible inyectado y atomizado [mm ³]

El flujo de masa proveniente de todo el chorro de combustible depende de la distribución del tamaño de gotas. Ante la imposibilidad de describir exactamente el tamaño de las gotas en el chorro de combustible es necesario efectuar un promedio tomando en cuenta el diámetro principal de gota y el número de gotas de acuerdo al volumen de combustible inyectado disponible, por lo tanto el flujo de masa total es expresado mediante la Ec. (3.43).

$$\dot{M}_v = \dot{m}'_v \cdot x = \frac{\pi \cdot p_1 K \cdot d_{3,2} \cdot \rho_f}{6} \cdot \frac{6 \cdot V_f}{\pi \cdot d_{3,2}^2} = \frac{p_1 K \cdot \rho_f \cdot V_f}{d_{3,2}^2} \quad (3.43)$$

Donde los términos empleados son:

\dot{M}_v	Flujo de masa de vapor de combustible [g/s]
\dot{m}'_v	Flujo de masa de vapor de combustible que viene de la evaporación de un gota localizada en una nube de gotas "[g/s]
p_1	Factor de corrección de vaporización de intensidad de gotas (k) localizado en las gotas [g/s]
x	Número de gotas en el chorro[-]

Lejda y Woś [22] asumen que el cambio del tamaño de las gotas produce el mismo efecto que el cambio de la cantidad de las gotas de diámetro constante, por lo tanto la velocidad instantánea es expresada mediante la Ec. (3.44).

$$\frac{dM_v}{d\varphi} = \frac{p_1 \cdot K(T_2(\varphi)) \cdot \rho_f \cdot V_f(\varphi)}{6 \cdot n \cdot d_{3,2}^2} \cdot 10^{-6} \quad (3.44)$$

Donde:

$\frac{dM_v}{d\varphi}$	Velocidad instantánea de vaporización del combustible [kg/ grados]
φ	Variable independiente; ángulo de la posición de la manivela [grados]
$K(T_2(\varphi))$	Factor de intensidad de evaporación en función de la temperatura de la cámara de combustión [mm ² /s]
$V_f(\varphi)$	Volumen instantáneo del combustible líquido en el chorro [mm ³]
n	Velocidad rotacional de la manivela [rev/min]

Para resolver la Ec. (3.44), es necesario describir el volumen instantáneo de combustible líquido en el chorro, el cual está dado por la Ec. (3.45), que a su vez depende de la tasa de combustible inyectado, Ec. (3.46).

$$\frac{dV_f}{d\varphi} = \dot{V}_{inj}(\varphi) - \dot{V}_v(\varphi) = \dot{V}_{inj}(\varphi) - \frac{\dot{M}_v(\varphi)}{\rho_f} =$$

$$\frac{dV_f}{d\varphi} = \dot{V}_{inj}(\varphi) - \frac{p_1 \cdot K(T_2(\varphi)) \cdot V_f(\varphi)}{6 \cdot n \cdot d_{3,2}^2} \cdot 10^{-6} \quad (3.45)$$

$$\frac{dV_{inj}}{d\varphi} = \dot{V}_{inj}(\varphi) = \left(\frac{1}{6n} \right) C_d A_n \left[\frac{2(P_{inj} - P_{cyl})}{\rho_f} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.46)$$

La expresión matemática que describe el factor de intensidad de evaporación K, está dada por McAllister et al. [26] y es una función directa de la temperatura donde se inyecta el combustible y se calcula mediante la Ec. (3.47).

$$K(\varphi) = \frac{4k_{cond} \cdot (T_{surr}(\varphi) - T_b)}{\rho_f \cdot h_{fg} \cdot C_1} \quad (3.47)$$

Donde los términos de las Ecs. (-) significan:

$\frac{dV_f}{d\varphi}$	Cambio del volumen del combustible líquido en el chorro [m ³ /grados]
$\dot{V}_{inj}(\varphi)$	Flujo volumétrico de combustible inyectado [m ³ /grados]
P_{inj}	Presión de inyección del combustible [Pa]
$P_{cyl}(\varphi)$	Presión dentro de la cámara de combustión [Pa]
C_d	Coefficiente de descarga (0.8) [-]

A_n	Área de los orificios del inyector [m ²]
n	Velocidad angular del cigüeñal [grados/s]
$K(\varphi)$	Factor de intensidad de evaporación K [m ² /s]
k_{cond}	Conductividad térmica [W/K m]
$T_{surr}(\varphi)$	Temperatura del aire donde se inyecta el combustible [K]
T_b	Temperatura de ebullición del combustible [K]
ρ_f	Densidad del combustible [kg/m ³]
C_1	radio de la gota igual a 0.5 [-]
h_{fg}	Calor de vaporización del combustible [J/kg]

3.4 Retraso de autoencendido

El retraso de autoencendido se puede definir como el intervalo de tiempo que tarda el combustible en auto encenderse a partir del inicio de inyección; en este periodo el combustible obtiene las condiciones físicas y químicas necesarias para que el combustible se auto encienda. El retraso de autoencendido depende de diversos factores, la composición del combustible, condiciones de operación del motor, temperatura y presión de la cámara de combustión al momento de la inyección son algunos de ellos.

Múltiples relaciones empíricas han sido desarrolladas para estimar el retraso de autoencendido, Kumar et al. [17] muestra algunas expresiones desarrolladas por varios autores.

En el presente trabajo se empleara la expresión desarrollada por Hardenberg y Hase [27], Ec. (3.48), la cual fue concebida para predecir el retraso de autoencendido en motores de inyección directa. El trabajo realizado por Hardenberg y Hase [27] mostro que esta fórmula estima de manera precisa, con base en datos experimentales, el retraso de autoencendido en un elevado rango de condiciones de operación del motor.

$$\tau_{id} = (0.36 + 0.22S_p) e^{\left[E_A \left(\frac{1}{RT} - \frac{1}{17190} \right) + \left(\frac{21.2}{P-12.4} \right)^{0.63} \right]} \quad (3.48)$$

$$E_A = \frac{618,840}{CN + 25} \quad (3.49)$$

Donde los términos de las Ec. (3.48) y (3.49) representan:

τ_{id}	Retraso de autoencendido [grados]
S_p	Velocidad media del pistón [m/s]
E_A	Energía de activación del diésel [kJ/kmol]
T	Temperatura del aire al inicio de la inyección [K]
P	Presión del aire al inicio de la inyección [Bar]
R	Constante universal del gas ideal [kJ/kmol·K]
CN	Número de cetano del diésel [-]

3.5 Modelo de liberación de calor

El modelo de calor de entrada describe la tasa de liberación de calor debido a la combustión del combustible dentro de la cámara de combustión. Existen diversos modelos que intentan describir matemáticamente este fenómeno. Uno de los modelos más usados es el modelo de Vibe [14] el cual es un modelo empírico originalmente pensado para motores de gasolina. Este modelo puede describir aceptablemente las etapas de pre mezcla y difusión en la combustión de un motor diésel mediante dos fórmulas de Vibe, Ec. (3.50), cada una para cada etapa. Esta función depende principalmente de términos como la eficiencia de la combustión, el inicio y duración de la combustión debido a la pre mezcla y difusión. Uno de los principales problemas de este modelo es que no toma en cuenta la tasa de inyección de combustible, la cantidad de parámetros de calibración que se necesitan conocer, está directamente relacionado a la geometría de la cámara de combustión y del chorro de combustible.

$$\frac{dQ_{in}}{d\theta} = Q_p a \frac{(mp + 1) \left(\frac{\theta - \theta_p}{\Delta\theta_p}\right)^{mp} \exp\left(-a \left(\frac{\theta - \theta_p}{\Delta\theta_p}\right)^{mp+1}\right)}{\Delta\theta_p} + Q_d a \frac{(md + 1) \left(\frac{\theta - \theta_d}{\Delta\theta_d}\right)^{md} \exp\left(-a \left(\frac{\theta - \theta_d}{\Delta\theta_d}\right)^{md+1}\right)}{\Delta\theta_d} \quad (3.50)$$

Lakshminarayanan et al. [28] desarrollo un modelo cero dimensional el cual incorpora algunos parámetros físicos relacionados principalmente al mezclado en la cámara de combustión e indirectamente al proceso de inyección, específicamente a la penetración de combustible en la cámara de combustión, intentando observar de manera simplificada la influencia de algunos factores que se relacionan con la liberación de calor.

En el trabajo de Lakshminarayanan et al. [28] se describe que existen principalmente dos factores que afectan la tasa de calor liberado, el primer factor es la disponibilidad de combustible, que representa el combustible acumulado debido a la inyección de combustible menos el combustible quemado, Ec. (3.51).

$$f_1(\text{Disponibilidad}) = m_f - \frac{Q_{in}}{LHV} \quad (3.51)$$

Donde:

m_f	Masa acumulada de combustible inyectado [kg]
Q_{in}	Calor liberado [kJ]
LHV	Poder calorífico inferior del combustible [kJ/kg]

El segundo factor representa la tasa de mezclado del vapor de combustible con el aire el cual depende de la densidad de la energía cinética turbulenta k .

$$f_2(\text{Mezclado}) = \exp \left[C_{rate} \left(\frac{\sqrt{k}}{(V_{cyl})^{\frac{1}{3}}} \right) \right] \quad (3.52)$$

En el motor diésel existen tres diferentes fuentes que contribuyen a la energía cinética turbulenta, Chmela y Orthaber [29], la primera es debida al diseño del puerto de entrada por el cual el aire ingresa durante la etapa de admisión; el aire pasa a través de la válvula de entrada con forma circular ocasionando que el aire ingrese al cilindro con un movimiento de espiral o remolino, el aire avanza dentro de la cámara mientras el pistón empieza a ascender para iniciar la etapa de compresión, este movimiento de compresión representa la segunda fuente de energía cinética, el aire es comprimido creando un efecto de aplastamiento de aire; finalmente, la última fuente de energía cinética es debida a la velocidad que adquiere el combustible debido a la inyección. La mayor contribución a la energía cinética turbulenta del chorro de combustible corresponde a la inyección de combustible con un 96.5 %, mientras el 4.5 % restante se debe al flujo de espiral y aplastamiento que adquiere el aire, Chmela y Orthaber [29]. Las tres fuentes de energía cinética se ilustran en la fig. 3.3.

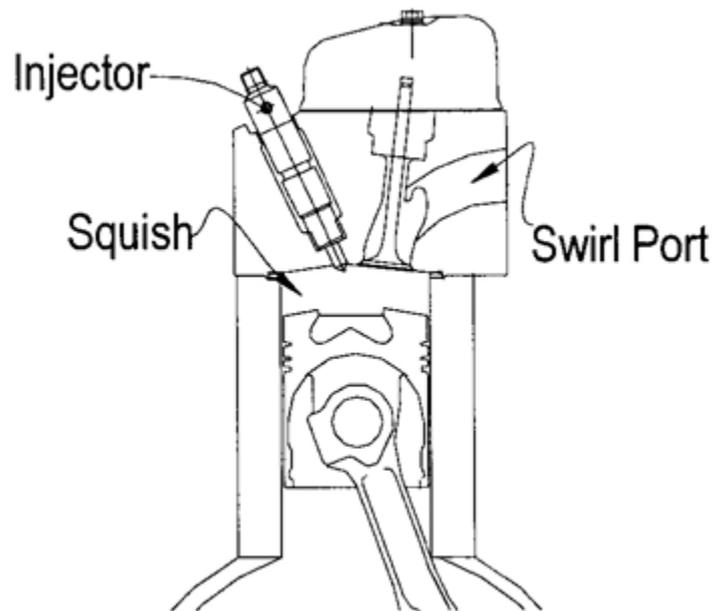


Figura 3.3 Fuentes de energía cinética, Lakshminarayanan [28].

La Ec. (3.53) describe la energía cinética turbulenta la cual es igual a la tasa de generación de energía cinética dentro de la cámara de combustión menos la tasa de disipación de energía a través de la superficie de control.

$$\frac{dE_u}{d\varphi} = \frac{dE_i}{d\varphi} - \frac{dE_{diss}}{d\varphi} \quad (3.53)$$

La energía cinética dentro de la cámara de combustión es descrita mediante la Ec. (3.54)

$$\frac{dE_i}{d\varphi} = C_{turb} 18\rho_f \left(\frac{A_n}{C_d}\right)^2 \left(\frac{\frac{dm_f}{d\varphi}}{\rho_f}\right)^3 \quad (3.54)$$

Donde:

$\frac{dE_i}{d\varphi}$	Tasa de generación de energía cinética dentro de la cámara de combustión [J/grados]
C_{turb}	Eficiencia de conversión de energía cinética a turbulenta=0.2 [-]
ρ_f	Densidad de combustible [kg/m ³]
A_n	Área del orificio del inyector [m ²]
C_d	Coefficiente de descarga [-]
$\frac{dm_f}{d\varphi}$	
$\frac{\frac{dm_f}{d\varphi}}{\rho_f}$	Flujo volumétrico de combustible inyectado [m ³ /s]

La Ec. (3.55) describe el flujo instantáneo de masa de combustible inyectado:

$$\frac{dm_f}{d\varphi} = \left(\frac{1}{6n}\right) C_d \rho_f A_n \left[\frac{2(P_{inj} - P_{cyl})}{\rho_f}\right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.55)$$

Donde:

P_{inj}	Presión de inyección [Pa]
P_{cyl}	Presión dentro de la cámara de combustión [Pa]
n	Velocidad angular del cigüeñal [rpm]

La tasa de pérdida de energía es proporcional a la energía turbulenta del chorro de combustible, Ec. (3.56).

$$\frac{dE_{diss}}{d\varphi} = -\frac{C_{diss}}{6n} E_u \quad (3.56)$$

La Ec. (3.57) permite calcular la densidad de energía turbulenta.

$$k = \frac{E_u}{m_f(1 + \lambda_{diff} AFR_{stoich})} \quad (3.57)$$

Finalmente para tomar en cuenta la influencia del impacto del chorro de combustible con la pared se emplea la Ec. (3.58) para describir la penetración de combustible.

$$s(\varphi) = \left[8C_d U_j D_r \left(\frac{\varphi - \varphi_{inj}}{6n} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_{ref}}{T_{surr}} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.58)$$

Donde:

$s(\varphi)$	Penetración de combustible [m]
D_r	Diámetro del orificio del inyector [m]
φ_{inj}	Ángulo del cigüeñal al momento de la inyección [grados]
T_{ref}	Temperatura de referencia [K]
T_{surr}	Temperatura del aire donde se inyecta el combustible [K]

La velocidad del chorro de combustible en el aire de la cámara de combustión y la influencia del impacto del chorro con la pared se modelan con las Ec.(3.59) y Ec. (3.60), respectivamente.

$$v_{free} = \left[8C_d U_j D_r \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{2\pi n}{\varphi - \varphi_{inj}} \right]^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{2} \right) \left(\frac{T_{ref}}{T_{surr}} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.59)$$

$$v_{wall} = 0.75 (U_j D_r)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{2\pi n}{\varphi - \varphi_{inj}} \right]^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{2} \right) \left(\frac{T_{ref}}{T_{surr}} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.60)$$

De esta manera el factor C_{wall} muestra la influencia del impacto del chorro sobre la velocidad del chorro si este viaja libremente.

$$C_{wall} = \left(\frac{v_{wall}}{v_{free}} \right)^2 \quad (3.61)$$

Describiendo los factores necesarios la Ec.(3.62) Modela la tasa de liberación de calor.

$$\frac{dQ_{in}}{d\varphi} = C_{model} f_1(m_f) f_2(k) \quad (3.62)$$

3.6 Masa de aire entrante

Como se mencionó en la sección anterior, de las tres fuentes de generación de energía cinética presentes en la cámara de combustión, el 96.5 % lo aporta el proceso de inyección del combustible; durante este periodo de inyección, la masa de aire que entra en el chorro de combustible es directamente proporcional a la tasa de inyección de combustible. Rajkumar et al. [23] establece que la tasa de masa de aire entrante en el chorro de combustible es igual al producto de un coeficiente K_e por el flujo instantáneo de masa de combustible inyectado, Ec. (3.63).

$$\frac{dM_{a,e}}{d\varphi} = K_e \frac{dM_{inj}}{d\varphi} \quad (3.63)$$

De acuerdo a Ricou y Spalding [30] el coeficiente K_e puede ser expresado en términos de la longitud de penetración del chorro y del diámetro equivalente del orificio de la tobera de inyección.

$$K_e = \left(0.32 \frac{S}{d'_n} \right) \quad (3.64)$$

Donde el diámetro equivalente es expresado mediante la Ec. (3.65).

$$d'_n = d_n \left(\frac{\rho_f}{\rho_a} \right) \quad (3.65)$$

Durante la etapa de post inyección, el proceso de ingreso y mezclado del aire con el combustible es regido principalmente por un fenómeno de mezclado turbulento [23].

$$\frac{dm_{a,e}}{d\varphi} = C_{ent} \frac{M_1}{\tau_{mix}} \quad (3.66)$$

Donde la variable τ_{mix} representa la relación entre la producción y disipación de energía cinética específica.

Donde:

$\frac{dm_{a,e}}{d\varphi}$	Cambio instantáneo de la masa de aire entrante respecto del ángulo del cigüeñal [kg/grados]
K_e	Coficiente de intensidad de aire de entrada [-]
$\frac{dM_{inj}}{d\varphi}$	Tasa de combustible inyectado [kg/grados]
d'_n	Diámetro equivalente [m]
d_n	Diámetro del inyector [m]
C_{ent}	Constante del modelo [-]
τ_{mix}	Relación entre la producción y disipación de energía cinética específica [-]

3.7 Volumen del cilindro

El cambio de volumen del aire contenido en el cilindro se deduce de una simple relación algebraica como función del diámetro del cilindro y de la carrera del pistón, Ec. (3.67).

$$V_1 = V_c + \frac{\pi B^2}{4} \left[a(1 - \cos\varphi) + \left(l - \sqrt{(l^2 - a^2 \sin^2\varphi)} \right) \right] \quad (3.67)$$

Derivando la Ec. (3.68) Obtenemos el cambio instantáneo del volumen respecto del ángulo de cigüeñal:

$$\frac{dV_1}{d\varphi} = \frac{\pi B^2}{4} \left[a \sin(\varphi) + \left(\frac{a^2 \sin(\varphi) \cos(\varphi)}{\sqrt{(l^2 - a^2 \sin^2\varphi)}} \right) \right] \quad (3.68)$$

El volumen de la zona 1 se relaciona con el volumen del chorro de combustible mediante la Ec. (3.69), ya que en todo momentos se debe cumplir que el volumen total del cilindro es la suma del volumen del aire más el del chorro de combustible.

$$V_{cyl} = V_1 + V_2 \quad (3.69)$$

Donde:

V_c	Volumen muerto [m ³]
B	Diámetro del pistón [m]
φ	Ángulo de la manivela [grados]
l	Longitud de la biela [m]
a	Longitud de la manivela [m]
V_{cyl}	Volumen total del cilindro [m ³]
V_1	Volumen del aire de la zona 1 [m ³]
V_2	Volumen del chorro de combustible de la zona 2 [m ³]

3.8 Transferencia de calor a través de las paredes de la cámara de combustión

La convección es el principal mecanismo de transferencia de calor durante la combustión de los gases del interior de la cámara de combustión hacia las superficies del cilindro, sin embargo la radiación también es un mecanismo importante debido a las altas temperaturas desarrolladas en el cilindro. La transferencia de calor total en el cilindro se puede calcular mediante la suma de la contribución de cada mecanismo, Ec. (3.70).

$$\frac{dQ_{sal}}{d\varphi} = \frac{dQ_{conv}}{d\varphi} + \frac{dQ_{rad}}{d\varphi} \quad (3.70)$$

Diversos autores han propuesto expresiones empíricas para determinar la transferencia de calor a través de las paredes del cilindro; los modelos de

Annand [31], Woschni [15] y Hohenberg [33] son algunos de los modelos más importantes. La distinción en el modelo de Woschni reside en el coeficiente de convección donde engloba el efecto de la radiación, a diferencia del modelo de Annand, el cual separa cada una de la contribución. Hareesh et al. [34] realiza una comparación entre estos dos modelos.

En el presente trabajo se empleara el modelo de Woschni [15]; el cual fue construido para motores diésel en 1969, Merker et al. [2].

El modelo de Woschni engloba el efecto de la contribución la radiación en el coeficiente de transferencia de calor por convección, por lo tanto la transferencia de calor se puede calcular mediante la ley de enfriamiento de Newton:

$$\frac{dQ_c}{d\varphi} = h A(\varphi)(T_g - T_w) \left(\frac{1}{6n}\right) \quad (3.71)$$

Donde:

$\frac{dQ_c}{d\theta}$	Cambio instantáneo del calor de salida o enfriamiento [J/grados]
h	Coefficiente de transferencia de calor por convección [W/m ² K]
$A(\theta)$	Área de transferencia [m ²]
T_g	Temperatura promedio [K]
T_w	Temperatura de la pared del cilindro [K]
n	Velocidad angular del cigüeñal [rpm]

El coeficiente de transferencia de calor por convección está dado por Woschni Ec. (3.72).

$$h = 3.26 D^{-0.2} P^{0.8} T_g^{-0.53} ww^{0.8} \quad (3.72)$$

Donde el término “ww” representa una velocidad característica que resulta de la suma de la velocidad media del pistón y de la turbulencia inducida por la combustión.

$$ww(\varphi) = c_1 c_m + c_2 \frac{V(\theta) T_r}{P_r V_r} (p(\varphi) - P_{mot}) \quad (3.73)$$

La presión del motor (P_{mot}) puede ser determinada con una relación poli trópica.

$$P_{mot} = P_r \left(\frac{V_r}{V(\varphi)}\right)^k \quad (3.74)$$

La velocidad del pistón:

$$c_m = \frac{2NS}{60} \quad (3.75)$$

De acuerdo a Merker et al. [2] la constante C_2 :

$$c_2 = \begin{cases} 6.22 \cdot 10^{-3} \left[\frac{m}{sK} \right] : \text{Inyección indirecta} \\ 3.24 \cdot 10^{-3} \left[\frac{m}{sK} \right] : \text{Inyección directa} \end{cases} \quad (3.76)$$

Los términos empleados en las ecuaciones anteriores representan:

D	Diámetro del pistón [m]
P	Presión en el interior de la cámara de combustión [Pa]
T_g	Temperatura promedio [K]
w	Velocidad característica [m/s]
c_1	Constantes del modelo; $C_1=2.28$ [-]
c_m	Velocidad media del pistón [m/s]
$V(\theta)$	Volumen desplazado [m ³]
T_r	Temperatura de entrada o referencia [K]
P_r	Presión de referencia [Pa]
V_r	Volumen de referencia [m ³]
N	Velocidad angular del cigüeñal [rpm]
S	Carrera [m]
k	Índice poli trópico [-]

Debido a la división de la cámara de combustión en dos zonas, la temperatura de la Ec.(3.71) debe verse afectada por el desarrollo de la temperatura de cada zona, con base en el trabajo realizado por Rajkumar et al. [23], esta temperatura es evaluada como un promedio de la temperatura de la zona 1 de la carga de aire y de la zona 2 del chorro de combustible:

$$T_g = \frac{M_1 T_1 + M_2 T_2}{M_1 + M_2} \quad (3.77)$$

La contribución de calor perdido desde el chorro de combustible (zona 2) y por la carga de aire (zona 1) hacia las superficies es resultado de los valores de la temperatura y masa de cada zona, es decir:

$$\frac{\partial Q_{C1}}{d\varphi} = \left(\frac{M_1 T_1}{M_1 T_1 + M_2 T_2} \right) \frac{dQ_c}{d\varphi} \quad (3.78)$$

$$\frac{\partial Q_{C2}}{d\varphi} = \left(\frac{M_2 T_2}{M_1 T_1 + M_2 T_2} \right) \frac{dQ_c}{d\varphi} \quad (3.79)$$

Donde:

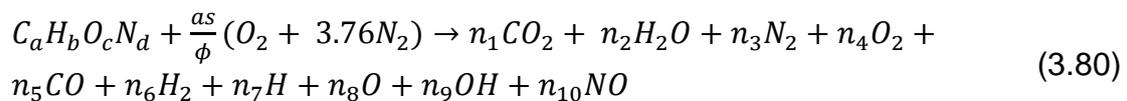
$\frac{dQ_c}{d\varphi}$	Cambio instantáneo del calor de salida o enfriamiento [J/grados]
$\frac{\partial Q_{c1}}{d\varphi}$	Cambio instantáneo del calor de salida de la zona 1 [J/grados]
$\frac{\partial Q_{c2}}{d\varphi}$	Cambio instantáneo del calor de salida de la zona 2 [J/grados]

3.9 Formación térmica de NO_x

La formación de óxidos de nitrógeno (NO_x) y hollín constituye la parte más significativa dentro del conjunto de especies que se pueden encontrar en los productos de la combustión de un motor diésel, su formación aumenta por las altas temperaturas y velocidades desarrolladas en el motor. El control de estas emisiones requiere de un diseño adecuado de un conjunto de elementos en la cámara de combustión, del diámetro de la boquilla del sistema de inyección de combustible y de la sincronización óptima de la inyección de combustible.

Un método para estimar los productos de la combustión es considerando a los productos en un estado de equilibrio químico, algunos de estos esquemas fueron propuestos por Way [35], Vickland et al. [36] y Lavoie et al. [37], los cuales propusieron un sistema de 11 especies en equilibrio y Olikara y Borman [38], quien establecieron un sistema de 10 especies. El número de especies tomadas en cuenta en los trabajos mencionados responde al hecho que estos compuestos tienen mayor porcentaje respecto a otras especies que posiblemente se puedan encontrar en los productos de la combustión.

Considerando el método de Olikara y Borman [38], se toman en cuenta 10 especies en los productos de la combustión asumiendo que están en equilibrio químico a una temperatura y presión dada de acuerdo a la siguiente reacción:



Si realizamos un balance atómico obtenemos:

$$C : a = (y_1 + y_5) MT \quad (3.81)$$

$$H : b = (2y_2 + 2y_6 + y_7 + y_9) MT \quad (3.82)$$

$$O : c + \frac{2as}{\phi} = (2y_1 + y_2 + 2y_4 + y_5 + y_8 + y_9 + y_{10}) MT \quad (3.83)$$

$$N : d + \frac{(2)(3.76)as}{\phi} = (2y_3 + y_{10}) MT \quad (3.84)$$

Donde “y” es la fracción molar y “MT” es el número total de moles dado por la Ec. (3.85).

$$MT = n_1 + n_2 + n_3 + n_4 + n_5 + n_6 + n_7 + n_8 + n_9 + n_{10} \quad (3.85)$$

El conjunto de ecuaciones anteriores da un sistema de 5 ecuaciones con 11 incógnitas, mediante el uso de 6 constantes de equilibrio, Ecs. (3.86-3.91), el sistema queda definido:

$$\frac{1}{2}H_2 \rightarrow H: \left\{ K_{p1} = \frac{y_7 P^{\frac{1}{2}}}{y_6^{\frac{1}{2}}} \right. \quad (3.86)$$

$$\frac{1}{2}O_2 \rightarrow O: \left\{ K_{p2} = \frac{y_8 P^{\frac{1}{2}}}{y_4^{\frac{1}{2}}} \right. \quad (3.87)$$

$$\frac{1}{2}H_2 + \frac{1}{2}O_2 \rightarrow OH: \left\{ K_{p3} = \frac{y_9}{y_4^{\frac{1}{2}} y_6^{\frac{1}{2}}} \right. \quad (3.88)$$

$$\frac{1}{2}O_2 + \frac{1}{2}N_2 \rightarrow NO: \left\{ K_{p4} = \frac{y_{10}}{y_4^{\frac{1}{2}} y_3^{\frac{1}{2}}} \right. \quad (3.89)$$

$$H_2 + \frac{1}{2}O_2 \rightarrow H_2O: \left\{ K_{p5} = \frac{y_2}{y_4^{\frac{1}{2}} y_6 P^{\frac{1}{2}}} \right. \quad (3.90)$$

$$CO + \frac{1}{2}O_2 \rightarrow CO_2: \left\{ K_{p6} = \frac{y_1}{y_4^{\frac{1}{2}} y_5 P^{\frac{1}{2}}} \right. \quad (3.91)$$

P [atm] es la presión a la cual ocurre la reacción y K_p son las constantes de equilibrio que se pueden calcular con la siguiente expresión:

$$\log K_{pi} = A \ln \left(\frac{T}{1000} \right) + \frac{B}{T} + C + DT + ET^2 \quad (3.92)$$

Las contantes A, B, C, D y E se encuentran en la Tabla 3.2 obtenida de Olikara y Borman [38].

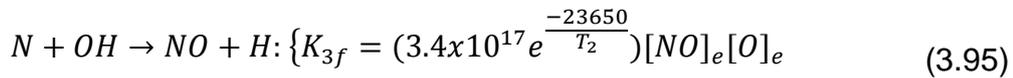
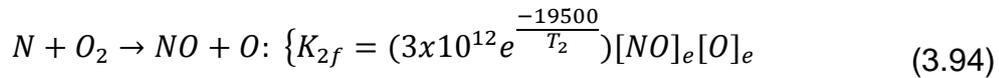
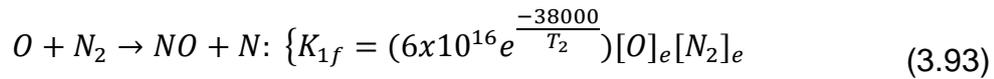
Tabla 3.2 – Coeficientes para el cálculo de las constantes de equilibrio, Olikara y Borman [38].

	A	B	C	D	E
K_{p1}	0.432168	-0.112464×10^5	2.67269	-0.745744×10^{-4}	0.242484×10^{-8}
K_{p2}	0.310805	-0.129540×10^5	3.21779	-0.738336×10^{-4}	0.344645×10^{-8}
K_{p3}	-0.141784	-0.213308×10^4	0.853461	0.355015×10^{-4}	-0.310227×10^{-8}
K_{p4}	0.150879×10^{-1}	-0.470959×10^4	0.646096	0.272805×10^{-5}	-0.154444×10^{-8}
K_{p5}	-0.752364	0.124210×10^5	-2.60286	0.259556×10^{-3}	-0.162687×10^{-7}
K_{p6}	-0.415302×10^{-2}	0.148627×10^5	-4.75746	0.124699×10^{-3}	-0.900227×10^{-8}

Debido al enfoque de equilibrio químico, la concentración de NO_x no se puede predecir correctamente con este esquema, es necesario emplear esquemas cinéticos de formación, Lavoie et al. [37]

Con base en los trabajos de Lavoie et al. [37] y Rakopoulos et al. [39] el modelo extendido de Zeldovich representa un método aceptable para predecir la concentración de NO.

Las Ecs. (3.93-3.95) representan las reacciones químicas involucradas en el mecanismo extendido de Zeldovich:



La tasa inicial de formación de NO puede ser expresada como:

$$\frac{dn_{NO}}{dt} = \frac{2K_{1f} \left(1 - \left(\frac{[NO]}{[NO]_e} \right)^2 \right)}{1 + \left(\frac{[NO]}{[NO]_e} \right) \left(\frac{K_{1f}}{K_{2f} + K_{3f}} \right)} V_2 \quad (3.96)$$

Donde:

n_{NO}	Número de moles de NO en el volumen de la zona 2 [-]
K_{if}	Constantes de reacción [kmol/m ³]
$[NO]$	Concentración de NO [mol]
$[NO]_e$	Concentración de NO en equilibrio [mol]
$[O]_e$	Concentración de O en equilibrio [mol]
$[N_2]_e$	Concentración de N ₂ en equilibrio [mol]
T_2	Temperatura de la zona 2 [K]
V_2	Volumen de la zona 2 [m ³]

3.10 Modelo de formación de partículas de hollín

La formación de partículas de hollín en un proceso complejo, depende de múltiples variables como la relación de equivalencia, el tiempo de mezclado y temperatura. Por esta razón modelos empíricos simples son usados hasta hoy en día. Uno de ellos es el modelo de Hiroyasu et al. [18].

$$\frac{dm_{soot}}{d\varphi} = \left(\frac{1}{6n}\right) A_b m_{f.a} P^{0.5} e^{-\left[\frac{E_f}{R_u T_2}\right]} \quad (3.97)$$

Donde:

m_{soot}	Masa de hollín [kg]
$m_{f.a}$	Masa de combustible disponible para ser quemado [kg]
P	Presión [Pa]
T_2	Temperatura de la zona 2 [K]
E_f	Energía de activación del combustible [kJ/kg]
R_u	Constante universal de gas ideal [kJ/kg K]
n	Velocidad angular del cigüeñal [rpm]
A_b	Constante del modelo [-]

3.11 Resumen de ecuaciones empleadas

Dada la numerosa cantidad de ecuaciones y expresiones matemáticas descritas en las secciones anteriores la Tabla 3.3, a manera de resumen sintetiza el conjunto de ecuaciones empleadas en el modelo fenomenológico.

Tabla 3.3 – Conjunto de ecuaciones empleadas en el modelo fenomenológico.

Temperatura de la zona 1	
$\frac{dT_1}{d\varphi} = \frac{\left[-\frac{\partial Q_{C1}}{d\varphi} - P \frac{dV_1}{d\varphi} - h_{a,e} \cdot \frac{dM_{a,e}}{d\varphi} - C_{v1} T_1 \frac{dM_1}{d\varphi} \right]}{M_1 C_{v1}}$	(3.12)
Temperatura de la zona 2	
$\frac{dT_2}{d\varphi} = \left[\frac{\partial Q_h}{d\varphi} - \frac{\partial Q_{C2}}{d\varphi} - \frac{\partial Q_v}{d\varphi} - P \frac{dV_2}{d\varphi} + h_f \cdot \frac{dM_{inj}}{d\varphi} + h_{a,e} \frac{dM_{a,e}}{d\varphi} - C_{v2} T_2 \frac{dM_2}{d\varphi} \right] / M_2 C_{v2}$	(3.13)

Presión en la cámara de combustión	
$\frac{dP}{d\varphi} = \frac{\left[\frac{dM_1}{d\varphi} R_1 T_1 + M_1 R_1 \frac{dT_1}{d\varphi} - P \frac{dV_1}{d\varphi} \right]}{V_1}$	(3.15)
$\frac{dP}{d\varphi} = \frac{\left[\frac{dM_2}{d\varphi} R_2 T_2 + M_2 R_2 \frac{dT_2}{d\varphi} - P \frac{dV_2}{d\varphi} \right]}{V_2}$	(3.17)
Balace de masa de la zona 1 y 2	
$M_1 = M_{ch} - M_{a,e}$	(3.18)
$M_2 = M_{inj} + M_{a,e}$	(3.19)
$M_{inj} = M_{fl} + M_v$	(3.20)
Modelo de inyección de combustible	
$\frac{dV_2(\varphi)}{d\varphi} = i \cdot \frac{1}{3} \pi \cdot s(\varphi)^2 \cdot \left[\frac{1}{(ctg\alpha + 1)^2} + \frac{1}{(ctg\alpha + 1)^3} \right] \cdot v_s(\varphi)$	(3.23)
$s(\varphi) = \left[\frac{d_r w_0 \varphi - \varphi_{inj}}{\sqrt{2} a_u} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot v_s(\varphi)$	(3.24)
$v_s(\varphi) = \frac{d_r w_0}{2\sqrt{2} a_u} \frac{1}{s(\varphi)}$	(3.25)
Modelo de evaporación de combustible	
$\frac{dM_v}{d\varphi} = \frac{p_1 \cdot K(T_2(\varphi)) \cdot \rho_f \cdot V_f(\varphi)}{6 \cdot n \cdot d_{3,2}^2} \cdot 10^{-6}$	(3.44)
$\frac{dV_f}{d\varphi} = \dot{V}_{inj}(\varphi) - \frac{p_1 \cdot K(T_2(\varphi)) \cdot V_f(\varphi)}{6 \cdot n \cdot d_{3,2}^2} \cdot 10^{-6}$	(3.45)

$$\frac{dV_{inj}}{d\varphi} = \dot{V}_{inj}(\varphi) = \left(\frac{1}{6n}\right) C_d A_n \left[\frac{2(P_{inj} - P_{cyl})}{\rho_f} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.46)$$

$$K(\varphi) = \frac{4k_{cond} \cdot (T_{surr}(\varphi) - T_b)}{\rho_f \cdot h_{fg} \cdot C_1} \quad (3.47)$$

Retraso de autoencendido

$$\tau_{id} = (0.36 + 0.22S_p) e^{\left[E_A \left(\frac{1}{RT} - \frac{1}{17190} \right) + \left(\frac{21.2}{P-12.4} \right)^{0.63} \right]} \quad (3.48)$$

$$E_A = \frac{618,840}{CN + 25} \quad (3.49)$$

Modelo de liberación de calor

$$f_1(\text{Disponibilidad}) = m_f - \frac{Q_{in}}{LHV} \quad (3.51)$$

$$f_2(\text{Mezclado}) = \exp \left[C_{rate} \left(\frac{\sqrt{k}}{(V_{cyl})^{\frac{1}{3}}} \right) \right] \quad (3.52)$$

$$\frac{dE_u}{d\varphi} = \frac{dE_i}{d\varphi} - \frac{dE_{diss}}{d\varphi} \quad (3.53)$$

$$\frac{dE_i}{d\varphi} = C_{turb} 18 \rho_f \left(\frac{A_n}{C_d} \right)^2 \left(\frac{dm_f}{d\varphi} \right)^3 \frac{1}{\rho_f} \quad (3.54)$$

$$\frac{dE_{diss}}{d\varphi} = -\frac{C_{diss}}{6n} E_u \quad (3.56)$$

$$k = \frac{E_u}{m_f (1 + \lambda_{diff} AFR_{stoich})} \quad (3.57)$$

$\frac{dQ_{in}}{d\varphi} = C_{model} f_1(m_f) f_2(k)$	(3.62)
Masa de aire entrante	
$\frac{dm_{a,e}}{d\varphi} = K_e \frac{dm_{finj}}{d\varphi}$	(3.63)
$K_e = \left(0.32 \frac{S}{d'_n}\right)$	(3.64)
$d'_n = d_n \left(\frac{\rho_f}{\rho_a}\right)$	(3.65)
$\frac{dm_{a,e}}{d\varphi} = C_{ent} \frac{M_1}{\tau_{mix}}$	(3.66)
Volumen del cilindro zona 1	
$V_1 = V_c + \frac{\pi B^2}{4} \left[a(1 - \cos\varphi) + \left(l - \sqrt{(l^2 - a^2 \sin^2\varphi)} \right) \right]$	(3.67)
$\frac{dV_1}{d\varphi} = \frac{\pi B^2}{4} \left[a \sin(\varphi) + \left(\frac{a^2 \sin(\varphi) \cos(\varphi)}{\sqrt{(l^2 - a^2 \sin^2\varphi)}} \right) \right]$	(3.68)
$V_{cyl} = V_1 + V_2$	(3.69)
Transferencia de calor a través de las paredes de la cámara de combustión	
$\frac{dQ_c}{d\varphi} = h A(\varphi) (T_g - T_w) \left(\frac{1}{\omega}\right)$	(3.71)
$h = 3.26 D^{-0.2} P^{0.8} T_g^{-0.53} ww^{0.8}$	(3.72)
$ww(\varphi) = C_1 C_m + C_2 \frac{V(\theta) T_r}{P_r V_r} (p(\varphi) - P_{mot})$	(3.73)

$P_{mot} = P_r \left(\frac{V_r}{V(\varphi)} \right)^k$	(3.74)
$c_m = \frac{2NS}{60}$	(3.75)
$T_g = \frac{M_1 T_1 + M_2 T_2}{M_1 + M_2}$	
$\frac{\partial Q_{C1}}{d\varphi} = \left(\frac{M_1 T_1}{M_1 T_1 + M_2 T_2} \right) \frac{dQ_c}{d\varphi}$	(3.78)
$\frac{\partial Q_{C2}}{d\varphi} = \left(\frac{M_2 T_2}{M_1 T_1 + M_2 T_2} \right) \frac{dQ_c}{d\varphi}$	(3.79)
Formación térmica de NO_x	
$\frac{dn_{NO}}{dt} = \frac{2K_{1f} \left(1 - \left(\frac{[NO]}{[NO]_e} \right)^2 \right)}{1 + \left(\frac{[NO]}{[NO]_e} \right) \left(\frac{K_{1f}}{K_{2f} + K_{3f}} \right)} V_2$	(3.96)
Formación de hollín	
$\frac{dm_{soot}}{d\varphi} = \left(\frac{1}{6n} \right) A_b m_{f,a} P^{0.5} e^{-\left[\frac{E_f}{R_u T_2} \right]}$	(3.97)

3.12 Método numérico para la solución del sistema de ecuaciones

El conjunto de ecuaciones y expresiones matemáticas obtenidas representan un sistema de ecuaciones diferenciales no lineales de primer orden. Dada la naturaleza del sistema de ecuaciones, el método más adecuado y el elegido para integrar numéricamente el sistema fue el método de Runge Kutta de cuarto orden. Este método posee órdenes de precisión elevadas respecto a los métodos numéricos de Euler y no necesita ser inicializado como los métodos predictor corrector, es un algoritmo eficiente y la programación es relativamente simple. El método canónico de Runge Kutta de cuarto orden consiste en el conjunto de Ecs. (3.98-3.102)

$$k_1 = h \cdot f(y_n, t_n) \quad (3.98)$$

$$k_2 = h \cdot f \left(y_n + \frac{k_1}{2}, t_n + \frac{h}{2} \right) \quad (3.99)$$

$$k_3 = h \cdot f\left(y_n + \frac{k_2}{2}, t_n + \frac{h}{2}\right) \quad (3.100)$$

$$k_4 = h \cdot f(y_n + k_3, t_n + h) \quad (3.101)$$

$$y_{n+1} = y_n + \frac{1}{6} [k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4] \quad (3.102)$$

Donde:

k_n	Relaciones recursivas del método
h	Paso de integración
y_n	Variable a integrar en el tiempo n
t_n	Tiempo de integración
y_{n+1}	Variable "y" el tiempo n+1

El cálculo numérico se efectúa para un ciclo completo, iniciando en 180 grados y finalizando en 540 grados con un paso de integración de 0.01 grados. El programa principal consiste básicamente de dos subrutinas: una subrutina (dx) que almacena las ecuaciones diferenciales y una segunda subrutina (RK) para el método de Runge Kutta.

Antes de iniciar el proceso de cálculo se proporcionan las características de diseño del motor, parámetros del sistema de inyección y condiciones de operación, así como los valores de las constantes inherentes a cada modelo y los valores iniciales de cada ecuación diferencial. El proceso de cálculo inicia con los valores iniciales de cada ecuación diferencial, el programa principal llama a la subrutina RK para determinar los valores en el siguiente paso, estos valores se almacenan y constituyen los nuevos valores iniciales para el cálculo del siguiente paso. Los nuevos valores calculados se guardan y sustituyen a los valores iniciales.

El cálculo numérico se divide en dos etapas, la primer etapa comprende la admisión y compresión, durante este periodo el programa solo calcula los valores de presión, temperatura, transferencia de calor, volumen y masa de la zona 1, en la segunda etapa, correspondiente al inicio de inyección y proceso de combustión, se calcula la temperatura, el volumen del chorro de combustible, la tasa de evaporación, tasa de liberación de calor junto con las variables de la zona 1.

Finalmente la programación del algoritmo numérico se realizó en fortran 90, el programa principal junto con las subrutinas se muestran detalladamente en los apéndices A, B y C.

CAPÍTULO 4 VALIDACIÓN

4.1 Verificación experimental

La curva de presión, obtenida del modelo fenomenológico, se comparó con las curvas de presión reportadas en el trabajo de Rajkumar et al. [23]. El motivo de elegir estos autores fue porque en dicho trabajo proporcionan las especificaciones técnicas y condiciones de operación del motor y del sistema de inyección necesarias para realizar la simulación del modelo, además los autores citados desarrollaron un modelos fenomenológico similar al modelo planteado en este trabajo y se compararon con curvas obtenidas experimentalmente. La tabla 4.1 contiene las condiciones de operación del motor.

Tabla 4.1 – Condiciones de operación del motor, Rajkumar et al. [23].

Parámetros	A: Pierpont et al. [40]	B: Tow et al. [41]
Velocidad [RPM]	1600	1600
Relación de compresión [-]	15.1	15.1
Diámetro [mm]	137.2	137.2
Carrera [mm]	165.1	165.1
Volumen del cilindro [m ³]	0.00244	0.00244
Presión de inyección [bar]	900	900
Masa de combustible inyectada por ciclo [mg/ciclo]	164	168
Inicio de la inyección [grados]	-6.3	-10
Duración de la inyección [grados]	18	18.3

La fig.4.1 muestra la comparación entre las curvas de presión obtenida con el modelo fenomenológico, la curva del modelo de Rajkumar et al. [23] y el perfil experimental, Pierpont et al. [40] para las condiciones de operación A. En esta gráfica se puede observar que la curva de presión estimada se comporta prácticamente igual que la curva experimental durante la etapa de compresión, cerca del final de esta etapa y, debido al inicio del proceso de inyección y subsecuente autoencendido, la presión disminuye ligeramente y luego incrementa rápidamente. La curva de presión simulada no logra predecir el ascenso de la presión en el instante en el cual da inicio la combustión y durante este corto periodo de tiempo la curva no refleja el comportamiento esperado. Este desajuste es atribuido en parte al valor de retraso de autoencendido, el cual provoca que las condiciones físicas y químicas necesarias para que se dé el autoencendido tomen un mayor tiempo y por lo tanto provoquen que el inicio de la combustión se retrase ocasionando, a su vez, un aumento de presión retardado. Otros factores importantes que podrían haber causado esta variación son el desarrollo del volumen chorro de combustible y la masa de aire que entra

en el chorro; dado que, durante la inyección de combustible, la presión depende directamente del volumen del chorro de combustible y de la masa entrante, si el modelo no refleja adecuadamente el desarrollo del volumen y la masa de aire que entra en el chorro durante los primeros segundos en los cuales inicia la inyección la presión podría aumentar o disminuir considerablemente. El punto máximo de presión alcanzado en la cámara de combustión es ligeramente mayor al experimental provocado por el retraso en el inicio de la combustión.

A pesar de las variaciones observadas en la Fig. 4.1, el perfil de presión del modelo fenomenológico logra predecir el descenso de la presión durante las etapas de combustión por difusión. El término del proceso de inyección provoca que la presión en la cámara de combustión tienda a disminuir como causa natural del cese de la principal fuente de energía cinética proporcionada por la inyección, por lo tanto el nivel de presión desarrollado durante estas etapas depende del combustible disponible para la combustión y de la tasa de aire que entra en el chorro de combustible. La precisión obtenida durante la caída de presión dependió directamente del comportamiento del modelo para describir la tasa de masa de aire entrante, una acelerada tasa de masa de aire provocara un aumento significativo en la presión desarrollada.

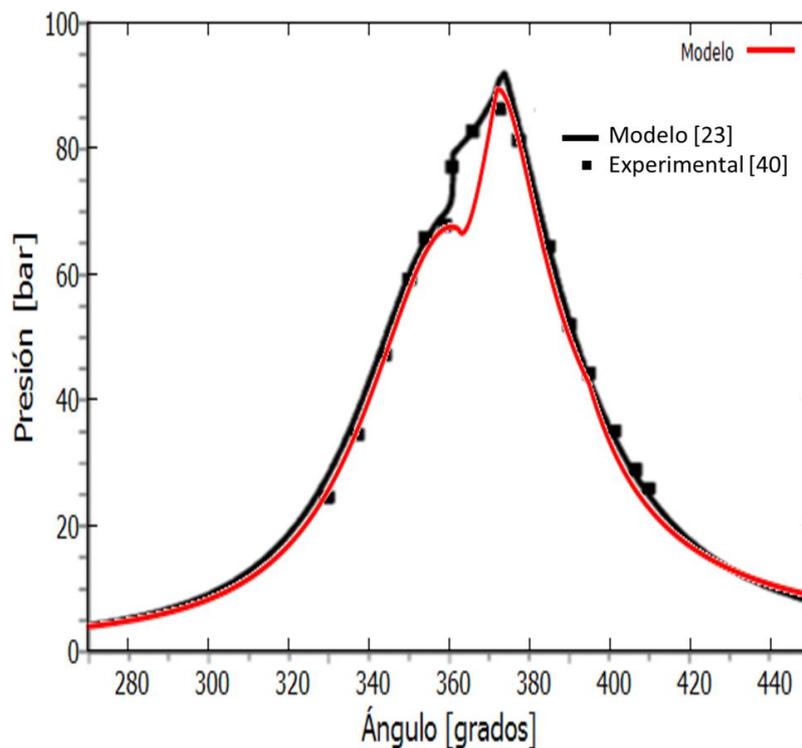


Fig. 4.1 Comparación del perfil de presión obtenido y los datos reportados por Rajkumar et al. [23] para las condiciones A.

La Fig 4.2 muestra la curva de presión para las condiciones de operación B. Como se puede observar, el retraso en el inicio de inyección más el ligero aumento de la masa de combustible y duración de inyección originaron un aumento en la presión máxima desarrollada en la cámara de combustión mayor a los 100 bares respecto del punto de presión máxima obtenida bajo las

condiciones de operación A. En términos generales la presión calculada se adapta aceptablemente a la curva experimental durante las etapas de compresión, periodo final de la inyección y combustión por difusión, sin embargo se sigue presentando una diferencia considerable en los puntos de mayor presión.

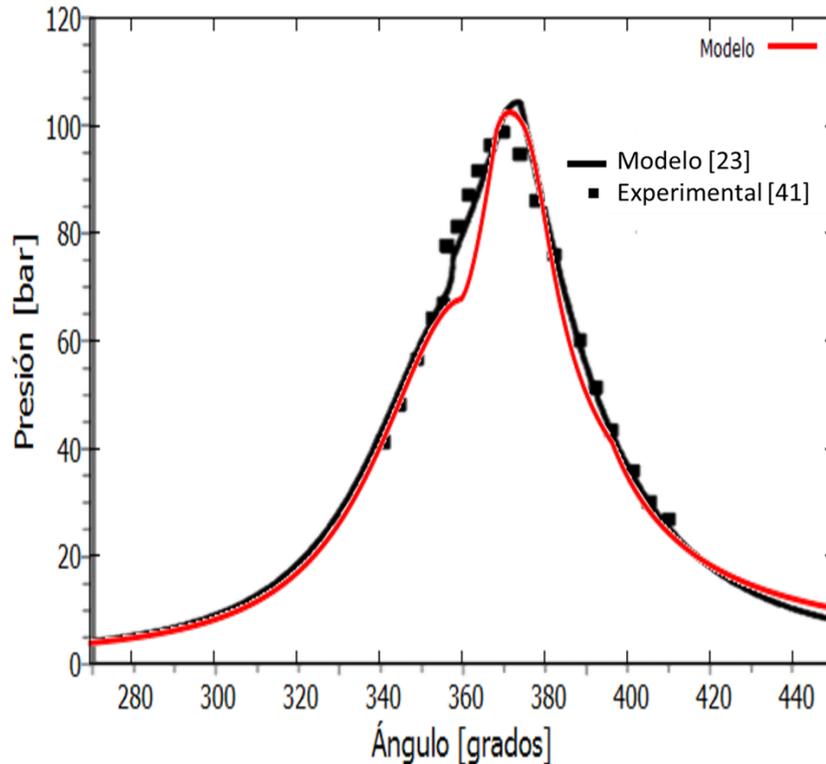


Fig. 4.2 Comparación del perfil de presión y los datos reportados por Rajkumar et al. [23] para las condiciones de operación B.

Con base en el perfil de presión para las condiciones de operación A, se predijeron las curvas de temperatura de la zona 1 y 2 ilustradas en la Fig 4.3. Esta gráfica muestra la tendencia natural que se esperaría de la temperatura dentro de la cámara de combustión. Durante la etapa de compresión solo se observa la temperatura correspondiente a la carga de aire, al final de la compresión esta temperatura alcanza alrededor de 800 [K], justo en el momento de la inyección e inicio de la combustión la temperatura de la zona 2 aumenta rápidamente alcanzando una temperatura máxima mayor a los 2000 [K], 1200 K más que la zona de carga, este repentino ascenso y considerable aumento en la temperatura es generado principalmente por el inicio de la combustión y por el incremento en la tasa de liberación de calor.

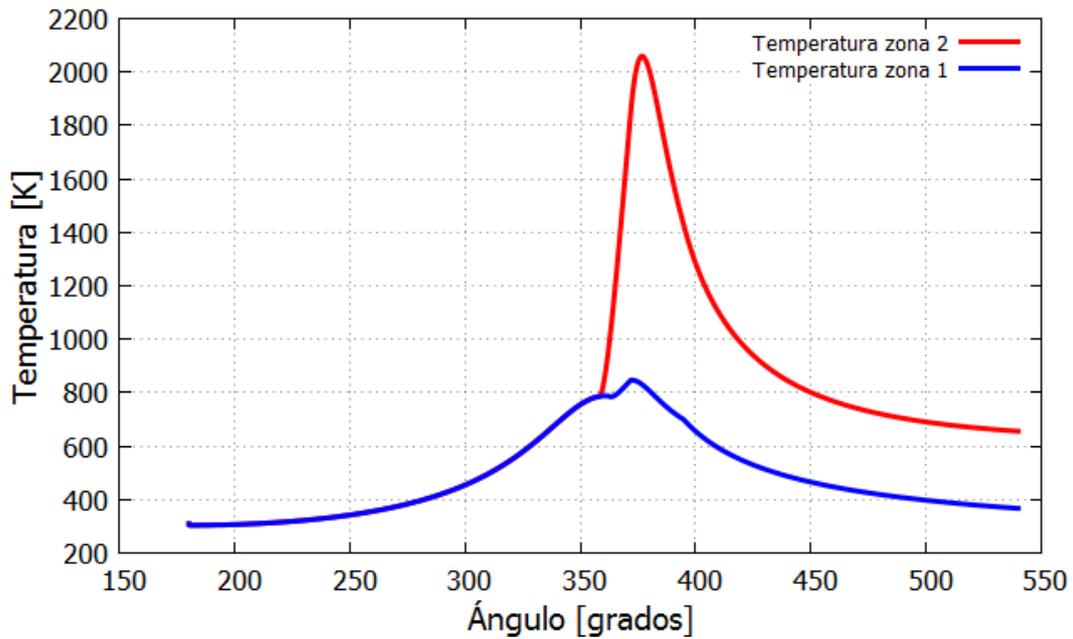


Fig. 4.3 Curvas de temperatura estimada para las condiciones de operación A.

El punto en el cual la temperatura asciende rápidamente responde al instante en el cual la combustión adquiere una alta aceleración debido a la entrada continua de energía cinética proporcionada por la tasa de combustible inyectado, este comportamiento se puede observar en las Fig 4.4 y 4.5, se puede ver que prácticamente en los primeros instantes en los cuales inicia la combustión y durante el periodo de duración de la inyección es donde se libera la mayor cantidad de energía y la curva alcanza su punto más alto; al finalizar la inyección desaparece el principal suministro de energía cinética, por lo tanto el proceso de formación de la mezcla aire combustible disminuye y la tasa de liberación de calor decae progresivamente hasta finalizar la combustión.

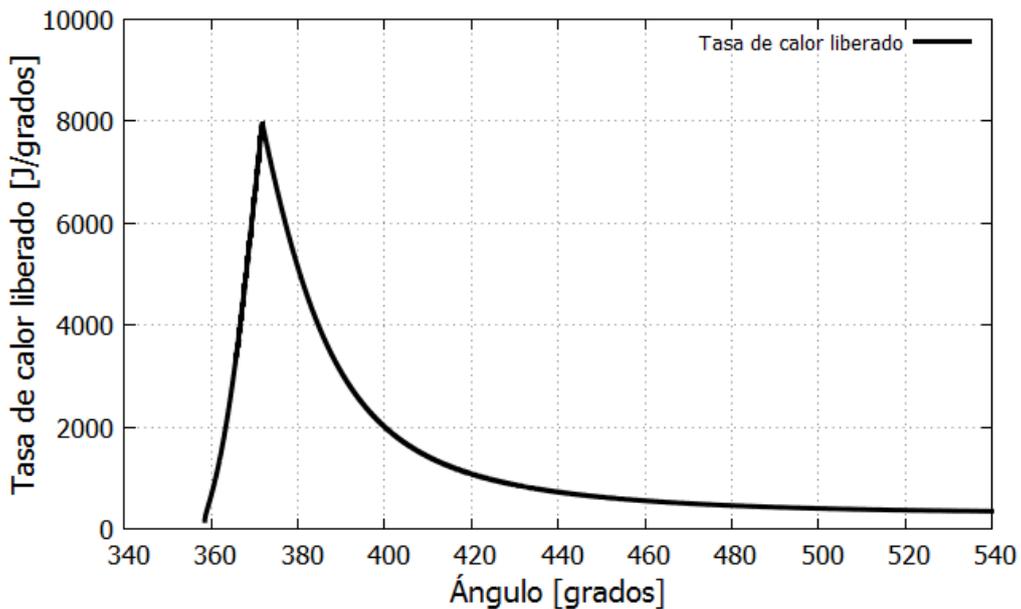


Fig. 4.4 Tasa de liberación de calor estimada para las condiciones de operación A.

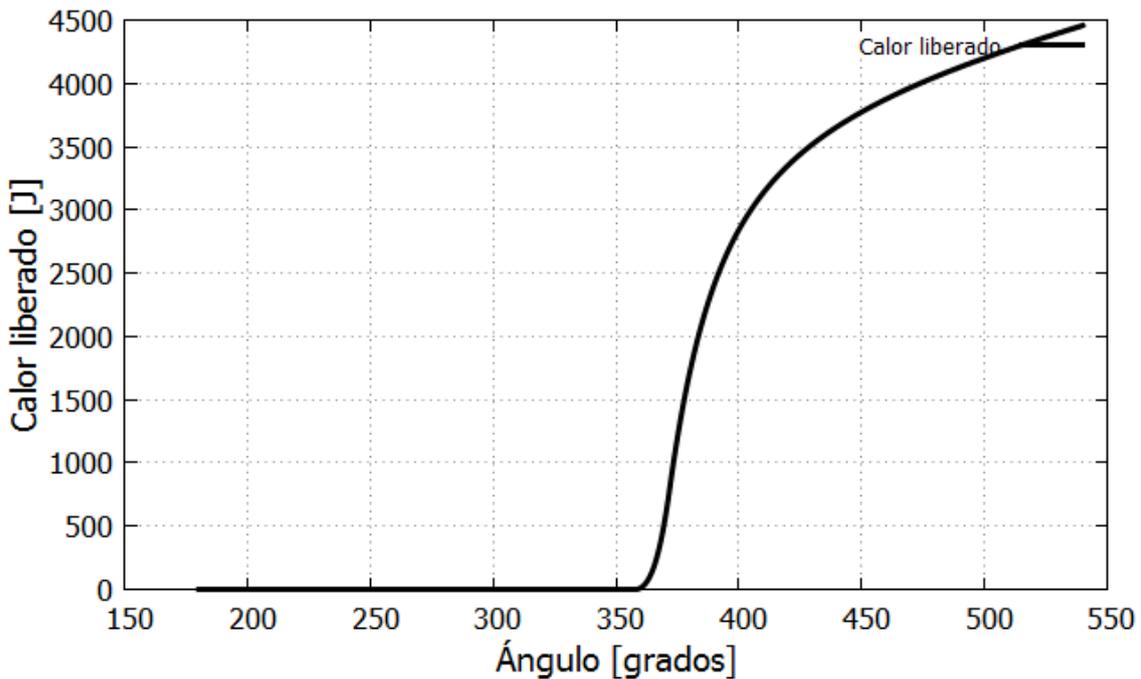


Fig. 4.5 Calor integrado liberado en la cámara de combustión para las condiciones de operación A.

Un factor que influye en el repentino ascenso de la tasa de liberación de calor, teóricamente, se debe a que durante el periodo de inyección de combustible, la energía cinética incrementa, la masa de aire tiende a ingresar en el chorro, el combustible se evapora por la temperatura de la cámara de combustión y el vapor de combustible empieza a mezclarse con el aire, el tiempo en el cual se dan las condiciones físicas y químicas necesarias para que la mezcla se auto encienda y la cantidad de combustible mezclado con el aire durante esta etapa determina qué tan violento es el incremento en la tasa de liberación de calor y consecuentemente en la temperatura. La cantidad de aire que ingresa en el chorro de combustible, y que determina en gran medida la combustión por pre mezcla, depende directamente del tiempo de retraso de encendido y duración de inyección, esto se puede ver en la Fig. 4.6. La cantidad de aire ingresa a una acelerada tasa dentro del límite de la duración de inyección, al final de y durante la etapa de la post-inyección el aumento de la curva del aire entrante disminuye considerablemente debido a que la energía cinética y el momento del chorro de combustible, proporcionado por la inyección de combustible han cesado, Dado que a partir del final de la inyección la cantidad de movimiento en la cámara de combustión disminuye, se considera que después de cierto tiempo la tasa de masa de aire que entra en la zona dos ya no aumenta, manteniéndose constante.

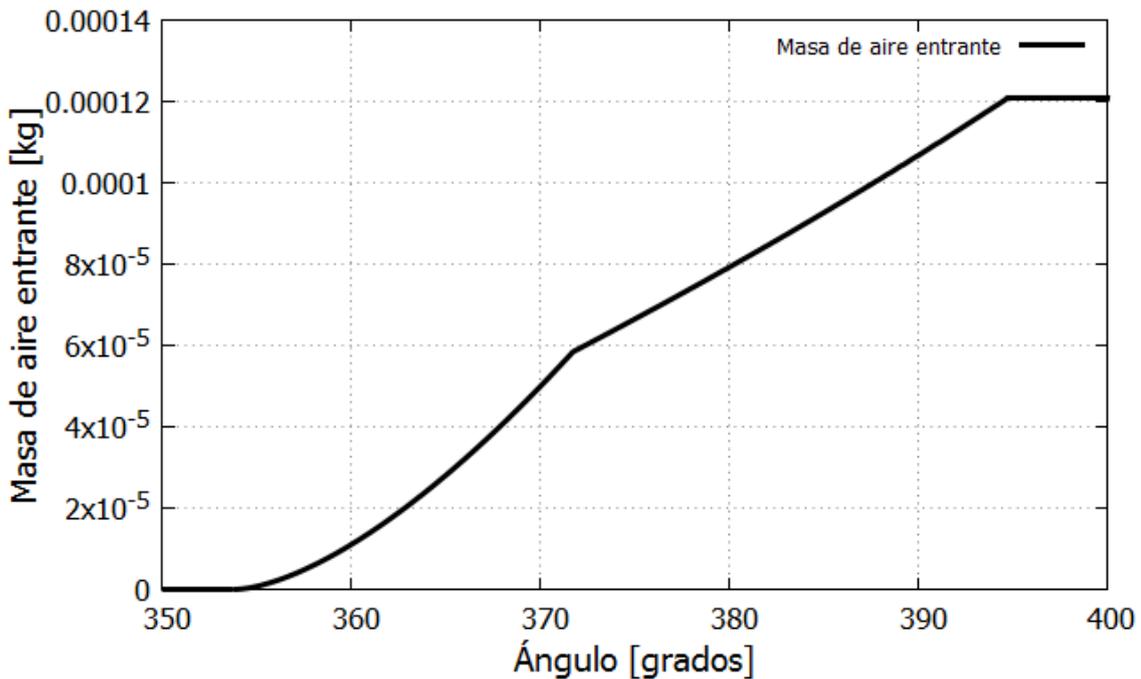


Fig. 4.6 Masa de aire entrante en el chorro de combustible para las condiciones A.

Las gráficas 4.7 y 4.8 fueron obtenidas mediante los modelos propuestos por Lejda y Woś [22]. Como se mencionó en las secciones anteriores, estos modelos presentan un enfoque difícilmente encontrado en la literatura, distinto a los modelos convencionales de estudio del chorro de combustible. El comportamiento que exhibe el volumen obtenido mediante este enfoque muestra que en el inicio de la inyección (353.7 grados) el chorro del combustible sale del inyector e ingresa en la cámara de combustión, al observar la Fig. 4.7, a medida que el chorro penetra en la cámara de combustión crece prácticamente linealmente durante el periodo de inyección de combustible (18 grados a partir del inicio de la inyección), teóricamente este comportamiento indica que el chorro se ve no perturbado por la atmosfera gaseosa en la que se ve inmerso debido a la elevada presión y velocidad a la cual el combustible es inyectado, al ser una alta presión de inyección de 900 bares, se esperaría que la penetración del combustible alcanzase en un corto tiempo mayores longitudes de penetración dentro de la cámara de combustión y al ser el volumen un función directa de la longitud de penetración el volumen del chorro aumentase como consecuencia directa. Este modelo permite observar de manera idealizada y práctica el desarrollo del chorro de combustible sin embargo con base en los resultados obtenidos no refleja el comportamiento cuando el periodo de inyección finaliza ni toma en cuenta los efectos de colisión con las paredes en el cilindro.

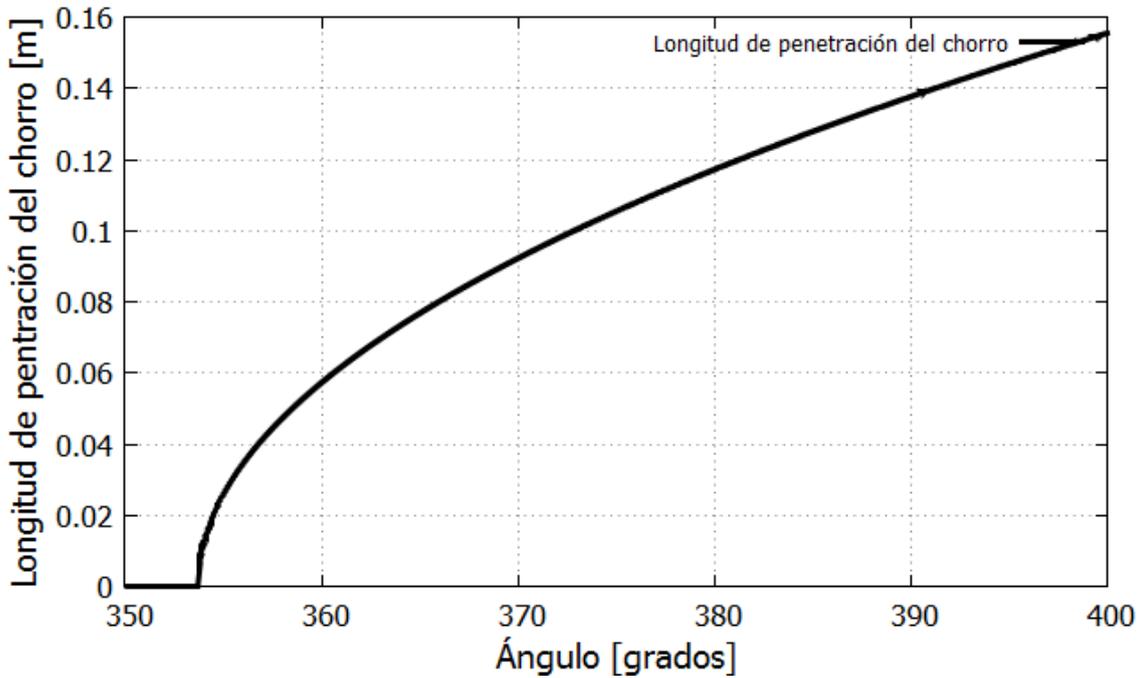


Fig. 4.7 Longitud de penetración del chorro de combustible.

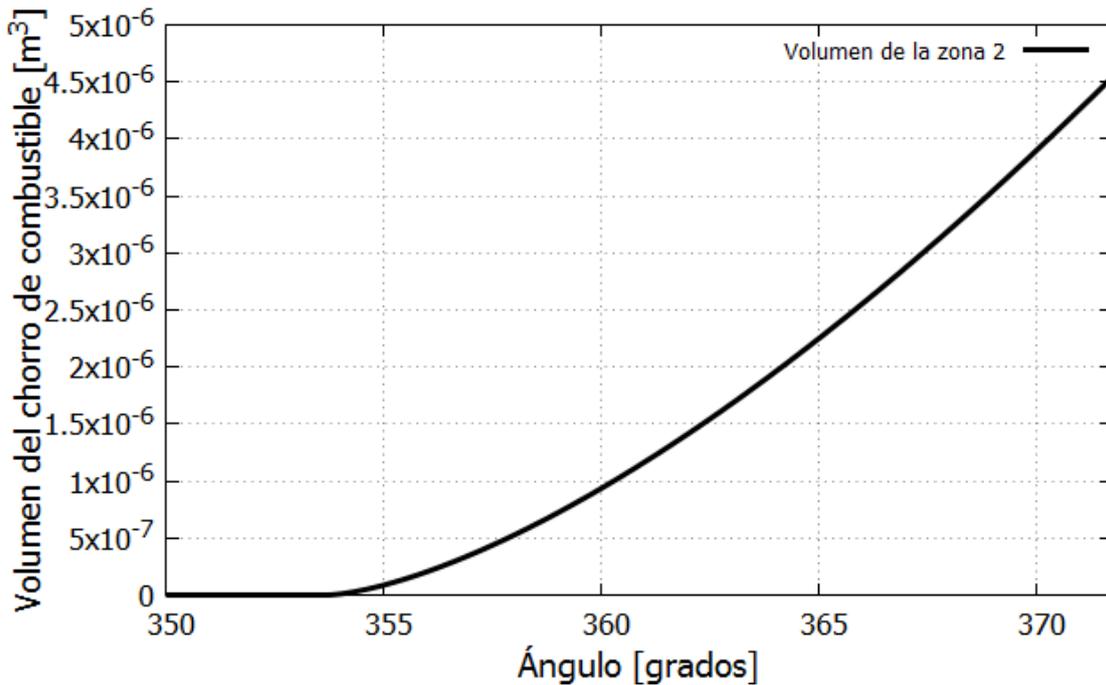


Fig. 4.8 Desarrollo del volumen del chorro de combustible durante el periodo de inyección.

Al igual que el volumen del chorro de combustible, la tasa de combustible evaporado se modeló mediante un enfoque raramente encontrado en los trabajos reportados en la literatura. Este modelo describe la tasa de masa evaporada como una función directamente proporcional al factor de intensidad de evaporación mostrado en la Fig. 4.9, este factor depende entre diversos parámetros de la temperatura del medio en el cual se inyecta el combustible y

posteriormente de la temperatura de la zona 2, este factor nos indica que la intensidad con la cual se evapora el combustible líquido aumenta entre mayor temperatura exista en la cámara de combustión al momento y durante la inyección. El factor de intensidad de evaporación afecta directamente a la tasa de masa evaporada ilustrada en la Fig. 4.10, una menor intensidad de evaporación guiará a una pobre tasa de evaporación lo que puede causar un incremento en la cantidad de hollín e hidrocarburos no quemados, en cambio un factor de intensidad elevado provocara una rápida evaporación del combustible causando un aumento en los óxidos de nitrógeno, especialmente en el periodo de retraso de autoencendido, debido principalmente a la acelerada combustión por pre mezcla asociada a la alta temperatura, Stiesch [16].

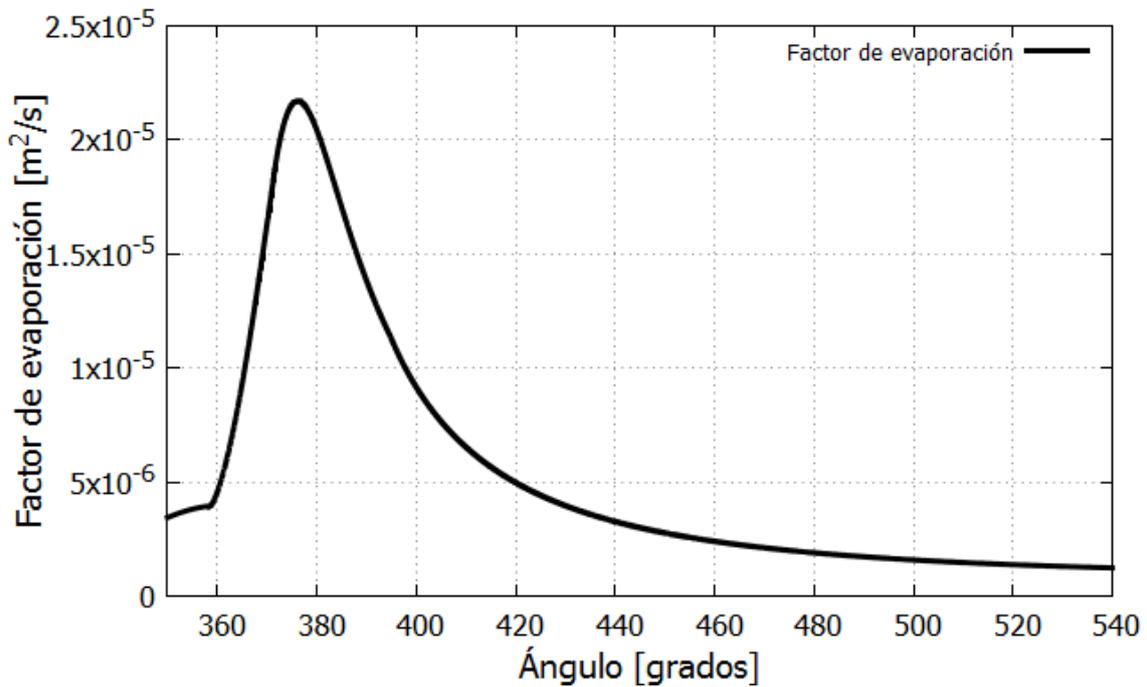


Fig. 4.9 Factor de intensidad de evaporación de combustible.

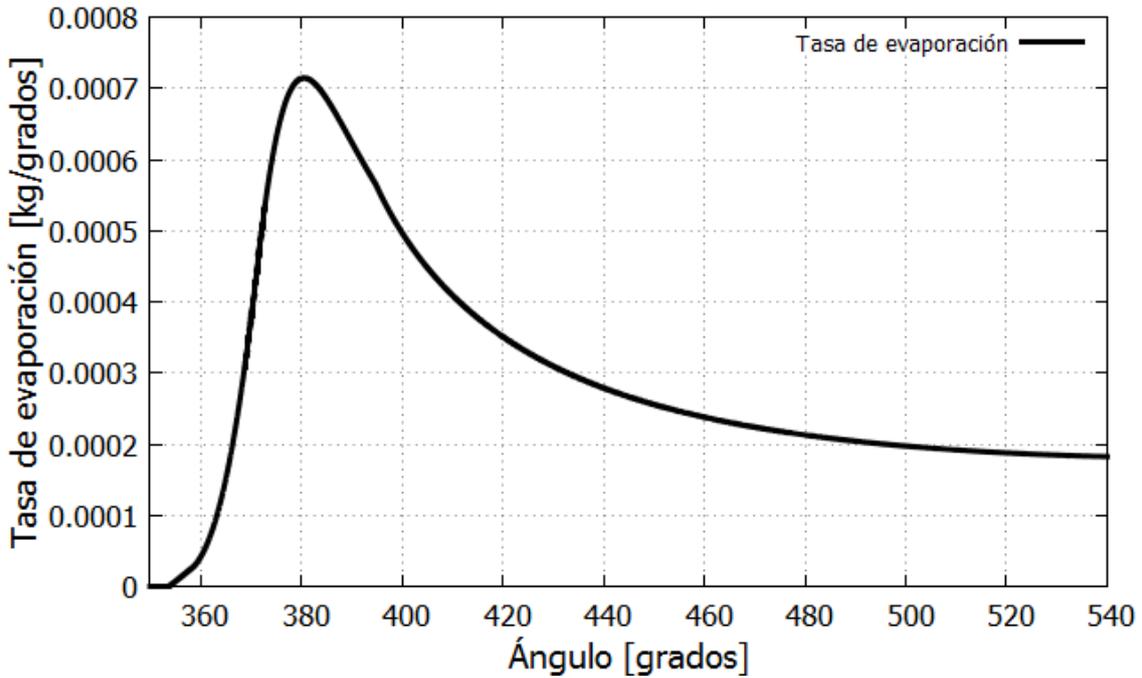


Fig. 4.10 Tasa de evaporación de masa de combustible.

La Fig. 4.11 ilustra el volumen de la zona de carga de aire para un ciclo completo. Es importante observar que el volumen de esta zona no se ve perturbado cuando inicia la inyección (353.7 grados) y se origina el volumen del chorro de combustible. Se deduce que el volumen de la zona de reacción (volumen de la zona 2) tiende a ser muy pequeño en comparación al volumen de la carga de aire, debido a las elevadas relaciones de compresión que un motor diésel puede alcanzar; el volumen donde se lleva a cabo la combustión se limita prácticamente a la cavidad del pistón.

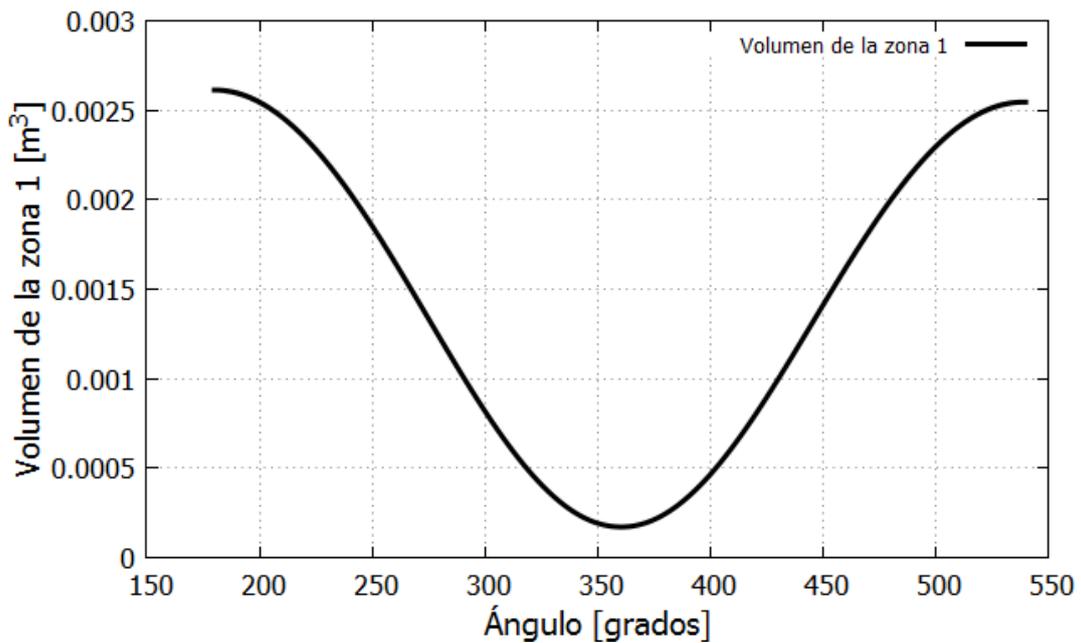


Fig.4.11 Volumen de la zona de carga de aire.

La Fig. 4.12 muestra la comparación de la curva obtenida con el modelo desarrollado y la curva experimental para las condiciones de operación A. La curva estimada crece y decae más rápido y en un corto periodo de tiempo que la curva experimental, el descenso gradual de la de formación de hollín no se logra predecir correctamente, dicho decrecimiento acelerado provoca que las partículas de hollín se subestimen al final del proceso. El comportamiento de la formación de hollín se ve influenciado directamente por la temperatura y tasa de evaporación de combustible, la subestimación final es debida a la acelerada tasa de evaporación de combustible obtenida con el modelo de evaporación. Aceleradas tasas de evaporación provocarían menor cantidad de combustible no quemado pero elevaría la formación de NO especialmente en la etapa de combustión por pre mezcla.

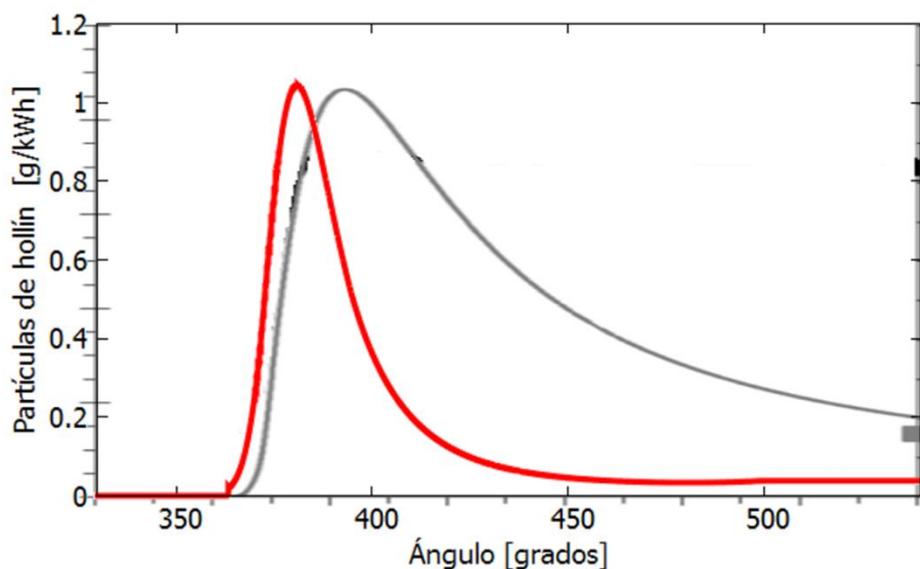


Fig.4.12 Comparación de las partículas de hollín con la curva obtenida de Pierpont et al. [40].

La Fig. 4.13 muestra el comportamiento de la curva de formación de hollín con los valores experimentales para las condiciones de operación B. El ligero aumento de combustible y duración de inyección para estas condiciones provocó un aumento sutil en la aceleración de la formación de hollín. A pesar de que la curva sigue la tendencia natural esperada experimentalmente el modelo no logra predecir en la mayoría del proceso la formación de partículas de hollín.

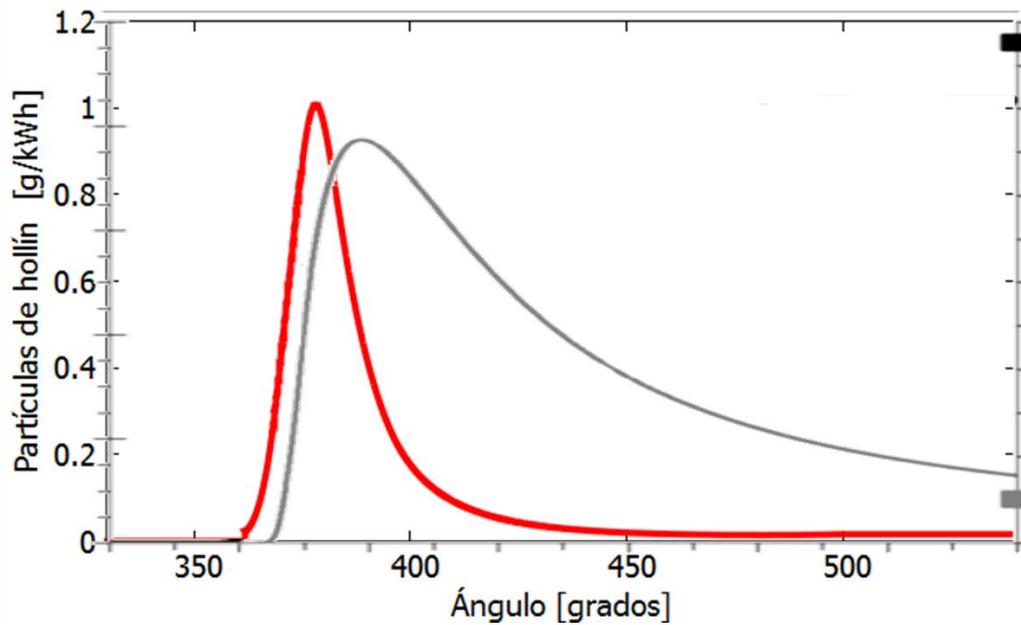


Fig.4.13 Comparación de las partículas de hollín con la curva obtenida de Tow et al. [41].

La emisión de NO se comparó de igual manera para las condiciones de operación A y B, Fig. 4.14 y 4.15 respectivamente. La curva en rojo representa la curva estimada y la curva en negro es tomada de Rajkumar et al. [23]. Para los dos casos se observa que la curva obtenida está ligeramente desfasada hacia la derecha y crece de manera acelerada, sin embargo no logra predecir el comportamiento experimental fielmente y al final del proceso subestima la formación de NO.

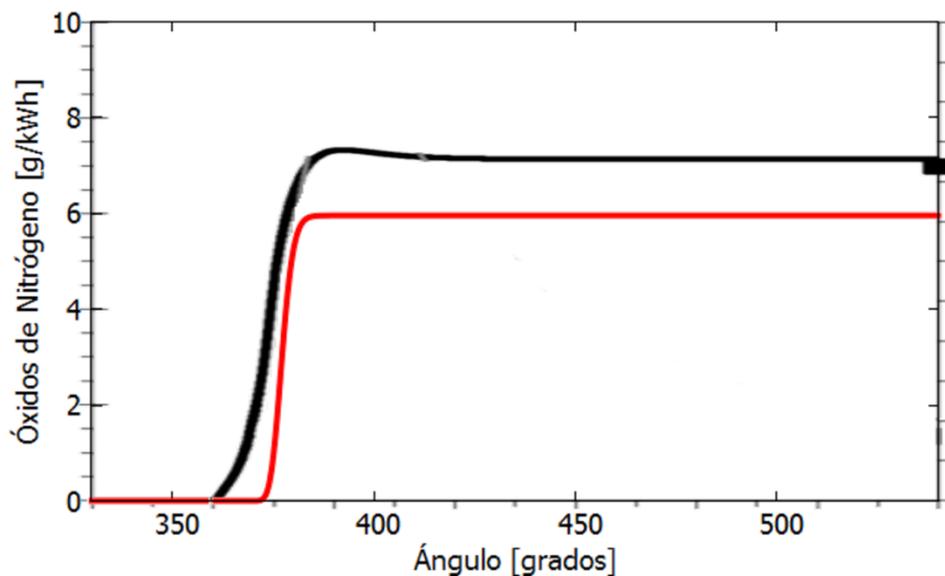


Fig.4.14 Comparación de los óxidos de nitrógeno con la curva obtenida de Pierpont et al. [40].

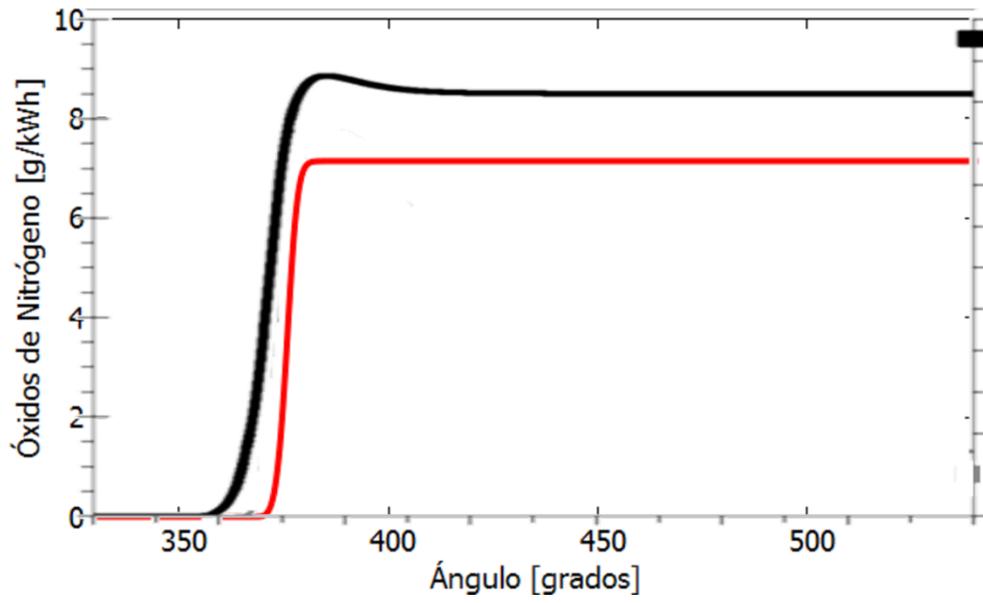


Fig.4.15 Comparación de los óxidos de nitrógeno con la curva obtenida de Tow et al. [41].

CAPÍTULO 5

CONCLUSIONES

5.1 Conclusiones

En el presente trabajo se describió el desarrollo de un modelo fenomenológico de un motor de encendido por compresión de inyección directa, se dividió la cámara de combustión en dos zonas; una zona establecida para la carga de aire y una segunda zona para el chorro de combustible, mediante un análisis termodinámico para cada zona y haciendo uso de diversos sub modelos matemáticos independientes propuestos por diversos autores se dedujo un sistema de ecuaciones diferenciales no lineales de primer orden, se lograron predecir el comportamiento de la curva de presión, temperatura, longitud de penetración y desarrollo del volumen del chorro de combustible así como los fenómenos de transferencia de calor, evaporación de combustible y tasa de liberación de calor en la cámara de combustión.

La precisión del modelo se evaluó comparando los resultados obtenidos con las curvas experimentales reportadas en los trabajos de Pierpont et al. [40], Tow et al. [41], para dos condiciones de operación variando la masa de combustible inyectada por ciclo, el inicio y duración del proceso de inyección. Los resultados de presión se compararon de igual manera con los modelos fenomenológicos desarrollados por los autores previamente citados.

La comparación de las curvas de presión para las dos condiciones de operación fue satisfactorio especialmente durante las etapas de compresión del aire, parte final del periodo de inyección y durante la combustión por difusión, sin embargo se observó que al inicio de la inyección, durante la combustión por pre mezcla, la presión presenta una disminución y un consecuente ascenso retardado cercano a los 4 grados, por esta razón el modelo no es capaz de reflejar el comportamiento de los puntos de presión experimental máxima generadas durante la etapa de retardo de autoencendido y combustión por pre mezcla. El punto de presión máxima fue ligeramente mayor al experimental, sin embargo el modelo predice aceptablemente las etapas final de inyección y combustión por difusión.

Con base en la curva de presión validada se estimaron las curvas de temperatura de la zona de gases quemados y de la carga de aire, la curva de transferencia de calor que atraviesa las paredes de la cámara de combustión, la tasa de evaporación de combustible, estas curvas mostraron el comportamiento teórico esperado.

Se logró estudiar y predecir el comportamiento del volumen del chorro y la tasa de evaporación del combustible mediante los modelos propuestos por Lejda y Woś [22]. Estos modelos presentan un enfoque distinto, raramente encontrado en la literatura convencional del modelado fenomenológico. Bajo este enfoque, se logró establecer un modelo global en función de parámetros relacionados al

proceso de inyección de combustible. Con base en los resultados obtenidos el modelo de desarrollo del chorro de combustible no es válido en situación de impacto con la pared y no refleja el comportamiento teórico esperado una vez que finaliza la etapa de inyección de combustible, a pesar de eso el modelo permitió analizar de manera práctica la influencia de parámetros técnicos y operativos relacionados al sistema inyección sobre los fenómenos principales de la combustión.

Los resultados del modelo de evaporación de combustible arrojaron que la tasa de evaporación es una función directa del factor de intensidad de evaporación y este a su vez de la temperatura del medio en el cual se inyecta el combustible, se logró observar que elevados niveles de temperatura provocaran que el factor de intensidad aumente generando una rápida evaporación de combustible, elevadas temperaturas y por lo tanto altas tasas de evaporación pueden provocar un aumento en los óxidos de nitrógeno especialmente en la etapa de combustión por pre mezcla, en cambio una menor intensidad de evaporación determina una tasa de evaporación pobre lo que puede causar un incremento en la cantidad de hollín e hidrocarburos no quemados.

En términos generales estos dos sub modelos representaron una alternativa práctica e ilustrativa para modelar el chorro de combustible y la tasa de evaporación de combustible.

Se predijeron y compararon las curvas de formación de hollín y óxidos de nitrógeno para dos condiciones de operación, se presentaron desviaciones considerables respecto a los valores experimentales especialmente al final del proceso de expansión. A pesar de que las curvas obtenidas presentaron el comportamiento natural esperado en promedio los valores obtenidos subestimaron la cantidad de partículas de hollín y NO.

Finalmente este trabajo mostró un modelo matemático orientado a estudiar el efecto de las características de la inyección en los principales fenómenos de la combustión, en términos globales las curvas de presión predichas se adaptaron aceptablemente al comportamiento experimental y las variables de estudio mostraron el comportamiento esperado. La aplicación del modelo requiere de un análisis específico para cada motor debido a la numerosa cantidad de parámetros y constantes de corrección del modelo junto con las especificaciones técnicas del sistema de inyección y condiciones de operación de motor. Existen aún áreas de mejora y ajuste que se deben efectuar en el modelo para que la precisión y confiabilidad de los resultados mejoren considerablemente, es necesario desarrollar modelos matemáticos que no requieran una cantidad considerable de constantes del modelo para que la aplicación se amplíe a múltiples casos de estudios.

Debido a la naturaleza sobre la cual está construido el modelo, este permite ampliarlo a más zonas e incluir sub modelos que detallen y expliquen de mejor manera los fenómenos considerados en la combustión. Como trabajo a futuro es necesario corregir los desajustes mostrados en los resultados e incluir zonas donde se estudie la microestructura del chorro del combustible atomizado y los

efectos de cavitación y turbulencia que se originan en la salida del inyector de combustible y que influyen directamente en la calidad de atomización del combustible, no obstante el modelo es una herramienta práctica e ilustrativa con la cual se pueden obtener resultados cuantitativos importantes que no se pueden observar con un simple modelo termodinámico cero dimensional.

REFERENCIAS

- [1] García, G. F., Chacón, J. L., y Chaves, A. (2013). Modelado de la combustión en motores Diésel: revisión del estado del arte. *ION*, 26(1), 41-54.
- [2] Merker, G. P., Schwarz, C., y Teichmann, R. (Eds.) (2012). *Combustion Engines Development: Mixture Formation, Combustion, Emissions and Simulation*, Berlin, Germany: Springer.
- [3] Peiró, P. (2014). *Modelado CFD del proceso de combustión en un motor diésel de pequeña cilindrada* (tesis de pregrado). Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, España.
- [4] Kegl, B., Kegl, M., y Pehan, S. (2013). *Green Diésel Engine: Biodiesel Usage in Diesel Engines*, London: Springer-Verlag London.
- [5] Mollenhauer, K., y Tschoeke, H. (Eds.) (2010). *Handbook of Diesel Engines*, Berlin, Germany: Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [6] Arcoumanis, C., y Gavaises, M. (1998). Linking the nozzle flow with spray characteristics in a diesel fuel injection system. *Atomization and Sprays*, 8, 179–197.
- [7] Baumgarten, C. (2006). *Mixture Formation in Internal Combustion Engines*, Berlin, Germany: Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [8] Bosch, R. G. (1999). *Diesel-Speichereinspritzsystem Common Rail*, ISBN 3-934584-13-6.
- [9] Bosch, R. G. (1999). *Diesel Einspritzsysteme – Unit Injector System / Unit Pump System*, Technische Unterrichtung.
- [10] Integrated Publishing. (2013). Your source for military specifications and educational publications. Florida, EU: *Integrated Publishing - Your source for military specifications and educational publications*. Recuperado de <http://www.tpub.com/engine3/en32-76.htm>.
- [11] Bracco, F. V. (1975). Introducing a New Generation of More Detailed and Informative Combustion Models. *SAE Transactions*, 84, 3317-3340.
- [12] Descieux, D. (2006). One zone thermodynamic model simulation of an ignition compression engine. *Applied Thermal Engineering*, 27, 1457-1466.
- [13] Sakhrieh, A., Abu-Nada, E., Al-Hinti, I., Al-Ghandoor, A., y Akash, B. (2010). Computational thermodynamic analysis of compression ignition engine. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 37(3), 299-303.
- [14] Vibe, I. I. (1970). *Combustion process and cycle of internal combustion engines*, Berlin, Germany: VEB Verlag Technik.

- [15] Woschni, G. (1967). Universally applicable equation for the instantaneous heat transfer coefficient in internal combustion engine, SAE Paper no. 670931.
- [16] Stiesch, G. (2003). *Modeling Engine Spray and Combustion Processes*, Berlin, Germany: Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [17] Kumar, S., Kumar Chauhan, M., y Varun. (2013). Numerical modeling of compression ignition engine: A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 19, 517-530.
- [18] Hiroyasu, H., Kadota, T., y Arai, M. (1983). Development and use of a spray combustion modeling to predict diesel engine efficiency and pollutant emissions. *Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers*, 26(214), 569–75.
- [19] Payri, F., Benajes, J., y Tinaut, F. V. (1988). A phenomenological combustion model for direct-injection, compression-ignition engines, *Applied Mathematical Modelling*, 12(3), 293-304.
- [20] Yong H. Im y Kang Y. Huh. (2000). Phenomenological Combustion Modeling of a Direct Injection Diesel Engine with In-Cylinder Flow Effects. *KSME International Journal*, 14(5), 569-581.
- [21] Austen, A. E. W., & Lyn, W.-T. (1960). Relation between fuel injection and heat release in a direct injection engine and the nature of the combustion process. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers: Automobile Division*, 14(1), 47–62.
- [22] Lejda, K., & Woś, P. (Eds) (2012). Simulation of Combustion Process in Direct Injection Diesel Engine Based on Fuel Injection Characteristics. *Fuel Injection in Automotive Engineering*, 1, 67-83.
- [23] Rajkumar, S., Pramod, S. M., y Shamit, B. (2011). Phenomenological modeling of combustion and emissions for multiple-injection common rail direct injection engines. *International J of Engine Research*, 13(4), 307–322.
- [24] Woś, P. (2008). *Effect of Fuel Injection Rate on Combustion and NOX Emission in Diesel Engine, Mathematical approach*. Rzeszów, Poland: Rzeszów University of Technology.
- [25] Orzechowski, Z. & Prywer, J. (1991). *Spraying liquids*, Warsaw, Poland: WNT.
- [26] McAllister, S., Chen J. Y., y Fernandez-Pello, A. C. (2011). *Fundamentals of Combustion Processes*, New York, Springer New York.
- [27] Hardenberg, H. O., y Hase, F. W. (1979). An empirical formula for computing the pressure rise delay of a fuel from its cetane number and from the relevant parameters of direct injection diesel engines. SAE paper 790493, 1823–1834.
- [28] Lakshminarayanan, P. A., Aghav, Y. V., Dani, A. D., y Mehta, P. S. (2002). Accurate prediction of the rate of heat release in a modern direct injection diesel engine. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, 216(8), 663–675.

- [29] Chmela, F. G., y Orthaber, G. C. (1999). Rate of heat release prediction for a direct injection diesel engine based on purely mixing controlled chamber. SAE paper 99010186.
- [30] Ricou, F. P., y Spalding, D. B. (1961). Measurements of entrainment by axisymmetric turbulent jets. *J Fluid Mech*, 9, 21–32.
- [31] Annand, W. J. D. (1963). Heat transfer in the cylinders of reciprocating internal combustion engines. *Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers*, 177, 983–90.
- [32] Kuder, J., y Kruse, T. H. (2000). *Parameteroptimierung an Ottomotoren mit Direkteinspritzung*, Franckh-Kosmos Verlags-GmbH, Stuttgart: Motortechnische Zeitschrift MTZ 61, 378–384.
- [33] Hohenberg, G. (1980). Experimentelle Erfassung der Wandw€arme von Kolbenmotoren. Habilitation, TU Graz.
- [34] Hareesh, K., Rohith Teja, N., y Konda Reddy, B. (2014). Computer Simulation of Compression Ignition Engine through MATLAB. *International Journal for Research in Applied Science & Engineering Technology (IJRASET)*, ISSN: 2321-9653.
- [35] Way, R. J. B. (1977). Methods for determination of composition and thermodynamic properties of combustion products for internal combustion engine calculations. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 190(1), 687–697.
- [36] Vickland, C., Strange, F., Bell, R., y Starkman, E. (1962). A Consideration of the High Temperature Thermodynamics of Internal Combustion Engines. *SAE International*, SAE Technical Paper.
- [37] Lavoie, G. A., Heywood, J. B., y Keck, J. C. (1970). Experimental and theoretical study of nitric oxide formation in internal combustion engines. *Combustion Science and Technology*, 1(4), 313-326.
- [38] Olikara, C., y Borman, G. L. (1975). A computer program for calculating properties of equilibrium combustion products with some applications to I.C. engines. *Society of Automotive Engineers*, SAE Technical Paper 750468.
- [39] Rakopoulos, C. D., Rakopoulos, D. C., Giakoumis, E. G., y Kyritsis, D. C. (2004). Validation and sensitivity analysis of a two zone Diesel engine model for combustion and emissions prediction. *Energy Conversion and Management*, 45(9-10), 1471-1495.
- [40] Pierpont, D. A., Montgomery, D. T., y Reitz, R. D. (1995). Reducing particulate and NOx using multiple injections and EGR in a D.I. diesel. SAE paper 950217, 171–183.
- [41] Tow, T. C., Pierpont, D. A., y Reitz, R. D. (1994). Reducing particulate and NOx using multiple injections in a heavy duty D.I. diésel engine. SAE paper 940897, 1403–1417.

[42] Godunov, A. L. (2015). Programs (Fortran). Department of Physics, ODU. Recuperado de <http://ww2.odu.edu/~agodunov/computing/programs/>.

APÉNDICE A

PROGRAMA GENERAL PARA LA SOLUCIÓN DEL MODELO

Como se mencionó en la sección 3.12 la solución numérica se basó en el método de Runge Kutta de cuarto orden y el algoritmo se programó en fortran 90. Las subrutinas empleadas tomaron como referencia los algoritmos desarrollados por Godunov [42]. El proceso de cálculo inicia desde el programa principal (ModeloFen), se llama la subrutina Solmodelo, la cual realiza el proceso iterativo de guardado de datos y sustituye los valores iniciales por los valores calculados, la tabla A1 muestra los símbolos y abreviaciones más importantes empleados en las subrutinas y la tabla A2 los valores iniciales de la simulación.

Tabla A1. Símbolos y abreviaciones utilizadas en el algoritmo numérico.

símbolos y abreviaciones	
n	Número de Ecuaciones Diferenciales de primer orden
dt	Paso de integración
ti	Tiempo inicial
tf	Tiempo inicial más el paso dt
tmax	Límite de integración
xi(n)	Arreglo de valores iniciales
xf(n)	Arreglo de valores calculados

Tabla A2. Condiciones iniciales

Arreglo de condiciones iniciales	
xi(1) =0.00244+1.730496e-4	Valor inicial del volumen 1 [m ³]
xi(2)=0.0	Valor inicial del volumen 2 [m ³]
xi(3)=0.0	Valor inicial del calor de salida [J]
xi(4)=309.15	Valor inicial de la temperatura 1 [K]
xi(5)=309.15	Valor inicial de la temperatura 2 [K]
xi(6)=0.0	Valor inicial de la tasa de combustible inyectada [m ³]
xi(7)=0.0	Valor inicial de la energía interna [J]
xi(8) =0.0	Valor inicial del calor liberado [J]
xi(9) =0.0	Valor inicial del flujo de combustible líquido [m ³]
xi(10) =0.0	Valor inicial de la masa evaporada [kg]
xi(11) =183000.0	Valor inicial de presión en la cámara de combustión [Pa]
xi(12)=0.0	Valor inicial de la masa de aire entrante [kg]
xi(13)=0.0	Valor inicial de NO _x []
xi(14)=0.0	Valor inicial de hollín []

```
program ModeloFen
implicit none
    call Solmodelo
end program ModeloFen
```

```
subroutine Solmodelo
implicit none
```

```
integer, parameter :: n = 14
double precision ti, tf, dt, tmax
double precision xi(n), xf(n)
double precision, parameter :: pi = acos(-1.0)
double precision, parameter :: rad = pi/180.0,
double precision, parameter :: deg=180.0/pi
double precision, parameter ::
integer i
external d1x
```

```
! Documentos para resultados
open (unit=6, file='ResultFENF.dat')
open (unit=11, file='DerivadasFENF.dat')
open (unit=20, file='SprayF.dat')
open (unit=21, file='RHRF.dat')
open (unit=22, file='FUELF.dat')
open (unit=23, file='STIPF.dat')
open (unit=24, file='FUELVAPORF.dat')
```

```
ti = 180.0*rad
xi(1) = 0.00244+1.730496e-4
xi(2) = 0.0
xi(3) = 0.0
xi(4) = 309.15
xi(5) = 309.15
xi(6) = 0.0
xi(7) = 0.0
xi(8) = 0.0
xi(9) = 0.0
xi(10) =0.0!0.001146046844
xi(11) = 183000.0
xi(12) =0.0
xi(13) = 0.0
xi(14) = 0.0
```

¡ Paso y límite de integración

dt = 0.01*rad

tmax = 540.0*rad

! Encabezados en los archivos de guardado de datos

write (6,*) ' Solución de modelo fenomenologico 1 '

write (6,*) ' Método: Runge-Kutta 4th order '

write (6,100)

write (6,102) ti*deg, xi(1), xi(2), xi(3), xi(4), xi(5), xi(6), xi(7),xi(8), xi(9), xi(10),
xi(11)/100000.0,xi(12),xi(13),xi(14)

! Integración de Ecuaciones Diferenciales

do while (ti <= tmax)

tf = ti + dt

call rk4n(d1x,ti, tf, xi, xf, n)

write(6,102) tf*deg, xf(1), xf(2), xf(3), xf(4), xf(5), xf(6), xf(7),xf(8), xf(9), xf(10),
xf(11)/100000.0,xf(12),xf(13),xf(14)

! Preparar para siguiente paso

ti = tf

do i = 1,n

xi(i) = xf(i)

end do

end do

100format(5x,'Angulo',8x,'V1',11x,'V2',7x,'Qsal',9x,'T1',10x,'T2',10x,'Vf',10x,'Eu',10x
, 'Qin',10x,'Vinj',10x,'Mv',7x,'P')

101 format(5x,'Angulo',11x,'dQin',11x,'dSoot')

102 format(15(1pe12.3))

end subroutine Solmodelo

APÉNDICE B

SUBROUTINA PARA EL SISTEMA DE ECUACIONES DIFERENCIALES

La subrutina d1x agrupa el conjunto de ecuaciones diferenciales a resolver mediante y es la subrutina de entrada para el algoritmo de solución de Runge Kutta.

```
subroutine d1x(t, x, dx, n)
implicit none
integer n
integer, parameter :: num=7
double precision t, hc, ww, po, Ap,st, Vs, cons, cons1
double precision dQin,dQp,dQd,dQin2, IQd,IQp,xb,dxb,Tburn
double precision x(n), dx(n), ar(n)
double precision stip,dmfuel,Psoc,Tsoc, Vspray
```

! Parámetros Generales

```
!=====
double precision, parameter :: LHV = 44300000.0
double precision, parameter :: w = 1600*6.0
double precision, parameter :: L = 0.1651
double precision, parameter :: Lr = L/2.0+L
double precision, parameter :: Di = 0.1372
double precision, parameter :: Vd = 0.00244
double precision, parameter :: a = L/2.0
double precision, parameter :: Vc = Vd/(15.1-1.0)
double precision, parameter :: cm = w*L/30.0
double precision, parameter :: Tein = 309.15
double precision, parameter :: Pe = 183000.0      ! Presión de entrada (Pa)
double precision, parameter :: Tw = 400.0        ! Temperatura de pared (K)
double precision, parameter :: V1 = Vc + Vd       ! Volumen inicial
double precision, parameter :: R = 286.7         ! Constante del aire (J/kg K)
double precision, parameter :: mair = 0.00512722 ! Masa (Kg)
double precision, parameter :: Ru = 8.31447      ! Constante universal (kJ/kmolK)
double precision, parameter :: phi1 = 0.48       ! Relación de equivalencia
double precision, parameter :: afstoic = 14.33    ! Estequiométrico
double precision, parameter :: rc = 15.1         ! Relación de compresión
double precision, parameter :: CN = 45.0         ! Número de Cetano
double precision, parameter :: EA = 618840/(CN + 25.0) ! Energía aparente de
activación (J/mol)
double precision, parameter :: Sp = w*L/30.0     ! Velocidad del pistón (m/s)
double precision, parameter :: SOC = (360.0-6.3)*rad+ID ! Inicio de la combustión
double precision, parameter :: Mch = mair        ! Carga de aire
double precision, parameter :: k = 1.4
```

```

=====
!
=====
!Constantes para la formación de hollín
double precision, parameter :: C4 = 6295.0
double precision, parameter :: Af = 10.0 ! 1/s
double precision, parameter :: Yf = 0.8 ! Fracción masa de combustible
double precision, parameter :: ms = 2000*(4/3)*pi*(13e-9)**2 !masa de hollín
!
=====
!
=====
!Parámetros del volumen del spray (zona 2)

double precision, parameter :: ni = 6          !Número de orificios del atomizador
double precision, parameter :: dr = 0.00026 !Diámetro del agujero del pulverizador
double precision, parameter :: pf = 832.0     !Densidad del Diesel
double precision, parameter :: mu = 0.7      !Factor de flujo de los orificios del inyector
double precision, parameter :: Drop = 30.0e6  !Caída de presión del pulverizador
double precision, parameter :: Tsup = 0.020   ! Tensión superficial del Diésel
double precision, parameter :: paire = 11.0   ! Densidad del aire
double precision, parameter :: Mr = paire/pf
double precision, parameter :: Vis = 2.496e-3 ! Viscosidad del combustible
double precision, parameter :: C5 = 2.72
double precision, parameter :: k1 = -0.21
double precision, parameter :: l1 = 0.16
double precision, parameter :: m1 = 1.0!0.45
double precision, parameter :: C6 = 0.0028
double precision, parameter :: k2 = 0.32
double precision, parameter :: l2 = 0.07
double precision, parameter :: m2 = 0.026
double precision, parameter :: w0 = mu*(2.0*Drop/pf)**(0.5) ! Velocidad inicial del
spray
double precision, parameter :: We = pf*w0*w0*dr/Tsup      ! Número de weber
double precision, parameter :: Lp = pf*Tsup*dr/(Vis*Vis)  ! Número de Laplace
double precision, parameter :: au = C5*(we**(k1))*(Lp**(l1))*(Mr**(m1)) ! Factor de
corriente libre turbulenta
double precision, parameter :: alpha = atan( C6*(we**(k2))*(Lp**(l2))*(Mr**(m2))) !
Mitad del ángulo del spray
double precision, parameter :: ctg = 1.0/TAN(alpha)
double precision, parameter :: wn= w          !
double precision, parameter :: SOI = 360.0-6.3 ! Inicio de la inyección (grados)
double precision, parameter :: DOI = 18.0     ! Duración de la inyección (grados)
double precision, parameter :: EOI = SOI+18.0 ! Final de la inyección (grados)

```

```

!=====
!=====
! Parámetros para la tasa de liberación de calor
double precision, parameter :: Cturb = 0.2 !Eficiencia de conversión de energía cinética
a turbulenta
double precision, parameter :: Cdiss = 0.01 ! constante de disipación
double precision, parameter :: Crate = 0.002 ! S constante de mezclado
double precision, parameter :: Cmodel = 1000.0e3! constante del modelo
double precision, parameter :: lambdadiff= 1.4 ! Relación de exceso de aire
double precision, parameter :: Cd = 0.8 ! Coeficiente de descarga de la boquilla del
inyector
double precision, parameter :: An = (1.0/4.0)*dr*dr*pi Área de los orificios del inyector
(m^2)
double precision, parameter :: Pinj = 90000000.0 ! presión de inyección
double precision, parameter :: qvf = 1.9712e-7! volumen de combustible inyectado
(m^3)
double precision, parameter :: mfinj = 0.000164 ! masa de combustible inyectada por
carrera
double precision dEi,dDiss,ekturb !tasa de generación de energía cinética y disipación
de energía
double precision Funcion1,Funcion2,TasaQ,stip2,stip3,dstip3,tbreak
double precision dQ1,dQ2,dQc1,dQc2,Tprom,PV,PV2
!=====
!=====
!Parámetros para evaporación de combustible
double precision, parameter :: Asprayer = 23.9e-6 !Constante del pulverizador
double precision, parameter :: Tb = 216.0+273.15 ! Liquid saturation temperature
(boiling temperature)
double precision, parameter :: Deltap = 90000000.0 !Fuel injection overpressure
double precision, parameter :: densliq = 832.0 ! Droplet density
double precision, parameter :: hfg = (256.0)*1e3 ! calor de vaporización a Tb
double precision, parameter :: p1 = 0.9 ! factor de corrección para el factor
double precision, parameter :: Thermlayer = 0.5 ! Capa térmica igual a c1= 1/2
double precision SMD,FactorK ! Sauter Mean Diameter, factor de intensidad de
vaporización
double precision CondTerm,Deq,Ke,dVfliq,dMvap,Mex,dMex,hair,cpair,uair,duair,Rair,
Rfuel,hfuel,cpfuel,CVM,CVDM, CMO2, CMN2, kcc,KCO

!=====
!=====
! Energía interna y entalpía
Rair = 0.2870
Rfuel = 0.033
cpair = ( 28.11+0.01967*x(4)+(0.4802e-5)*(x(4)**(2.0))-(1.966e-9)*(x(4)**(3.0)) )/28.97

```

```

hair = (cpair)*x(4)*1000.0
uair = (cpair-Rair)*x(4)*1000.0
duair = ((1.0/28.97)*(28.11+0.01967*2.0*x(4)+(0.4802e-5)*3.0*(x(4)**(2.0))-(1.966e-9)*4.0*(x(4)**(3.0)))-Rair )*1000.0

cpfuel= ( 7.9710+(1.1954e-1)*x(5)-(3.6858e-5)*x(5)*x(5) )*Rfuel*1000.0
hfuel= (7.9710*x(4)+(1.1954e-1)*((x(4)**2.0)/2.0)-(3.6858e-5)*((x(4)**3.0)/3.0)-1.9385e4)*Rfuel*1000.0
hex = SUM1ug+x(11)*x(1)
hva = hex + hfg
!=====
!=====
! Sistema de Ecuaciones

!dx(1) = dV1/dtheta Derivada del volumen de la zona 1

dx(1) = (pi*Di*Di*0.25) * (a*SIN(t) + (a*a*SIN(t)*COS(t))/(Lr*Lr
a*a*SIN(t)*SIN(t)**(1/2)) -dx(2)
tbreak = 28.65*pf*dr*wn/(paire*Pinj)**(0.5)

ID = (0.36+0.22*Sp)*exp( EA*((1.0/(Ru*Tin*rc**(0.34)))-(1.0/17190.0)) +
21.2/(Pin*Rc**(1.34)-12.4) )

if ((t >=180.0*rad .and. t < SOI*rad)) then
stip=0.0
stip2=0.0
else if ((t>=SOI*rad)) then
stip = (1e0)*(((dr*w0*(ABS(t*deg-SOI)))/((2.0**(0.5))*au*wn)**(0.5))
stip2= ((8.0*Cd*w0*dr*(ABS((t*deg-SOI)/(wn))))**(0.5))*(Tein/x(4))**(0.25)
end if

if ((t >=180.0*rad .and. t < SOI*rad)) then
x(2)=0.0
dx(2)=0.0
Vspray=0.0
else if ((t>=SOI*rad .and. t <= EOI*rad)) then
Vspray=(1.0)*(ni/3.0)*pi*((stip)**(3.0))*( (1.0/(ctg+1.0)**(2.0)) +
(1.0/(ctg+1.0)**(3.0)))
dx(2) = ((ni*pi*stip*dr*w0)/(wn*au*2.0*((2.0)**(0.5))))*( (1.0/(ctg+1.0)**(2.0)) +
(1.0/(ctg+1.0)**(3.0)) )
end if
write (23,103) t*deg,stip,stip3,Vspray,SUM1ug,SUM2ug,SUM1dug,SUM2dug,hfuel

!=====
if ((t>=180.0*rad .and. t <= SOC)) then
cons = 0.0
else

```

```

cons = 0.00324
end if
!=====
!=====
!x(3) Transferencia de calor a través de las paredes

po = Pe*(V1/x(1))**(k)                ! Presión motor Pa
Ap = (pi*Di*Di*0.25 + Di*pi*( a*(1.0- COS(t)) + Lr - (Lr*Lr - a*a*SIN(t)*SIN(t))**(0.5)))
! Área de transferencia
ww = 2.28*cm + cons*C3*(x(11)-po)      ! Velocidad del gas del cilindro
Tprom = ((Mch-x(12))*x(4)+(x(6)*pf+x(12))*x(5))/(Mch+x(6)*pf)
hc = 3.26*(Di**(-0.2))*((Tprom)**(-0.53))*((x(11))**(0.8))*((ww)**(0.8))

dQc1 = (1.0/(w))*hc*Ap*(x(4)-Tw)!(((Mch-x(12))*x(4))/(((Mch
x(12))*x(4))+((x(9)+x(10)+x(12))*x(5))))*dx(3)
!Calor de enfriamiento de la zona 1
dQc2 = (((x(6)*pf+x(12))*x(5))/(((Mch-x(12))*x(4))+((x(6)*pf+x(12))*x(5))))*dx(3)
!Calor de enfriamiento de la zona 2

!=====
!=====
! dx(4) y dx(5) Ecuaciones de la temperatura de la zona 1 y 2 respectivamente
dQ1=-dQc1
dQ2=-dQc2+dx(8)
PV=x(11)*dx(1)
PV2=x(11)*dx(2)
CVM= ( (x(6)*pf)*(cpfuel-Rfuel*1000.0)+x(12)*(cpair-Rair*1000.0) )*(1.0)
CVDM=( (dx(9)+dx(10))*(cpfuel-Rfuel*1000.0)+dx(12)*(cpair-Rair*1000.0) )*(1.0)

dx(4) =(dQ1-x(11)*dx(1)-uair*dx(12)-hair*dx(12))/((Mch-x(12))*(duair))
if ((t >=180.0*rad .and. t < SOI*rad+ID)) then
x(5)=x(4)
else if ((t >=SOI*rad+ID)) then
dx(5) = (dQ2-x(11)*dx(2)+cpair*x(4)*dx(12)+cpfuel*x(5)*(dx(6)*pf)-CVDM*x(5)
)/(CVM)
end if
!=====
!=====
! Flujo de masa de combustible inyectado del modelo RHR
if ((t >=180.0*rad .and. t < SOI*rad)) then
dmfuel=0.0
dx(6)=0.0
else if ((t >= SOI*rad .and. t <= EOI*rad)) then
x(6) = (qvf/DOI)*(t*deg-SOI)
dmfuel = qvf/DOI*(1.0/(wn))*Cd*An*( 2.0*(Pinj-x(11))/pf )**(0.5)!qvf/DOI

```

```

dx(6)= (1.0/(6*wn))*Cd*An*( 2.0*(Pinj-x(11))/pf )**(0.5)
! dx(6) Flujo volumétrico de combustible inyectado
else
dmfuel=0.0
dx(6)=0.0
end if
write (22,103) t*deg,KCO,PV,PV2,dQc1,dQc2,dQ2,Tprom,CVM,CVDM
!=====
!=====
! Modelo de liberación de calor

if ((t >=180.0*rad .and. t < SOI*rad+ID)) then
dx(7)=0.0
else if ((t>=SOI*rad+ID)) then
dx(7) = Cturb*18.0*pf*(((wn)/(Cd*An))**(2.0))*((dmfuel)**(3.0)-(Cdiss*x(7))/(wn) !
dx(7)=dEu Energia turbulenta del chorro de combustible

ekturb = x(7)/(mfinj*( 1.0+lambdadiff*afstoic))
Funcion1 = mfinj-x(8)/(LHV*1.0)
Funcion2 = exp( Crate*((ekturb**(0.5))/((x(1))**(1.0/3.0))))
TasaQ =Cmodel*Funcion1*Funcion2
dx(8)= Cmodel*Funcion1*Funcion2
write (21,103) t*deg,Funcion1,Funcion2,TasaQ,dmfuel,ekturb
end if
!=====
!=====
!Modelo de evaporación de combustible
CondTerm = (6.1944e-3)+(7.3814e-5)*x(4)-(1.2491e-8)*x(4)*x(4)!0.164-(7.7112e-
5)*x(4)
SMD = Asprayer*((Deltap*1e-3)**(-0.135))*(paire**(0.121))*((qvf*1e9)**(0.131))

if ((t >=180.0*rad .and. t < SOI*rad)) then
FactorK = (4.0*CondTerm*(x(4)-Tb))/(densliq*hfg*Thermlayer)
else
FactorK = (4.0*CondTerm*(x(5)-Tb))/(densliq*hfg*Thermlayer)
end if

if ((t >=180.0*rad .and. t < SOI*rad)) then
dx(9) = 0.0
dVfliq = 0.0
dx(10) =0.0
dMvap = 0.0
else

```

$dx(9) = dx(6) - (p1*FactorK*x(9))/(wn*SMD*SMD)$! Masa de combustible líquido disponible

$dVfliq = dx(6) - (p1*FactorK*x(9))/(wn*SMD*SMD)$

$dx(10) = (p1*FactorK*pf*x(9))/(wn*SMD*SMD)$

$dMvap = (p1*FactorK*pf*x(9))/(wn*SMD*SMD)$

if (x(10) == mfinj) then

dx(10)= 0.0

end if

end if

if (dx(9) <= 0.0 .and. dVfliq <= 0.0) then

dx(9)= 0.0

dVfliq =0.0

end if

write (24,103) t*deg,CondTerm,FactorK,dVfliq,dMvap,TasaQ !,FactorK!,dVfliq,dMvap

!=====
!=====

! Presión en la cámara de combustión

if ((t >=180.0*rad .and. t < SOI*rad+ID)) then

$dx(11) = (-dx(12)*R1*x(4)+(Mch-x(12))*R1*dx(4)-x(11)*dx(1))/x(1)$

else if ((t >=SOI*rad+ID)) then

$dx(11) = (((dx(6))*pf*Rfuel*1000.0+dx(12)*R2)*x(5) +$

$(x(6)*pf*Rfuel*1000.0+x(12)*R2)*dx(5) -x(11)*dx(2))/x(2)$

end if

!=====
!=====

! Masa de aire que entra en el spray

$Deq = dr*(pf/paire)**(0.5)$

$Ke = (0.32*stip/Deq-1.0)$

$dx(12) = 1.0*Ke*dx(6)*pf$

if ((t >SOI*rad+DOI*rad)) then

$dx(12) = 0.7*(Mch-x(12))/((ekturb)**(0.5))/((x(1))**(1.0/3.0))$

end if

101 format(5x,'Angulo',11x,'dQin',11x,'dSoot')

103 format(12(1pe12.3))

end subroutine d1x

APÉNDICE C

SUBROUTINA RUNGE KUTTA DE CUARTO ORDEN

```
subroutine rk4n(fcn,ti, tf, xi, xf, n)
```

```
!=====
```

```
! fcn(t,x,dx,n)- Funciones dx/dt (funcion o subrutina d1x)
```

```
! ti - Inicio de variable independiente
```

```
! tf - Solucion o avance de la variable independiente
```

```
! xi() - Arreglo de valores iniciales
```

```
! n - número de ecuaciones diferenciales de primer orden
```

```
! xf() - Arreglo que contiene la solución de las ecuaciones
```

```
!=====
```

```
implicit none
```

```
integer n
```

```
double precision ti, tf
```

```
double precision xi(n), xf(n)
```

```
integer j
```

```
double precision h, t
```

```
double precision x(n), dx(n)
```

```
double precision k1(n),k2(n),k3(n),k4(n)
```

```
h = tf-ti
```

```
t = ti
```

```
!* evaluar k1
```

```
call fcn(t, xi, dx, n)
```

```
do j=1,n
```

```
    k1(j) = h*dx(j)
```

```
    x(j) = xi(j) + k1(j)/2.0
```

```
end do
```

```
!* evaluar k2
```

```
call fcn(t+h/2.0, x, dx, n)
```

```
do j=1,n
```

```
    k2(j) = h*dx(j)
```

```
    x(j) = xi(j) + k2(j)/2.0
```

```
end do
```

```
!* evaluar k3  
call fcn(t+h/2.0, x, dx, n)  
do j=1,n  
  k3(j) = h*dx(j)  
  x(j) = xi(j) + k3(j)  
end do
```

```
!* evaluar k4 y obtener resultado  
call fcn(t+h, x, dx, n)  
do j=1,n  
  k4(j) = h*dx(j)  
  xf(j) = xi(j) + k1(j)/6.0+k2(j)/3.0+k3(j)/3.0+k4(j)/6.0  
end do
```

```
end subroutine rk4n
```