

UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERIA

FACULTAD DE INGENIERIA MECANICA



**DISEÑO, CALCULO Y PUESTA EN MARCHA DE
UN QUEMADOR DE PREMEZCLA UTILIZANDO
GLP PARA 32KW DE POTENCIA NOMINAL**

INFORME DE COMPETENCIA PROFESIONAL

**PARA OPTAR EL TITULO PROFESIONAL DE:
INGENIERO MECANICO ELECTRICISTA**

PEDRO CARLOS FELIPE MANSILLA ARRIOLA

**PROMOCION 2005-II
LIMA-PERU
2013**

INDICE

	Pag
PROLOGO	1
CAPITULO 1: INTRODUCCION	3
CAPITULO 2: ANALISIS BIBLIOGRAFICO	5
2.1.- Aspectos físicos generales de la mezcla por flujo cruzado de fluidos	5
2.2.- Estudio teórico de las estructuras coherentes de la mezcla por flujo cruzado	7
2.2.1.- Estructura de vórtices en herradura	8
2.2.2.- Vórtices creados por la capa límite del fluido inyectado	8
2.2.3.- Estela de vórtices	10
2.2.4.- Pares de vórtices en contrarrotación	11
2.3.- Representación y caracterización de un fluido inyectado en flujo cruzado	14
2.3.1.- Clasificación de las zonas de evolución del fluido inyectado en flujo cruzado	14
2.3.1.1.- Núcleo potencial	14
2.3.1.2.- Zona de desviación máxima	15

2.3.1.3.- Zona de turbulencia	16
2.4.- Parámetros principales para el estudio de fluidos inyectados en flujo transversal	17
2.4.1.- Trayectoria y penetración del fluido inyectado	19
2.4.2.- Regímenes de trabajo del fluido inyectado	22
2.4.2.1.- Régimen de flujo con impacto frontal del fluido inyectado	22
2.4.2.2.- Régimen con alineamiento y mezcla del fluido inyectado	23
2.4.2.3.- Régimen de acoplamiento del fluido inyectado	23
2.4.3.- Interacción y mezcla de los flujos cruzados	23
2.4.4.- Disipación de la concentración del fluido inyectado	28
2.5.- Elementos críticos para el diseño de la zona de mezcla e inyección	29
2.5.1.- Inyección y mezclado	29
2.5.2.- Influencia del perfil interno en la zona de inyección	30
2.5.3.- Influencia de la geometría de la tobera de inyección	31
2.5.4.- Configuración del sistema de mezclado	32
2.6.- Análisis de la combustión en flamas con premezcla de reactantes	37
2.6.1.- Límites de inflamabilidad	37
2.6.2.- Premezcla de reactantes y propagación de flama laminar	39
2.6.2.1.- Aspectos importantes relativos a la premezcla de reactantes	40
2.6.2.2.- Velocidad de propagación del frente de flama laminar	41
2.6.3.- Flujo turbulento de reactantes premezclados	43
2.6.3.1.- Descripción de las etapas del mecanismo de generación de turbulencia	48
2.6.3.2.- Caracterización del flujo turbulento de reactantes	50
2.6.3.3.- Escalas dimensionales en flujo turbulento	52

2.6.4.- Conceptos fundamentales de combustión turbulenta	58
2.6.4.1.- Flama turbulenta de gases reactantes premezclados	58
2.6.4.2.- Números adimensionales en el estudio de la combustión turbulenta	61
2.6.4.3.- Regimenes de combustión turbulenta	65
2.6.4.4.- Diagrama de Borghi para el estudio de los regimenes de combustión turbulenta	74
2.6.4.5.- Velocidad de propagación de flama turbulenta	76
2.6.4.6.- Influencia del estiramiento de la flama	86
2.7.- Funcionamiento estable en quemadores de premezcla	91
2.7.1.- Generación de NOx y metodología de control de emisiones	91
2.7.1.1.- Metodología para el control de emisiones toxicas NOx	92
2.7.2.- Criterios de estabilidad en el funcionamiento de la flama	94
2.7.2.1.- Análisis del fenómeno de retroceso de flama	95
2.7.2.2.- Desprendimiento y soplado de la flama	98
2.7.2.3.- Funcionamiento estable de la flama	102
2.8.- Criterios de optimización geométrica y parametrización de perfiles aerodinámicos	105
2.8.1.- Estudios para optimización de toberas	105
2.8.1.1.- Funciones objetivo para optimización de toberas	110
2.8.2.- Definición de perfiles aerodinámicos utilizando curvas de Bezier	114
2.8.2.1.- Bases matemáticas de la formulación por curvas de Bezier	115
2.8.2.2.- Análisis particular para el perfil interno de premezcla del quemador	117

CAPITULO 3: CALCULO PRELIMINAR Y OPTIMIZACION DE LOS PARAMETROS DE DISEÑO DEL QUEMADOR	119
3.1.- Descripción de los parámetros geométricos principales del quemador	119
3.2.- Estimación de los parámetros generales del quemador	122
3.2.1.- Calculo de los flujos máxicos de aire y combustible	122
3.2.2.- Estimación del diámetro de descarga del quemador	131
3.2.3.- Resumen de cálculos fluidodinámicos en el régimen teórico de operación nominal	157
3.2.4.- Predicción de estados fluidodinámicos en régimen de operación variable	159
3.2.5.- Calculo de la presión de descarga máxima	163
3.2.6.- Cálculo de la presión de ingreso de aire de combustión en régimen variable	165
3.2.7.- Calculo iterativo de parámetros para el diseño preliminar	169
3.2.8.- <i>Calculo de las dimensiones máxicas del inserto de mezcla</i>	183
3.2.9.- Calculo de la longitud axial de descarga	189
3.2.10.- Resumen de los resultados de optimización preliminar	194
3.3.- Resumen de los parámetros teóricos de operación del quemador	195
3.4.- Condiciones de diseño para la parametrización de los perfiles internos	198
3.5.- Proceso de generación aleatoria de los perfiles utilizando funciones de Bezier	204
3.6.- Definición de las funciones objetivo para el proceso de optimización aerodinámica	209

3.6.1- Primer criterio de optimización aerodinámica del perfil interior de mezcla	209
3.6.2- Segundo criterio de optimización aerodinámica del perfil interior de mezcla	217
3.7.- Implementación del algoritmo de optimización aerodinámica	220
3.7.1.- <i>Criterio de restricción del perfil divergente por separación de capa limite</i>	222
3.7.2.- Estimación del número de generaciones de perfiles requeridos para la optimización por etapas	224
3.8.- Resultados teóricos comparativos del proceso de optimización	232
3.9.- Selección final del perfil interno de diseño para el quemador	252
CAPITULO 4: ANALISIS EXPERIMENTAL Y PUESTA EN MARCHA DEL QUEMADOR	262
4.1.- Desarrollo del ensayo experimental del quemador de premezcla	262
4.2.- Comparación de los regimenes de mezcla por flujo cruzado de fluidos	271
4.3.- Análisis experimental de la correlación de números adimensionales de combustión turbulenta	289
4.3.1.- Calculo de la longitud de macroescala	290
4.3.2.- Calculo de la escala integral de longitud	293
4.3.3.- Calculo del espesor de flama laminar	294
4.3.4.- Calculo de la intensidad turbulenta	313
4.3.5.- Calculo de los números adimensionales y el diagrama de Borghi	317
4.3.6.- Limites de operación experimental del quemador	334

CONCLUSIONES	339
BIBLIOGRAFIA	346
PLANOS	353
ANEXOS	361

INDICE DE FIGURAS

	Pag
Figura. 2.1.- Definición de las estructuras coherentes en la mezcla por flujo cruzado de fluidos	7
Figura. 2.2.- Detalle del proceso de formación de vórtices por interacción de la capa límite del fluido inyectado con el flujo transversal	9
Figura. 2.3.- Mecanismo de generación de pares de vórtices en contrarrotación	11
Figura. 2.4.- Mecanismo de generación de vórtices en contrarrotación por impacto del fluido inyectado en espacios confinados	13
Figura. 2.5.- Determinación de las zonas de evolución durante el desarrollo de la mezcla e interacción del fluido inyectado con el flujo transversal	15
Figura. 2.6.- Efecto de la intensidad del flujo másico de inyección en la forma y deflexión de su trayectoria	20
Figura. 2.7.- Volumen de control para el análisis de interacción entre ambos fluidos en flujo cruzado	24
Figura. 2.8.- Nivel de interacción del fluido inyectado en función a la posición axial, para distintas relaciones del ratio de impulso	27
Figura. 2.9.- Magnitud de la disipación de la concentración del fluido inyectado en función al ratio de impulso y la posición axial	28
Figura. 2.10.- Valores óptimos para la constante C, considerando diversas configuraciones para las toberas de inyección	33
Figura. 2.11.- Penetración del fluido inyectado como función de la magnitud del momentum lineal	33
Figura. 2.12.- Consideraciones de similitud geométrica entre ducto rectangular y cilíndrico	34
Figura. 2.13.- Comparación entre flamas de difusión y de premezcla	40

Figura. 2.14.- Esquema teórico del desarrollo de las condiciones durante el inicio del frente de flama	42
Figura. 2.15.- Variación de la temperatura de flama adiabática y en la zona de reacción o frente de flama para el propano	43
Figura. 2.16.- Velocidad del frente de flama laminar en función a la relación de equivalencia, para el propano a 1 atm	44
Figura. 2.17.- Velocidad del frente de flama laminar del propano en función a la presión de los reactantes	45
Figura. 2.18.- Descripción del flujo turbulento	46
Figura. 2.19.- Proceso de transformación y generación de la energía cinética turbulenta en un flujo convergente – divergente	47
Figura. 2.20.- Descripción del fenómeno de la disipación de la energía cinética turbulenta	50
Figura. 2.21.- Espectro de energía turbulenta en función a las escalas dimensionales del flujo turbulento	55
Figura. 2.22.- Perfil de temperatura y liberación de calor para la combustión de propano en condiciones estequiométricas, 5 atm y 600K	57
Figura. 2.23.- Interacción de los vórtices de mayor tamaño que el espesor de la flama laminar	68
Figura. 2.24.- Fenómeno de interacción de los vórtices de menor tamaño que el espesor de la flama laminar	70
Figura. 2.25.- Flama de premezcla en régimen de estructuras de vórtices	71
Figura. 2.26.- Flama de premezcla en zonas de reacciones distribuidas	73
Figura. 2.27.- Diagrama de Borghi para los regimenes de combustión turbulenta en flamas de premezcla	74
Figura. 2.28.- Análisis de la interacción entre la propagación turbulenta y el frente local de flama laminar	77
Figura. 2.29.- Resultados experimentales para la correlación de la velocidad de propagación turbulenta del propano, a condiciones estequiométricas	80
Figura. 2.30.- Resultados experimentales de correlación del número de Markstein para el propano	83
Figura. 2.31.- Resultados experimentales para la correlación de la propagación de flama laminar no perturbada, para el propano a 1 atm, 289 K	84

Figura. 2.32.- Resultados experimentales de la medición de la temperatura media de la flama para el propano a 1 atm y 300 K	86
Figura. 2.33.- Ensayo experimental del estiramiento en flamas de premezcla de propano, con incremento de la relación de equivalencia	87
Figura. 2.34.- Influencia del estiramiento de la flama sobre su temperatura media, según el rango del número de Karlovitz	88
Figura. 2.35.- Descripción del concepto de flama cónica media para la combustión turbulenta de premezcla	90
Figura. 2.36.- Niveles de generación de NOx por enriquecimiento de mezcla	93
Figura. 2.37.- Diagrama explicativo de la ocurrencia del retroceso de flama por efecto de las fuerzas viscosas en la capa limite de los reactantes	97
Figura. 2.38.- Correlación de la velocidad de soplado para el propano, ensayo con reactantes a 290K	101
Figura. 2.39.- Diagrama explicativo de la estabilidad de la flama	103
Figura. 2.40.- Etapas críticas de estabilización de la flama	105
Figura. 2.41.- Esquemmatización de las zonas principales para el diseño optimo del perfil interno de premezcla convergente divergente	106
Figura. 2.42.- Dimensiones geométricas básicas que definen la zona de descarga de una tobera convergente divergente	108
Figura. 2.43.- Regimenes de operación de la zona divergente para flujo compresible en función a los factores geométricos	109
Figura. 2.44.- Proceso general para el diseño aerodinámico, utilizando algoritmos de optimización y dinámica de fluidos computacional	114
Figura.2.45.- Ejemplo de un esquema de optimización para difusores utilizando curvas de Bezier	116
Figura. 2.46.- Proceso de asignación de puntos de control para el perfil interno de una tobera convergente divergente	118
Figura. 2.47.- Diagrama de variaciones permisibles para una ordenada genérica con respecto a los puntos de control	118
Figura. 3.1.- Parámetros de diseño de la zona de mezcla convergente divergente para el quemador	119
Figura. 3.2.- Diagrama de velocidades medias del flujo de gases reactantes en función a distintos diámetros de descarga	135

Figura. 3.3.- Variación de la velocidad de propagación de flama turbulenta para distintos diámetros de diseño del quemador	141
Figura. 3.4.- Comparación de los diámetros de descarga críticos, en función de la velocidad de propagación de flama turbulenta y de reactantes	142
Figura. 3.5.- Variación de la velocidad limite de soplado bajo distintos regimenes de operación a la potencia nominal	147
Figura. 3.6.- Comparación de los diámetros mínimos permisibles para evitar la extinción de flama por soplado, a la potencia nominal de operación	148
Figura. 3.7.- Calculo de los diámetros críticos para evitar el soplado y retroceso de la flama, a la potencia nominal de operación en condiciones estequiométricas	149
Figura. 3.8.- Calculo de los diámetros críticos para evitar el soplado y retroceso de la flama, a la potencia nominal de operación en el límite inferior de inflamabilidad	150
Figura. 3.9.- Calculo de los diámetros críticos para evitar el soplado y retroceso de la flama, a la potencia nominal de operación en el límite superior de inflamabilidad	151
Figura. 3.10.- Estimación final del diámetro de diseño del quemador considerando los limites requeridos para evitar la extinción por soplado y retroceso de la flama	152
Figura. 3.11.- Curva crítica de operación para retroceso de flama en el nuevo limite superior de inflamabilidad, según el diámetro seleccionado para el quemador	156
Figura. 3.12.- Curva crítica de operación para soplado de flama, en el nuevo limite superior de inflamabilidad, según el diámetro seleccionado para el quemador	157
Figura. 3.13.- Consumo teórico del caudal de aire de combustión a 298K, para la potencia nominal de operación y diferentes regimenes de mezcla	158
Figura. 3.14.- Variación teórica de la potencia de operación para distintas relaciones de equivalencia	161
Figura. 3.15.- Variación teórica del consumo de combustible para distintas potencias de operación	162
Figura. 3.16.- Diagrama teórico de la variación del consumo de aire y combustible entre los límites de inflamabilidad redefinidos	163

Figura. 3.17.- Diagrama teórico de la variación de la presión estática manométrica del aire de combustión requerido en la entrada del quemador	168
Figura. 3.18.- Esquema de desarrollo teórico del perfil de velocidad requerido para el flujo de aire de combustión en la zona de mezcla e inyección de gas	170
Figura. 3.19.- Esquema de parametrización de los radios superior e inferior en la zona de succión de la zona de mezcla del quemador	172
Figura. 3.20.- Corte transversal que muestra el radio de succión medio para una configuración arbitraria de la zona de succión	177
Figura. 3.21.- Esquema de cálculo para el proceso iterativo de optimización de los parámetros geométricos principales del quemador	180
Fig. 3.22.- Calculo de la longitud inicial de ingreso, en función a los valores geométricos optimizados	182
Figura. 3.23.- Esquema teórico que representa la curva de la trayectoria que seguirá el fluido inyectado y la restricción de no impacto	183
Figura. 3.24.- Calculo analítico de la máxima longitud del inserto de mezcla para evitar impacto con el flujo de inyección de propano, en la máxima inflamabilidad	187
Figura. 3.25.- Representación de las trayectorias teóricas del flujo de inyección de combustible bajo distintos regimenes de operación y un perfil genérico del quemador	188
Figura. 3.26.- Esquema indicativo del diseño geométrico preliminar del quemador	194
Figura. 3.27.- Diagrama operacional teórico para las presiones de aire de combustión y combustible, según distintos regimenes de mezcla	196
Figura. 3.28.- Niveles teóricos de operación para la presión de alimentación de combustible en función a la potencia y el régimen de mezcla requerido	197
Figura. 3.29.- Representación de los puntos de control de coordenada fija y móvil para la parametrización del perfil interno del quemador	199
Figura. 3.30.- Esquemización de los puntos de control fijos y móviles mostrando los grados de libertad permisibles y el distanciamiento geométrico limite	200
Figura. 3.31.- Nomenclatura de los puntos de control para el perfil interior considerando el inserto de mezcla (Zeppelin)	201

Figura. 3.32.- Esquema de variación permisible en las coordenadas cartesianas para un punto de control genérico	205
Figura. 3.33.- Detalle de los parámetros geométricos utilizados para el cálculo de las áreas superficiales en la región convergente	211
Figura. 3.34.- Longitudes de arco diferenciales para el cálculo de la longitud total de cada curva que forma los perfiles internos	212
Figura. 3.35.- Detalle del esquema de coordenadas cartesianas para el cálculo de las áreas de paso del flujo de aire de combustión en la zona convergente	213
Figura. 3.36.- Análisis diferencial del flujo de aire unidimensional en una sección genérica dentro de la región convergente	215
Figura. 3.37.- Algoritmo de generación de familias de curvas para la evaluación de las funciones objetivo en el proceso de optimización	223
Figura. 3.38.- Evolución de la fuerza neta de fricción aerodinámica en la sección convergente, en función al número de perfiles generados aleatoriamente	225
Figura. 3.39.- Evolución del valor del coeficiente de recuperación de presión en la sección divergente, en función al número de perfiles generados aleatoriamente	226
Figura. 3.40.- Variación de la fuerza de fricción neta en la zona convergente para 100 generaciones con familias de perfiles creados aleatoriamente	228
Figura. 3.41.- Variación del coeficiente de recuperación de presión en la zona divergente para 100 generaciones	229
Figura. 3.42.- Variación de la posición axial del punto de inicio de desprendimiento de la capa límite en la zona divergente para 100 generaciones	230
Figura. 3.43.- Generación aleatoria de perfiles durante el proceso de selección por funciones objetivo	231
Figura. 3.44.- Comparación gráfica de los perfiles optimizados encontrados para los casos de máximo y mínimo coeficiente de recuperación de presión en la región	232
Figura. 3.45.- Comparación gráfica de los perfiles optimizados encontrados para los casos de máxima y mínima fricción aerodinámica en la región convergente	233

Figura. 3.46.- Comparación grafica de los perfiles optimizados encontrados para la minima y máxima posición de inicio del desprendimiento de la capa limite	235
Figura. 3.47.- Desarrollo de la velocidad media para los perfiles encontrados con minima y máxima fuerza de fricción superficial respectivamente	237
Figura. 3.48.- Comparación de perfiles de presión estática absoluta para las condiciones de minima y máxima fuerza de fricción superficial	238
Figura. 3.49.- Distribución de la presión estática absoluta para $\Phi = 1.0 / 33.1KW$ perfiles MIN(Pf) y MAX(Pf)	240
Figura. 3.50.- Representación del desarrollo teórico de capa limite en la zona convergente para los perfiles MIN(Pf) y MAX(Pf)	241
Figura. 3.51.- Comparación del desarrollo del perfil de velocidades medias generadas por el flujo de reactantes para las condiciones de mínimo y máximo coeficiente de recuperación de presión	242
Figura. 3.52.- Comparación del desarrollo del perfil de presión estática absoluta para las condiciones de mínimo y máximo coeficiente de recuperación de presión	243
Figura. 3.53.- Distribución de la presión estática absoluta para $\Phi = 1.0 / 33.1KW$ perfiles MIN(Cp) y MAX(Cp)	246
Figura. 3.54.- Comparación del perfil de velocidades medias para los perfiles con mínimo y máximo punto de inicio de desprendimiento de la capa limite	247
Figura. 3.55.- Comparación de la variación de presión estática absoluta generada por el flujo de reactantes en la zona divergente para minima y máxima posición de inicio de separación de capa limite	248
Figura. 3.56.- Distribución de la presión estática absoluta para $\Phi = 1.0 / 33.1KW$ perfiles MIN(Zsep) y MAX(Zsep)	250
Figura. 3.57.- Representación del desarrollo teórico de la capa limite en la zona divergente del mezclador para los perfiles con máximo y mínimo punto de separación	251
Figura. 3.58.- Comparación de perfiles optimizados para MAX(Cp) y MAX(Zsep)	253
Figura. 3.59.- Distribución de la presión estática absoluta para $\Phi = 1.0 / 33.1KW$ perfiles MAX(Cp) y MAX(Zsep)	254

Figura. 3.60.- Representación final del perfil optimizado para la zona convergente del mezclador, se muestra el perfil del inserto interior de mezcla (Zeppelin)	255
Figura. 3.61.- Representación final del perfil optimizado para la zona divergente del mezclador	256
Figura. 3.62.- Representación final del perfil optimizado para el inserto de mezcla o Zeppelin	257
Figura. 3.63.- Representación total del perfil óptimo seleccionado para el quemador	258
Figura. 3.64.- Evolución de la velocidad media de reactantes para el perfil final optimizado	259
Figura. 3.65.- Evolución de la presión estática absoluta del flujo de reactantes para el perfil final optimizado	260
Figura. 3.66.- Distribución de la presión estática absoluta en el perfil final optimizado del quemador	261
Figura. 4.1.- Esquema isométrico con las partes principales del quemador	263
Figura. 4.2.- Vista en corte con dimensiones axiales principales para el perfil en la zona convergente y de mezcla del quemador	264
Figura. 4.3.- Materiales y diámetros principales en el punto de inyección de combustible y para la posición crítica de inflamabilidad	264
Figura. 4.4.- en la zona convergente del mezclador del quemador	265
Figura. 4.5.- Vista en corte del bloque quemador refractario para la sección divergente, las manchas oscuras indican presencia de óxido de hierro	267
Figura. 4.6.- Ensamble final del quemador, zona convergente (ASTM A53), zona divergente aleación refractaria Zirconio-Mullita	268
Figura. 4.7.- Diagrama esquemático de la instalación para el ensayo experimental del quemador	269
Figura. 4.8.- Ensayo experimental del quemador, $J_{sr}=1.74/1.75$, $\Phi=0.71/0.72$	277
Figura. 4.9.- Ensayo experimental del quemador, $J_{sr} = 2.5$, $\Phi = 1.03$	279
Figura. 4.10.- Ensayo experimental del quemador, $J_{sr} = 2.52$, $\Phi = 1.06$	281
Figura. 4.11.- Correlación de resultados experimentales para el análisis de la mezcla por flujo cruzado en función a la relación de equivalencia	282

Figura. 4.12.- Comparación del comportamiento de la flama para el mínimo y máximo ratio de impulso, manteniendo constante el flujo de aire de combustión	283
Figura. 4.13.- Ensayo experimental del quemador, $Q = 17.8 / 18.6$ KW	285
Figura. 4.14.- Ensayo experimental del quemador, $Q = 41.2 / 42.7$ KW	287
Figura. 4.15.- Ensayo experimental del quemador, $Q = 55 / 55.2$ KW	289
Figura. 4.16.- Estimación del diámetro hidráulico, en función a la posición axial de la trayectoria donde se alcanzan condiciones de inflamabilidad	290
Figura. 4.17.- Esquema de desarrollo de los pares de vórtices en contrarrotación para una posición axial genérica donde se alcanzan condiciones de inflamabilidad	291
Figura. 4.18.- Descripción geométrica del desarrollo teórico de los pares en contrarrotación para el calculo de la longitud de macroescala	292
Figura. 4.19.- Descripción del esquema de cálculo para las condiciones de los reactantes antes del inicio del frente de flama	295
Figura. 4.20.- Detalle del proceso teórico de precalentamiento de la mezcla de reactantes, antes del inicio del frente de flama	299
Figura. 4.21.- Modelo de la red de nodos de radiación para el cálculo del precalentamiento de los reactantes	300
Figura. 4.22.- Emisividad promedio de la flama para distintos combustibles en el punto estequiométrico	301
Figura. 4.23.- Emisividad del dióxido de carbono para distintas combinaciones de presión del gas y longitud equivalente	302
Figura. 4.24.- Factor de forma de superficies coaxiales paralelas, para la similitud entre las superficies del frente de flama y reactantes	303
Figura. 4.25.- Esquema de cálculo para el área total de la superficie interna del bloque quemador	305
Figura. 4.26.- Correlación experimental de los valores calculados para la intensidad turbulenta en función al ratio de impulso	316
Figura. 4.27.- Intensidad turbulenta en función a la velocidad media de los reactantes antes del inicio del frente de flama	316
Figura. 4.28.- Diagrama de Borghi para las condiciones limite del ensayo experimental	321

Figura. 4.29.- Comparación de regimenes de operación limite $\Phi = 1.29 / 55.2$ KW y $\Phi = 0.71 / 18.6$ KW	321
Figura. 4.30.- Comparación de regimenes de operación limite $\Phi = 1.29 / 41.2$ KW y $\Phi = 1.11 / 55$ KW	324
Figura. 4.31.- Comparación de regimenes de operación limite $\Phi = 1.0 / 46.6$ KW y $\Phi = 0.91 / 42.4$ KW	326
Figura. 4.32.- Diagrama de Borghi para la condiciones de operación en mezcla pobre	327
Figura. 4.33.- Comparación de regimenes en mezcla pobre $\Phi = 0.8 / 34.4$ KW y $\Phi = 0.95 / 55.2$ KW	328
Figura. 4.34.- Diagrama de Borghi para la condiciones de operación en mezcla rica	329
Figura. 4.35.- Comparación de regimenes en mezcla rica $\Phi = 1.29 / 41.2$ KW y $\Phi = 1.03 / 21.4$ KW	330
Figura. 4.36.- Correlación experimental de los valores calculados para la longitud de Kolgomorov en función al ratio de impulso de la mezcla	331
Figura. 4.37.- Comparación de regimenes en mezcla rica $\Phi = 1.22 / 7.7$ KW y $\Phi = 1.03 / 21.4$ KW	332
Figura. 4.38.- Correlación experimental de los valores calculados para la temperatura media de la flama en función al ratio de impulso de la mezcla	334
Figura. 4.39.- Comparación del comportamiento optimo de flama cerca al régimen de operación estequiométrico	335
Figura. 4.40.- Comparación del comportamiento optimo de flama en el régimen de operación con mezcla rica	337

INDICE DE TABLAS

	Pag
Tabla 2.1.- Clasificación de correlaciones para la trayectoria del fluido inyectado, en función al ratio de velocidades	21
Tabla 2.2.- Clasificación de correlaciones para la trayectoria del fluido inyectado, en función al ratio de concentraciones másicas	22
Tabla 2.3.- Límites de inflamabilidad expresados en fracciones volumétricas	38
Tabla 2.4.- Temperatura de auto ignición y máxima velocidad del frente laminar con reactantes a 20C° y 1 atm	44
Tabla 2.5.- Medición real de la velocidad de propagación de flama laminar para el propano, con reactantes a 20C° y 1 atm	45
Tabla 3.1.- Fracciones molares del propano comercial	123
Tabla 3.2.- Densidad absoluta de las trazas químicas del propano comercial	123
Tabla 3.3.- Límites de inflamabilidad para cada una de las trazas químicas del propano comercial	124
Tabla 3.4.- Relaciones molares para cada gas combustible de la mezcla de propano comercial en condiciones estequiométricas	127
Tabla 3.5.- Relaciones molares para cada gas combustible en el límite superior de inflamabilidad	128
Tabla 3.6.- Relaciones molares para cada gas combustible en el límite inferior de inflamabilidad	129
Tabla 3.7.- Resumen de cálculos teóricos de flujo másico de aire y combustible en los límites superior e inferior de inflamabilidad, para una potencia nominal de 32KW	130
Tabla 3.8.- Calculo de la densidad y viscosidad absoluta media de los reactantes para distintos regimenes de operación	134
Tabla 3.9.- Valores de conductividad térmica y calor específico para cada componente del propano comercial a 1500K	138

Tabla 3.10.- Resumen de cálculos de las propiedades termofísicas y el espesor de flama laminar bajo distintos regimenes de operación a la potencia nominal 32KW	140
Tabla 3.11.- Estimación de diámetros máximos permisibles para evitar el retroceso de flama a la potencia nominal de operación	143
Tabla 3.12.- Estimación de diámetros mínimos permisibles para evitar el soplado de flama a la potencia nominal de operación	149
Tabla 3.13.- Resumen de cálculos fluidodinámicos para la potencia nominal de operación 32KW, evaluados en el diámetro de descarga	158
Tabla 3.14.- Cálculos fluidodinámicos para la potencia en régimen variable	160
Tabla 3.15.- Determinación analítica de la presión estática en la descarga del quemador, coeficiente de flujo asumido en $KF = 3$, a la potencia nominal de diseño 32KW	165
Tabla 3.16.- Determinación analítica de la presión estática absoluta requerida en el aire de combustión que alimenta al quemador	167
Tabla 3.17.- Valores geométricos optimizados para el diseño preliminar de la zona de mezcla del quemador	181
Tabla 3.18.- Resumen de cálculos fluidodinámicos para las velocidades de inyección del combustible y el aire de combustión en la zona de succión	185
Tabla 3.19.- Calculo teórico de las presiones del plenum de combustible propano, en base a la velocidad de inyección requerida	185
Tabla 3.20.- Posiciones axiales teóricas para las cuales se alcanzan condiciones de inflamabilidad, según cada régimen de operación	186
Tabla 3.21.- Propiedades termofísicas medias de la mezcla de reactantes en la región divergente	192
Tabla 3.22.- Longitud de descarga requerida en la región divergente bajo distintos regimenes de operación del quemador	192
Tabla 3.23.- Resumen de parámetros optimizados para el diseño geométrico preliminar del quemador	194
Tabla 3.24.- Resumen de parámetros teóricos de operación para diferentes regimenes de la mezcla de reactantes	195
Tabla 3.25.- Determinación de los limites geométricos de variación para los puntos de control del perfil interno del quemador	203

Tabla 3.26.- Determinación de los límites geométricos de variación para los puntos de control del inserto de mezcla (Zeppelin)	204
Tabla 3.27.- Evolución de la función objetivo de mínima fricción superficial en función al número de perfiles analizados	224
Tabla 3.28.- Evolución de la función objetivo del máximo coeficiente de presión en función al número de perfiles analizados	226
Tabla 3.29.- Datos teóricos de operación utilizados para el análisis y evaluación de los perfiles aerodinámicos	236
Tabla 4.1.- Descripción de los materiales utilizados en la fabricación del bloque quemador refractario, por el método del moldeado	266
Tabla 4.2.- Valores de placa del ventilador centrífugo utilizado para el ensayo experimental del quemador	268
Tabla 4.3.- Presión estática manométrica para la operación del aire de combustión y el GLP, durante el ensayo experimental	270
Tabla 4.4.- Resultados del cálculo analítico para los flujos másicos de aire de combustión y GLP, en cada condición de operación experimental	273
Tabla 4.5.- Cálculo analítico de propiedades termofísicas para el aire de combustión en el punto de inyección de gas, en cada condición de operación experimental	274
Tabla 4.6.- Estimación analítica del ratio de impulso lineal para cada condición del ensayo experimental	275
Tabla 4.7.- Estimación teórica de la potencia nominal para cada régimen de operación, y la clasificación por regímenes de mezcla	276
Tabla 4.8.- Escala integral de longitud y diámetro hidráulico para cada posición axial donde se alcanzan condiciones de inflamabilidad	293
Tabla 4.9.- Resumen de cálculos de propiedades termofísicas de la mezcla de reactantes a la temperatura en la zona de reacción de la flama	298
Tabla 4.10.- Cálculo de la temperatura de precalentamiento del flujo de reactantes	311
Tabla 4.11.- Espesor de flama laminar para cada condición de operación considerando el precalentamiento de los reactantes	313
Tabla 4.12.- Cálculo teórico de la intensidad turbulenta de los reactantes y la velocidad de propagación turbulenta de la flama	315

Tabla 4.13.- Números adimensionales para análisis y clasificación del comportamiento de la flama turbulenta	319
Tabla 4.14.- Parámetros del comportamiento de flama turbulenta para el análisis del diagrama de Borghi	320

LISTADO DE SIMBOLOS

δ_t	Angulo de inyección del fluido en la tobera (m)
Φ_t	Diámetro de la tobera de inyección de gas (m)
z	Posición axial genérica en el quemador (m)
J	Ratio de momentum lineal
J_{sr}	Ratio de impulso lineal
R	Ratio de velocidades entre el gas y el aire de combustión
U_t	Velocidad de inyección del fluido genérico en la tobera (m/s)
U_∞	Velocidad del flujo genérico en la zona de inyección (m/s)
ρ_t	Densidad del fluido en la tobera de inyección ($kg.m^{-3}$)
ρ_∞	Densidad del flujo en la zona de inyección ($kg.m^{-3}$)
\dot{m}_∞	Flujo másico del flujo transversal genérico ($kg.s^{-1}$)
\dot{m}_t	Flujo másico del fluido inyectado genérico ($kg.s^{-1}$)
C_{ac}	Ratio de concentración másica entre el flujo transversal y el fluido inyectado
D_g	Dimensión transversal total de la zona de inyección (m)
C_t	Ratio de concentración másica entre fluido inyectado y el flujo total
C_∞	Ratio de concentración másica entre el flujo transversal y el flujo total
η_t	Numero de toberas de inyección

S	Espaciamiento circular entre toberas de inyección (m)
J_{opt}	Valor optimo del ratio de momentum lineal
Φ	Relación de equivalencia del flujo de reactantes
S_{FL}	Velocidad de propagación del frente de flama (m/s)
S_L	Velocidad de propagación laminar del frente de flama (m/s)
S_T	Velocidad de propagación turbulenta del frente de flama (m/s)
T	Temperatura media (K)
P	Presión estática (Pa)
ρ	Densidad ($kg.m^{-3}$)
ν	Viscosidad cinemática (m.s)
T^o	Temperatura en la zona de reacción de la flama (K)
T_b	Temperatura de flama adiabática (K)
u'	Intensidad turbulenta para la velocidad en el eje axial (m/s)
v'	Intensidad turbulenta para la velocidad en el eje vertical (m/s)
w'	Intensidad turbulenta para la velocidad en el eje transversal (m/s)
K	Energía cinética turbulenta ($m^2.s^{-2}$)
e	Ratio de disipación de la energía cinética turbulenta ($m^2.s^{-3}$)
L	Longitud característica del flujo turbulento en la macroescala (m)
l_o	Escala integral de longitud (m)
λ	Escala de longitud de Taylor (m)
η	Escala de longitud de Kolgomorov (m)
δ_L	Espesor del frente de flama laminar (m)
δ_{LT}	Espesor térmico del frente de flama laminar (m)

Re_T	Numero de Reynolds turbulento del flujo de reactantes
ν_T	Viscosidad cinemática turbulenta del flujo de reactantes (m.s)
μ	Viscosidad absoluta (Pa.s)
τ_{fluj}	Tiempo característico de los vórtices en el flujo turbulento de reactantes (s)
$\tau_{quím}$	Tiempo característico en el que ocurren las reacciones químicas de combustión (s)
k_n	Numero de onda igual a la inversa de la longitud característica del flujo turbulento (m^{-1})
D_R	Difusividad generalizada del flujo de reactantes (m.s)
$k_{reactantes}$	Conductividad térmica del flujo de reactantes ($W.m^{-1}.K^{-1}$)
C_p	Calor específico ($J.Kg^{-1}.K^{-1}$)
S_c	Numero de Schmidt del flujo de reactantes
Pr	Numero de Prandtl
Da	Numero de Damkohler
Ka	Numero de Karlovitz
A_f	Área de la superficie total de la flama (m^2)
A_{fl}	Área instantánea de la superficie del frente de flama (m^2)
\bar{A}	Promedio temporal del área instantánea del frente de flama ($m^2.s^{-1}$)
$\frac{u'}{S_L}$	Intensidad turbulenta relativa
ℓ	Longitud de Markstein (m)
Ma	Numero de Markstein
S_L^0	Velocidad de propagación laminar del frente de flama no perturbado ($m.s^{-1}$)

U	Velocidad media del flujo ($m.s^{-1}$)
D_g	Diámetro de descarga del quemador (m)
$D_{critico}$	Diámetro crítico de descarga para el retroceso de flama (m)
$U_{soplado}$	Velocidad de extinción de flama por soplado (m/s)
$\rho_{ambiente}$	Densidad media en la cámara de combustión ($kg.m^{-3}$)
Y	Fracción másica de combustible en la mezcla de reactantes
S_L^{max}	Máxima velocidad de flama laminar según el combustible a las condiciones termofísicas del análisis (m/s)
K_F	Coefficiente del flujo de reactantes antes del inicio del frente de flama
AR	Razón de áreas entre la zona descarga del quemador y la zona de mezcla o succión
P_f	Fuerza de fricción aerodinámica del flujo de aire en la región convergente (N)
C_f	Coefficiente de fricción aerodinámica del flujo de aire en la región convergente
C_p	Coefficiente de recuperación de presión del flujo de reactantes en la región divergente
ρ	Densidad del aire de combustión en el punto de inyección de combustible ($kg.m^{-3}$)
C_{pz}	Coefficiente de presión del flujo de reactantes en la región divergente
z_{sep}	Posición axial donde se inicia la separación de la capa límite del flujo de reactantes (m)
$P(u)$	Función de representación de la curva paramétrica de Bezier
P_i	Puntos de control genéricos para la definición de la curva de Bezier
$B_{i,n}(u)$	Función de ponderación para definir la curva de Bezier
$C(n,i)$	Coefficiente binomial para la definición de la curva de Bezier

R_1	Radio inferior de succión (m)
R_2	Radio superior de succión (m)
L_i	Longitud de ingreso o total de la zona convergente (m)
L_d	Longitud de descarga o total de la zona divergente (m)
L_m	Longitud de mezcla (m)
D_e	Diámetro de descarga del quemador (m)
\dot{Q}_{nom}	Potencia nominal teórica del quemador (W)
H_{ci}	Poder calorífico inferior del combustible ($J.Kg^{-1}$)
\dot{m}	Flujo másico ($Kg.s^{-1}$)
$r_{A/C}$	Relación másica de aire / combustible
M	Masa molecular ($Kg.Kmol^{-1}$)
C_d	Coefficiente de descarga del flujo de reactantes
C_{sonido}	Velocidad del sonido para el flujo de reactantes en la temperatura de la zona de reacción de la flama (m/s)
$Mach_d$	Numero de Mach del flujo de reactantes para las condiciones de la zona de reacción de la flama
δ_c	Espesor de la capa limite en el punto de inyección de gas (m)
f	Factor de fricción del flujo compresible
γ_{comb}	Ratio de calores específicos a presión y volumen constante para el gas combustible
σ	Constante de Stephan Boltzman ($5.67 \times 10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$)
ε	Emisividad
J_{bloque}	Radiación superficial neta de la superficie interna del bloque quemador ($W.m^{-2}$)

$J_{\text{reactantes}}$	Radiación superficial neta de la superficie equivalente del flujo de reactantes ($W.m^{-2}$)
J_{flama}	Radiación superficial neta del frente de flama ($W.m^{-2}$)
F	Factor de forma
Q_{conv}	Calor transferido por convección desde el bloque quemador al flujo de reactantes (W)
\bar{h}	Coeficiente pelicular medio de transferencia de calor por convección ($W.m^{-2}.K^{-1}$)
\overline{Nu}	Numero de Nusselt medio para la transferencia de calor por convección
Q_{rad}	Calor transferido por radiación desde el frente de flama hacia el flujo de reactantes (W)

LISTA DE SUBINDICES Y SUPERINDICES

reac	Flujo de reactantes
comb	Flujo de combustible
aire	Flujo de aire de combustión
sup	Limite superior de inflamabilidad
inf	Limite inferior de inflamabilidad
est	Mezcla estequiométrica
288K	Condiciones evaluadas a la temperatura de 288K
298K	Condiciones evaluadas a la temperatura de 288K
1500K	Condiciones evaluadas a la temperatura de 1500K
des	Condiciones evaluadas en la descarga del quemador
nom	Condiciones de potencia nominal de operación
min	Valor mínimo de la variable
max	Valor máximo de la variable
e	Condiciones evaluadas en la entrada del quemador
g	Condiciones evaluadas en el punto de inyección de gas del quemador
d	Condiciones evaluadas en la descarga del quemador
m	Valor medio de la variable
con	Condiciones evaluadas en la región convergente del quemador
div	Condiciones evaluadas en la región divergente del quemador
sep	Condiciones evaluadas en el punto de separación de la capa limite de reactantes en la región divergente

PROLOGO

El presente trabajo desarrolla el proceso de diseño para un quemador que produce flamas de tipo premezcla, utilizando gas licuado de petróleo (GLP) como combustible, y aire de combustión forzado con un ventilador centrifugo como comburente, ambos fluidos se mezclan en un proceso de interacción por flujo cruzado, donde el combustible es inyectado perpendicularmente al flujo de aire que viaja en la dirección axial.

El procedimiento de diseño del quemador esta básicamente enfocado a la zona de mezcla e inyección del combustible gaseoso, en donde haciendo uso de las relaciones analíticas de la dinámica de fluidos compresibles y las correlaciones físicas semi-empíricas desarrolladas para la mezcla de flujos cruzados, se obtiene un diseño preliminar que define las restricciones geométricas principales para las áreas transversales de paso del flujo de aire de combustión, del flujo de gas combustible, así como las dimensiones requeridas para el perfil interno del quemador en la zona de mezcla entre el aire de combustión y el gas.

Durante el desarrollo analítico el perfil interno del quemador es optimizado utilizando un algoritmo de optimización, que a partir de perfiles generados aleatoriamente con las restricciones geométricas previamente definidas, los evalúa

y selecciona utilizando funciones objetivo que han sido predeterminadas y que parten de la teoría para la dinámica de los flujos compresibles.

Finalmente se realiza el ensayo experimental del quemador, el cual es construido según los resultados del proceso analítico de optimización geométrica, acá se analizan las relaciones e influencia entre las variables del proceso de premezcla por flujo cruzado, con el comportamiento de la flama para distintos escenarios de operación en el régimen de combustión turbulenta.

Este trabajo de investigación crea un punto de partida para el proceso de diseño, análisis e implementación de quemadores de tipo premezcla con combustible gaseoso, ya que profundiza el estudio de la interacción entre el dispositivo de mezclado, con los resultados de operación de la flama bajo distintos regímenes, pudiendo establecerse con anticipación los rangos que favorecen una combustión con bajos niveles de emisiones y máxima eficiencia térmica.

CAPITULO 1

INTRODUCCION

Durante la ejecución del primer capítulo se cubren en detalle todos los aspectos teóricos relativos al proceso de mezcla de fluidos por flujo cruzado, los procesos de premezcla de reactantes y su influencia en el comportamiento de la flama turbulenta, así como los conceptos matemáticos que definen la utilización de las curvas de Bezier para la generación aleatoria de perfiles y las funciones objetivo que son usadas posteriormente para la optimización del perfil interno que conforma la zona de mezcla del quemador.

El segundo capítulo está enfocado en la solución preliminar de todas las variables geométricas involucradas en el diseño del quemador, tales como las longitudes de cada zona del mezclador, el diámetro y número de las toberas de inyección de combustible, los diámetros tanto de ingreso del flujo de aire de combustión y de descarga de la flama

En el tercer capítulo se realiza el proceso de optimización aerodinámica del perfil interno que forma parte de la zona de mezcla del quemador, el cual es concebido como una tobera convergente-divergente.

Para la optimización de la forma del perfil interno, se toma como variables de restricción los valores geométricos encontrados en el segundo capítulo, las funciones de optimización están basadas en la minimización de las pérdidas de energía del flujo de reactantes, de tal forma que se maximice la eficiencia del proceso de mezcla.

El cuarto capítulo muestra el resumen de los resultados experimentales logrados durante el funcionamiento del prototipo del quemador, el ensayo se realiza en base a los valores teóricos de operación obtenidos durante los cálculos de optimización.

En este capítulo se muestra en detalle el aspecto constructivo del quemador, las consideraciones tomadas para la operación experimental, así como una comparación de los resultados del comportamiento de la flama en base a lo obtenido en el desarrollo teórico.

CAPITULO 2

ANALISIS BIBLIOGRAFICO

2.1.- Aspectos físicos generales de la mezcla por flujo cruzado de fluidos

La inyección de fluidos hacia flujos transversales es denominada flujo cruzado de fluidos, y ha captado mucho interés en los grupos de investigación en dinámica de fluidos, ya que existen muchas aplicaciones prácticas que surgen del estudio del comportamiento físico durante el proceso de interacción y mezcla de los fluidos.

El área de mayor desarrollo esta abocada al estudio de la disolución de los flujos de combustible en las cámaras de combustión y el proceso de premezcla en quemadores con flamas de baja luminosidad y bajos niveles de emisiones toxicas, (Schonfeld, [1]).

El concepto de utilizar la inyección en flujo cruzado, ha demostrado ser la manera más efectiva de mezclado entre fluidos con características termofísicas similares, sobre todo cuando la mezcla esta confinada a espacios y longitudes reducidas, este método es superior en términos de eficiencia, incluso a métodos de mezcla turbulenta como la capa limite de mezcla y la inyección de fluidos en flujos paralelos.

El estudio de la mezcla por flujo cruzado, no puede ser realizado basándose únicamente en consideraciones de similitud, como en otros tipos de fenómenos de mezclado en los que el número de Reynolds es preponderante para la caracterización del proceso, ya que existen fuertes efectos no lineales que han sido encontrados en los análisis experimentales, (Poisson, [4]).

La mezcla por flujo cruzado es estudiada basándose en la caracterización de las estructuras coherentes de flujo, que aparecen durante el desarrollo del proceso de mezcla, con este objetivo, se definen cuatro tipos de estructuras capaces de explicar con gran detalle los efectos y procesos hidrodinámicos no lineales que ocurren dentro de la región de mezcla [3].

- Estructura de vórtices en herradura.

- Vórtices creados por la capa límite del fluido inyectado.

- Estela de vórtices.

- Pares de vórtices en contrarrotación.

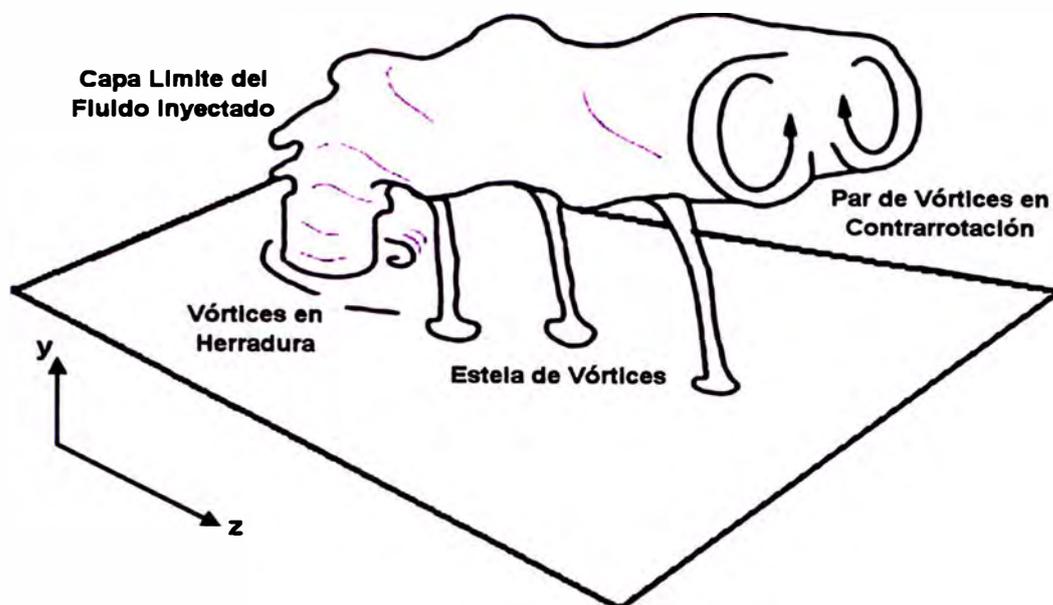


Figura 2.1: Definición de las estructuras coherentes en la mezcla por flujo cruzado de fluidos. Figura adaptada de [3].

2.2.- Estudio teórico de las estructuras coherentes de la mezcla por flujo cruzado

Previamente se realizó una clasificación de las cuatro estructuras coherentes reportadas en los estudios experimentales del proceso de mezcla por flujo cruzado, el detalle de los fenómenos físicos asociados a cada una de las estructuras, es explicado a continuación.

2.2.1.- Estructura de vórtices en herradura

Resulta de la interacción inicial entre las líneas de corriente de alta velocidad que posee el fluido inyectado, con las regiones circundantes al punto de inyección cerca de la pared y que son formadas por el perfil de velocidad del flujo transversal que avanza en la dirección axial o perpendicularmente al fluido inyectado, (Ibrahim, [6]).

Esta estructura se forma siempre en las cercanías a la frontera física de la pared, en el punto de inyección y colinda con la frontera exterior del fluido inyectado que se halla en contacto con el flujo transversal, rodeándolo a manera de espirales o herraduras en las posiciones radiales más cercanas al punto de inyección del fluido.

Los vórtices en herradura se estiran y transportan en la micro escala del flujo, de manera convectiva a través de la frontera periférica del fluido inyectado, ya que el gradiente adverso de presión formado en el punto de inyección, fuerza a la capa límite del flujo transversal a separarse en la pared interna del ducto, y formar el sistema de herraduras [5].

2.2.2.- Vórtices creados por la capa límite del fluido inyectado

Se forman en la interfase de la superficie exterior de la columna de fluido inyectado, la cual interacciona con el flujo transversal en la dirección axial.

Durante la región inicial de la inyección del fluido llamada “campo cercano”, los vórtices creados por este mecanismo se convierten en la estructura turbulenta dominante, la cual es cuasi estable, y da lugar a la formación de las fronteras de vórtices laterales a medida que el fluido inyectado penetra en el flujo transversal [5].

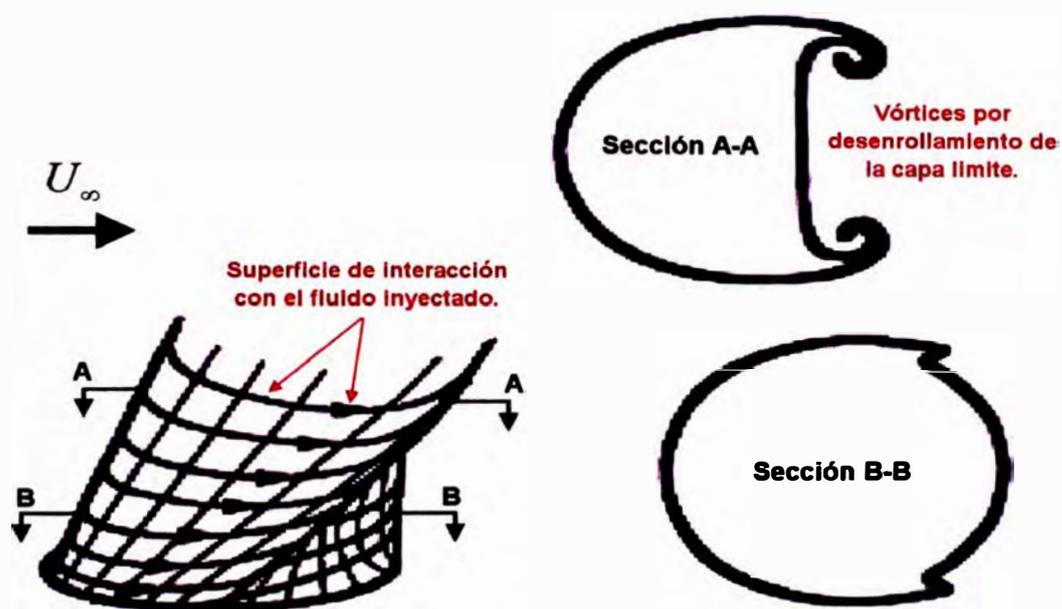


Figura 2.2: Detalle del proceso de formación de vórtices por interacción de la capa límite del fluido inyectado con el flujo transversal. Adaptada de [10].

Diversos estudios experimentales (Haven y Kurosaka, [7]), han determinado que la vorticidad creada por este tipo de estructura, se halla íntimamente ligada al grado de separación que inicialmente posee la capa límite del fluido inyectado, la cual se alinea en el “campo lejano” por efecto de la cantidad de movimiento del flujo transversal en la dirección axial.

Similamente se ha planteado (Schulter y Schonfeld, [1]), que la fuente de generación de estos vórtices se halla en el perfil de velocidad y cantidad de movimiento del fluido inyectado, que forma una capa de mezcla con el flujo transversal axial, en esta capa surgen inestabilidades en la micro escala, que causan el desenrollamiento de las zonas adyacentes a la superficie de la columna de fluido inyectado, generándose así los vórtices.

2.2.3.- Estela de vórtices

Es la segunda estructura dominante en la región llamada "campo lejano", la cual se mide desde el punto de inyección del fluido y en la dirección axial del flujo transversal, estas estructuras se forman entre la frontera inferior de la región deflectada del flujo que esta en el proceso de mezclado, y la capa limite del flujo transversal axial que aun no se ha mezclado.

El origen de la estela de vórtices este relacionado a la interacción entre la capa limite del flujo transversal en la dirección axial, y el momentum lineal del flujo de mezcla que también viaja axialmente (Fric y Roshko, [8]), encontrándose que a medida que el flujo transversal avanza en la dirección axial rodeando la columna de fluido que esta siendo inyectado, su capa limite se separa generándose efectos turbulentos transitorios en la pared, los cuales son el punto de inicio para la aparición de las columnas verticales de vórtices o estelas en el "campo lejano".

2.2.4.- Pares de vórtices en contrarrotación

Se originan en la zona cercana al punto de inyección del fluido, en la región del "campo cercano", convirtiéndose en la estructura de vórtices dominante en la región mas alejada del punto de inyección o "campo lejano".

La aparición de esta estructura se origina en la deflexión y enrollamiento que sufre la capa limite anular del fluido inyectado cerca de la zona de inyección, es decir los vórtices creados por la capa limite del fluido inyectado se intensifican en el "campo lejano" al interactuar con el flujo de mezcla, formando pares de vórtices que giran en sentido contrario entre si, (Ibrahim, [6]).

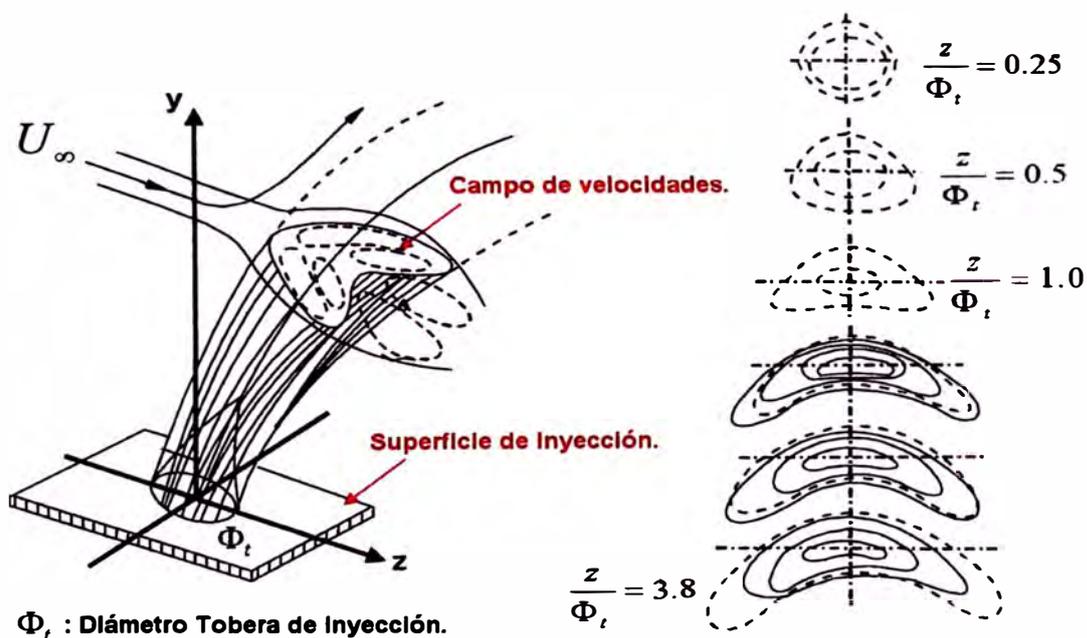


Figura 2.3: Mecanismo de generación de pares de vórtices en contrarrotación. Figura adaptada de [9].

La distancia entre los centros de giro de los vórtices en contrarrotación, aumenta con la posición axial del recorrido de la mezcla, del mismo modo que su intensidad se ve incrementada con el aumento del momentum lineal del fluido inyectado.

El comportamiento turbulento del flujo de la mezcla en el "campo lejano", esta directamente relacionado con la intensidad y estructura de los pares de vórtices en contrarrotación, que dominan la sección transversal del flujo de mezcla, aproximadamente entre cinco a seis diámetros hidráulicos de la tobera de inyección, medidos desde el punto de inyección del fluido, (Cortelezzi, [30]).

Existe muy poca data experimental para analizar la mezcla de fluidos inyectados en flujos transversales cuando la zona de mezcla se da en un espacio confinado, los trabajos teóricos reportados solo tratan el problema, cuando el ratio de velocidades entre el fluido inyectado y el flujo transversal axial es muy bajo [31].

A medida que se incrementa el ratio de momentum lineal entre el fluido inyectado y el flujo transversal, el impacto del fluido inyectado con las paredes de la zona de inyección, anula la generación del campo rotacional de velocidades en su núcleo central, formándose estructuras de vórtices adicionales en la pared donde se da el impacto.

De igual forma se incrementa la interacción de los vórtices en herradura con la capa límite del flujo axial transversal, formándose vórtices en herradura por impacto, cuya dimensión e intensidad aumentan a medida que aumenta el ratio de momentum lineal entre el fluido inyectado y el flujo transversal, [31].

Dentro del “campo cercano”, el fluido inyectado forma una estructura aplanada hacia la pared donde se da el impacto, expandiéndose en la dirección axial y transversal, y generándose un segundo par de vórtices en contrarrotación en el “campo lejano”.

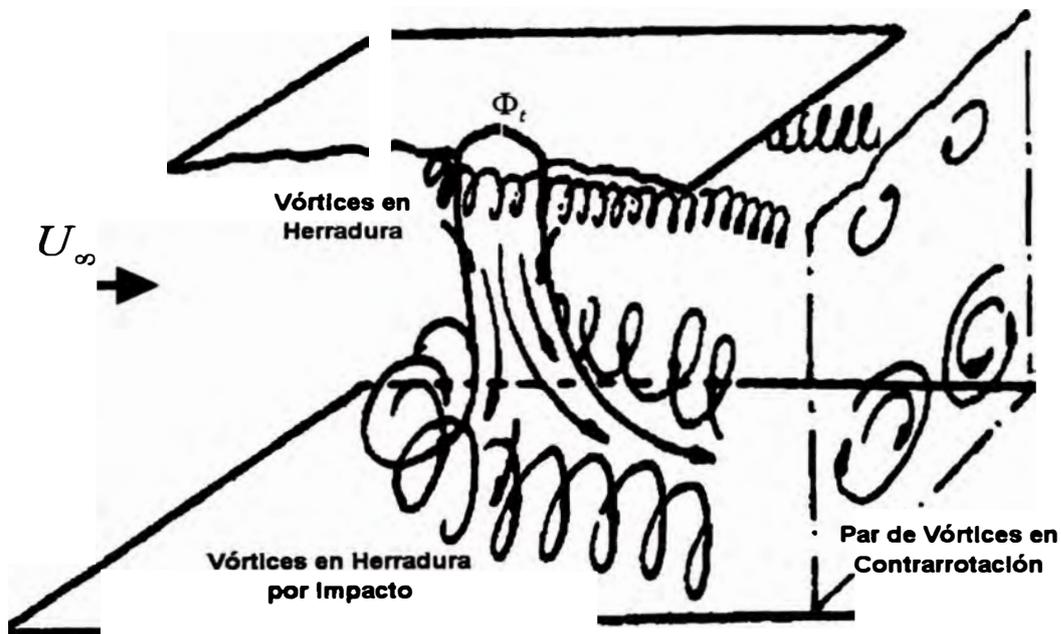


Figura 2.4: Mecanismo de generación de vórtices en contrarrotación por impacto del fluido inyectado en espacios confinados. Figura adaptada de [31].

2.3.- Representación y caracterización de un fluido inyectado en flujo cruzado

2.3.1.- Clasificación de las zonas de evolución del fluido inyectado en flujo cruzado

La evolución del flujo de fluido inyectado, su interacción y mezcla con el flujo transversal en la dirección axial, se clasifica en tres regiones distintas, (Priere, [10]).

2.3.1.1.- Núcleo potencial

En esta región la velocidad media del fluido inyectado se mantiene constante, con variaciones mínimas en su concentración másica, para el caso de un combustible gaseoso se tendrá prácticamente solo combustible en esta región, asimismo es adyacente al punto de inyección de la tobera con una baja intensidad de energía cinética turbulenta, ya que no aparecen aun los efectos temporales por la interacción con el flujo transversal, (Pratte y Baines, [13]).

Como se muestra, la trayectoria del fluido inyectado se curva por el efecto de la fuerza de la cantidad de movimiento del flujo transversal, el ángulo de inyección del fluido es δ , y el diámetro de la tobera de inyección Φ .

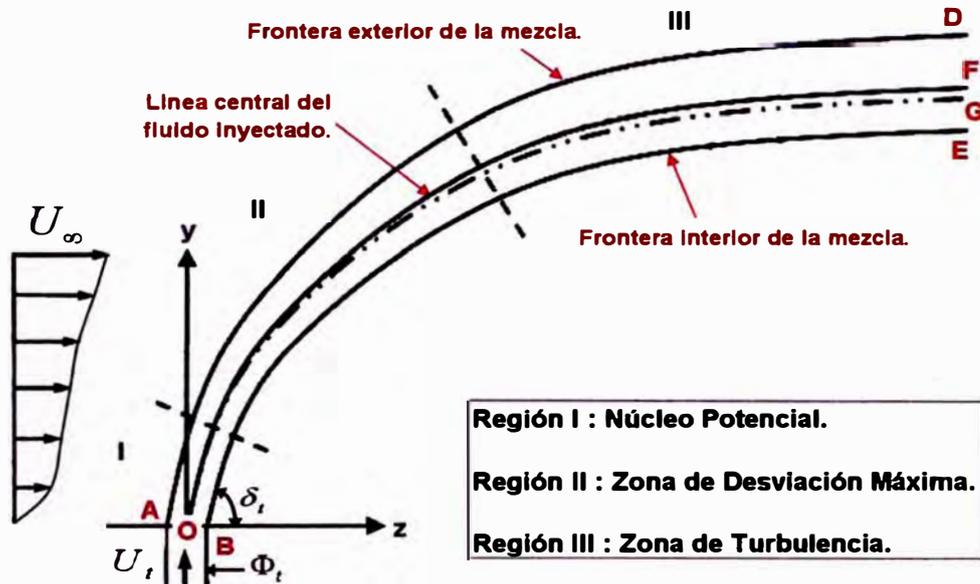


Figura 2.5: Determinación de las zonas de evolución durante el desarrollo de la mezcla e interacción del fluido inyectado con el flujo transversal. Esquema adaptado de [10].

2.3.1.2.- Zona de desviación máxima

El comportamiento del fluido inyectado está fuertemente ligado al ratio de momentum lineal de este con el flujo transversal, experimentándose una pérdida de su característica axisimétrica, ya que se expande radial y azimutalmente en la dirección axial.

En esta zona se da la máxima deflexión de la trayectoria que sigue el fluido inyectado respecto a la dirección axial del flujo transversal (Pratte y Baines, [13]), ocurriendo un decrecimiento rápido en la velocidad media del fluido inyectado.

Estudios experimentales (Smith y Mungal, [16]), encontraron que la posición del punto de máxima deflexión de la trayectoria del fluido inyectado, varía directamente en función al ratio de velocidades R , ocurriendo en la posición axial $z = 0.3(R.\Phi_1)$, este punto se define como el límite entre el “campo cercano” y el “campo lejano”.

2.3.1.3.- Zona de turbulencia

Finalmente la aparición de los pares de vórtices en contrarrotación se produce en esta zona, las curvas AD y BE representan la frontera superior e inferior respectivamente, para este punto los vórtices se mueven convectivamente en la dirección axial con una velocidad cercana a la velocidad media del flujo de mezcla [13].

Un profundo estudio teórico (Patrick, [11]), define estas fronteras como los límites entre los cuales la concentración del fluido inyectado equivale a la mitad de la concentración inicial del flujo másico de inyección.

La curva OG es definida como la línea central del fluido inyectado, para la cual las velocidades en el plano transversal del fluido inyectado son máximas, es decir OG es el lugar geométrico de las velocidades máximas.

El ángulo formado por el eje radial y el vector tangencial a la curva que conforma el eje central del fluido, es llamado el ángulo de deflexión y su valor depende del ratio de momentum lineal entre el fluido inyectado y el flujo

transversal, los ensayos experimentales muestran que para ángulos de inyección menores a 90°, se induce menos efecto de mezcla entre los flujos cruzados.

2.4.- Parámetros principales para el estudio de fluidos inyectados en flujo transversal

Existe una extensa revisión del tema relativo a fluidos inyectados en flujos transversales, en muchos de los estudios, los principales intereses fueron la predicción de la curva de la trayectoria del fluido, la formación, evolución e interacción del par de vórtices en contrarrotación y sus respectivas aplicaciones tecnológicas (Margason, [12]).

El proceso de mezcla por flujo cruzado de fluidos, se puede parametrizar a partir de las siguientes expresiones.

Ratio de Momentum Lineal

$$J = \frac{\rho_i \cdot U_i^2}{\rho_\infty \cdot U_\infty^2} \quad (\text{Ecuación 1})$$

Ratio de Impulso

$$J_{sr} = \left(\frac{\rho_i \cdot U_i^2}{\rho_\infty \cdot U_\infty^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{Ecuación 2})$$

Ratio de Velocidades

$$R = \frac{U_i}{U_\infty} \quad (\text{Ecuación 3})$$

Los valores de la velocidad media del fluido inyectado y el flujo transversal vienen expresadas por U_i y U_∞ respectivamente, de igual forma la densidad del fluido inyectado ρ_i , y el flujo transversal ρ_∞ .

De manera típica para $0.5 < J_{sr} \leq 1$, el fluido inyectado es muy débil y no puede penetrar la capa límite del flujo transversal, actuando como un obstáculo, por lo tanto en las regiones alejadas axialmente al punto de inyección, el flujo de mezcla estará gobernado básicamente por las características de la capa límite del flujo transversal, que ejerce efectos dominantes en el desarrollo del fluido inyectado [1].

En el rango $1 < J_{sr} \leq 10$, se hallan los regímenes de flujo más comunes para aplicaciones en ingeniería como quemadores y cámaras de combustión, bajo estas circunstancias el fluido inyectado tiene la fuerza necesaria para penetrar en la capa límite del flujo transversal axial, interactuando con este y llevando a cabo el proceso de mezclado.

Para $J_{sr} > 10$, el fluido inyectado actúa como una descarga libre hacia una región transversal en reposo, este comportamiento se intensifica a medida que se aumenta el flujo másico de inyección.

2.4.1.- Trayectoria y penetración del fluido inyectado

Se define a la trayectoria que seguirá el fluido inyectado, como el lugar geométrico de las velocidades máximas en el perfil de velocidad que el fluido desarrolla en cada sección transversal durante el proceso de mezcla, la trayectoria del fluido inyectado en el flujo transversal, esta compuesta por dos elementos, (Fric y Roshko, [8]).

- El movimiento encargado de trasladar el fluido inyectado en la dirección radial, que se genera por el momentum lineal del fluido en su punto de inyección.

- Movimiento encargado de trasladar el fluido inyectado en la dirección axial, que surge como resultado de su interacción con la cantidad de movimiento del flujo transversal.

La superposición de la trayectoria radial del fluido inyectado con la trayectoria axial del flujo transversal, da lugar a una expresión semi empírica que define la trayectoria resultante de la mezcla.

Basándose en técnicas experimentales y modelamiento numérico, se define una expresión general para la estimación de la trayectoria (Forney, [14]), los valores para el exponente varían de acuerdo a $0.46 < n < 0.5$.

$$\frac{r}{R.\Phi_t} = \left(\frac{z}{R.\Phi_t} \right)^n \quad (\text{Ecuación 4})$$

Empleando modelos semiempíricos y con análisis dimensional, se plantea una expresión mas específica para la trayectoria del fluido, (Pratte y Baines, [13]).

$$\frac{r}{J_{sr} \cdot \Phi_t} = A \left(\frac{z}{J_{sr} \cdot \Phi_t} \right)^B \quad (\text{Ecuación 5})$$

Las constantes de correlación han sido obtenidas de manera experimental, teniéndose que $1.5 < A < 2.5$ y $0.25 < B < 0.38$.

Un fluido inyectado con un alto valor de momentum lineal no se deflecta fácilmente en la dirección transversal, por el contrario penetra aun mas incrementando su recorrido radial, a modo de ejemplo, se muestra el efecto en la deflexión y forma de la trayectoria, la intensidad del flujo másico del fluido.

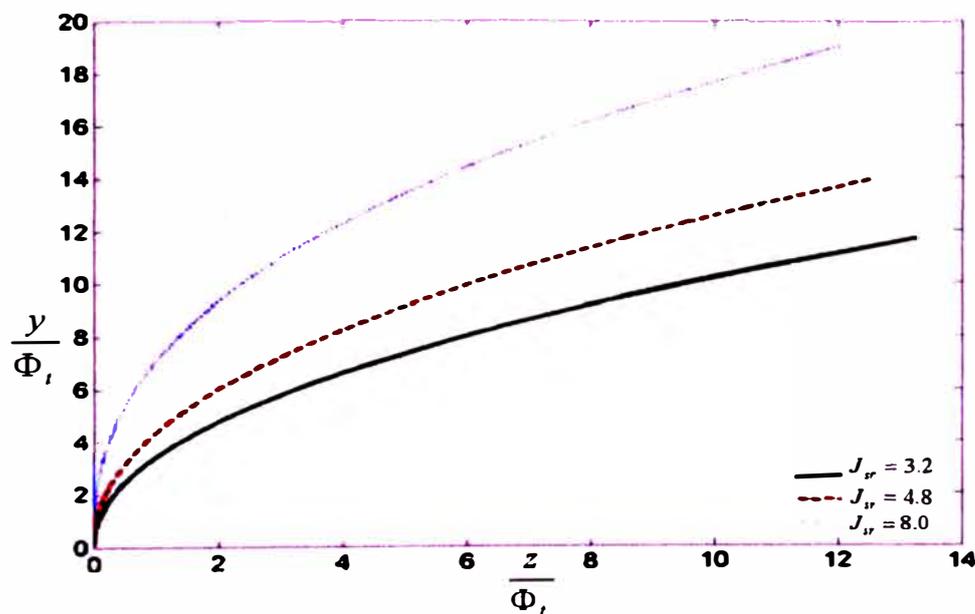


Figura 2.6: Efecto de la intensidad del flujo másico de inyección en la forma y deflexión de su trayectoria. Grafico adaptado de [6].

En el presente trabajo, la trayectoria de inyección es definida como el lugar geométrico de las máximas velocidades dentro del plano central en la columna del fluido, los flujos máxicos para el flujo transversal y el fluido inyectado son definidos por \dot{m}_∞ y \dot{m}_i , respectivamente.

Se muestra un resumen de las expresiones para el cálculo de la trayectoria, en función al ratio de velocidades R , y el ratio de concentración másica $C_{ac} = \frac{\dot{m}_\infty}{\dot{m}_i}$.

Tabla 2.1: Clasificación de correlaciones para la trayectoria del fluido inyectado, en función al ratio de velocidades R .

Autor	Rango de Aplicación	Correlación
Patrick [11] (1967)	$6 < R < 50$	$\frac{r}{\Phi_i} = R^{0.85} \left(\frac{z}{\Phi_i} \right)^n ; n = 0.38$
Margason [12] (1993)	$2 < R < 10$	$\frac{z}{\Phi_i} = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{R} \right)^2 \left(\frac{r}{\Phi_i} \right)^3$
Kamotani [15] (1974)	$3.87 < R < 7.75$	$\frac{r}{\Phi_i} = 0.89 R^{0.94} \left(\frac{z}{\Phi_i} \right)^{0.36}$
Chassaing [21] (1972)	$2.37 < R < 6.35$	$\frac{z}{\Phi_i} = \left(2.351 + \frac{4}{R} \right)^{0.385} \left(\frac{1}{R} \right)^{2.6} \left(\frac{r}{\Phi_i} \right)^{2.6}$
Fearn [20] (1974)	$3 < R < 10$	$\frac{r}{\Phi_i} = 0.975 R^{0.9085} \left(\frac{z}{\Phi_i} \right)^{0.3385}$
Hasselbrink [19] (2001)	$R \gg 1$ Campo cercano	$\frac{r}{R \cdot \Phi_i} = \left(\frac{2}{C_{ej}} \cdot \frac{z}{R \cdot \Phi_i} \right)^{0.5} ; C_{ej} = 0.32$
	$R \gg 1$ Campo lejano	$\frac{r}{R \cdot \Phi_i} = \left(\frac{3}{C_{ew}} \cdot \frac{z}{R \cdot \Phi_i} \right)^{\frac{1}{3}} ; C_{ew} = 0.7324$

Tabla 2.2: Clasificación de correlaciones para la trayectoria del fluido inyectado, en función al ratio de concentraciones másicas C_{ac} .

Autor	Rango de Aplicación	Correlación
Smith [16] (1998)	$5 < C_{ac} < 35$	$\frac{z}{C_{ac} \cdot \Phi_t} = A \cdot \left(\frac{r}{C_{ac} \cdot \Phi_t} \right)^{0.28}$ $A = 2.63$ Frontera Exterior $A = 1.35$ Frontera Interior $A = 2.05$ Eje Central
Kamotani [15] (1974)	$3.87 < C_{ac} < 7.75$	$\frac{r}{\Phi_t} = 0.73 C_{ac}^{1.04} \left(\frac{z}{\Phi_t} \right)^{0.29}$
Mungal [24] (2004)	$6 < C_{ac} < 50$	$\frac{z}{C_{ac} \cdot \Phi_t} = 1.95 \left(\frac{r}{C_{ac} \cdot \Phi_t} \right)^{0.302}$

2.4.2.- Regímenes de trabajo del fluido inyectado

Cuando se realiza la inyección de un fluido hacia un flujo transversal completamente desarrollado, pueden presentarse tres situaciones distintas en la zona de mezcla [5].

2.4.2.1.- Régimen de flujo con impacto frontal del fluido inyectado

Se produce cuando $D_g < R \cdot \Phi_t$, es decir el factor dimensional que magnifica el impulso de inyección en función al ratio de velocidades, supera las dimensiones internas de la zona de inyección D_g , dando como resultado que el fluido inyectado impacte las paredes interiores, mejorando el proceso de mezcla.

2.4.2.2.- Régimen con alineamiento y mezcla del fluido inyectado

Para los rangos de trabajo entre $0.07 < \frac{R.\Phi_t}{D_g} < 1$, el fluido inyectado penetra en

la región central del flujo de transversal, y se alinea en la dirección de su línea de corriente, expandiéndose rápidamente dentro de la zona de mezcla debido a los efectos de inducción que produce el flujo transversal, y mejorando el efecto de mezclado en la macroescala de los fluidos.

2.4.2.3.- Régimen de acoplamiento del fluido inyectado

Aparece cuando $\frac{R.\Phi_t}{D_g} < 0.07$, en este régimen el fluido inyectado no alcanza

penetrar significativamente la capa límite del flujo transversal, adhiriéndose a la pared interna de la zona de mezcla en el punto de inyección, con un lento desarrollo de su campo de velocidades, por lo tanto no es un régimen óptimo para lograr altas eficiencias de mezclado con el flujo transversal.

2.4.3.- Interacción y mezcla de los flujos cruzados

Un cambio en la intensidad y forma de la estructura de la flama en el quemador, es un indicativo claro de la calidad y eficiencia del mezclado entre el aire de combustión y el combustible al interior de este.

La interacción entre los flujos cruzados depende básicamente de la fricción generada por los gradientes de velocidad en las fronteras del cilindro que forma el fluido inyectado, de la viscosidad ligada al nivel de turbulencia local y en igual medida al coeficiente de difusión molecular entre ambos fluidos [10].

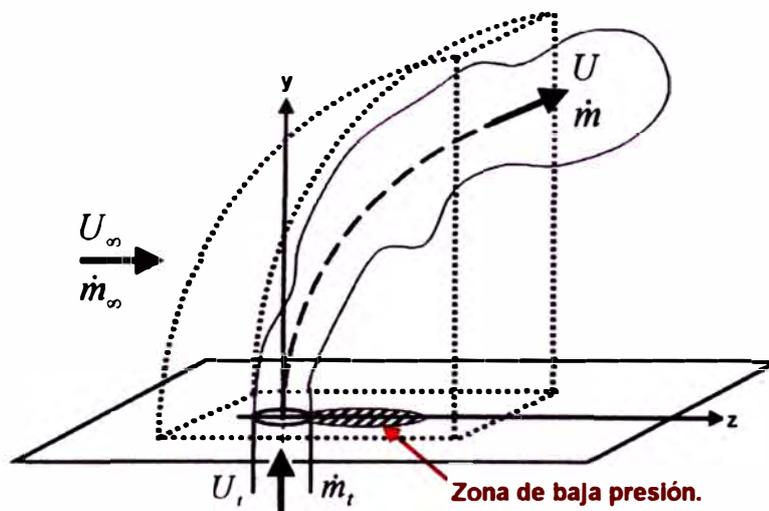


Figura 2.7: Volumen de control para el análisis de interacción entre ambos fluidos en flujo cruzado. Esquema adaptado de [10].

Para realizar el análisis del volumen de control, se utilizan las ecuaciones básicas de conservación de la masa y cantidad de movimiento, como simplificación, la presión ejercida sobre el volumen de control no se toma en cuenta, ya que se considera que el valor de la diferencia entre las distribuciones de presión en la zona superior y la base del volumen de control es despreciable en comparación al momentum lineal ejercido por el flujo másico de inyección desde la tobera.

Tomando el mismo criterio respecto a las fuerzas gravitacionales sobre el volumen de control, se plantean las siguientes expresiones, (Priere, [10]).

Conservación de la masa, $\dot{m}_i + \dot{m}_\infty = \dot{m}$

Equilibrio de fuerzas en la dirección radial, $\dot{m}_i.U_i = \dot{m}.U_r$

Equilibrio de fuerzas en la dirección axial, $\dot{m}_\infty.U_\infty = \dot{m}.U_z$

U_z y U_r , son las componentes axial y radial respectivamente, de la velocidad media del flujo de mezcla, siguiendo la nomenclatura del volumen de control mostrado en el grafico anterior.

Para las regiones alejadas del punto de inyección, se considera que la amplitud de la expansión radial que muestra el fluido inyectado es proporcional a su posición radial respecto al punto de inyección, por lo tanto el diámetro idealizado en la sección transversal del fluido mostrado en el volumen de control se expresa como $\delta = c_1.r$.

El análisis del volumen de control, permite expresar el flujo másico de la mezcla,

según la expresión $\dot{m} = \int \rho.U.dA_r = \int \rho.U.2\pi.r.dr = 2\pi.\rho \int U.r.dr$

considerándose en esta expresión que el flujo se halla en la zona de desviación máxima, según [10].

Se asume además que el valor de la densidad de la mezcla es el correspondiente al valor de la densidad de la corriente libre, ya que se trata de una mezcla de gases (aire y combustible), se tiene entonces que $\rho \rightarrow \rho_\infty$, igual al valor del flujo transversal.

A partir de las deducciones anteriores, se plantea una expresión que permite calcular la relación entre el flujo másico de la mezcla, con respecto al flujo másico del fluido inyectado.

$$\frac{\dot{m}}{\dot{m}_t} \left[\frac{\bar{U}_\infty}{\bar{U}_t} - \sqrt{\left(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_t} \cdot \frac{\rho_t}{\rho_\infty} \cdot \frac{\Phi_t^2}{(c_1 \cdot r)^2} \right)^2 - \left(\frac{\dot{m}_t}{\dot{m}} \right)^2} \right] = \frac{\bar{U}_\infty}{\bar{U}_t} \quad (\text{Ecuación 6})$$

De manera alternativa, acoplado la ecuación de la trayectoria (Pratte y Baines, [13]), con la ecuación del flujo másico neto, se tiene una correlación general para el ratio de los flujos másicos, en función a la posición axial y el ratio de impulso.

$$\frac{\dot{m}}{\dot{m}_t} = \frac{\dot{m}_t + \dot{m}_\infty}{\dot{m}_t} = 1 + \frac{J_{sr}}{A \cdot B} \cdot \sqrt{\frac{\rho_\infty}{\rho_t}} \left(\frac{z}{J_{sr} \cdot \Phi_t} \right)^{1-B} \quad (\text{Ecuación 7})$$

Las constantes adimensionales son las mismas definidas para las ecuaciones de la trayectoria $1.5 < A < 2.5$ y $0.25 < B < 0.38$.

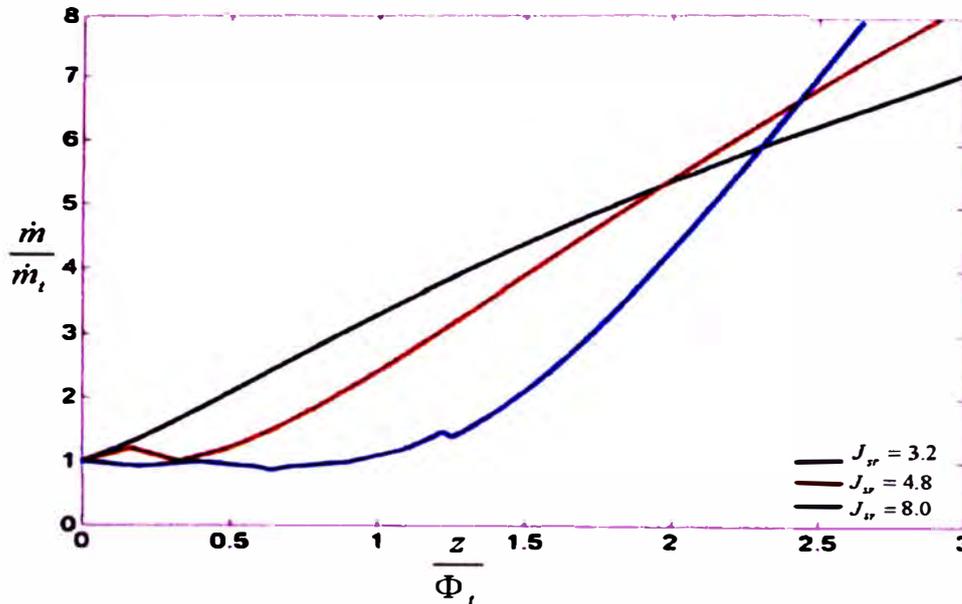


Figura 2.8: Nivel de interacción del fluido inyectado en función a la posición axial, para distintas relaciones del ratio de impulso. Esquema adaptado de [6].

De las graficas se concluye que a medida que la intensidad del flujo másico de inyección disminuye, el nivel de interacción con el flujo transversal aumenta, sin embargo una alta intensidad de flujo másico no interacciona de manera adecuada con el flujo transversal, ya que posee una elevada resistencia local en su superficie exterior.

Este fenómeno esta respaldado por el hecho de que un fluido inyectado con mayor intensidad, posee mayor capacidad de conservar el impulso de su momentum lineal hasta posiciones axiales mas alejadas corriente abajo del flujo, convirtiendo luego toda esta energía cinética, en energía de rotación a través de la generación de agresivos frentes de vorticidad que se mezclan e interaccionan intensamente con el flujo transversal.

2.4.4.- Disipación de la concentración del fluido inyectado

A medida que el fluido inyectado se defleca en la dirección transversal, su sección se expande en la dirección radial y azimutal causando que la distribución inicial de sus velocidades se redistribuya en planos adyacentes al plano transversal.

Esta redistribución da como resultado la aparición de los pares de vórtices en contrarrotación, que utilizan el impulso inicial del momentum lineal del fluido inyectado, para interactuar intensamente con la corriente libre del flujo transversal en el "campo lejano".

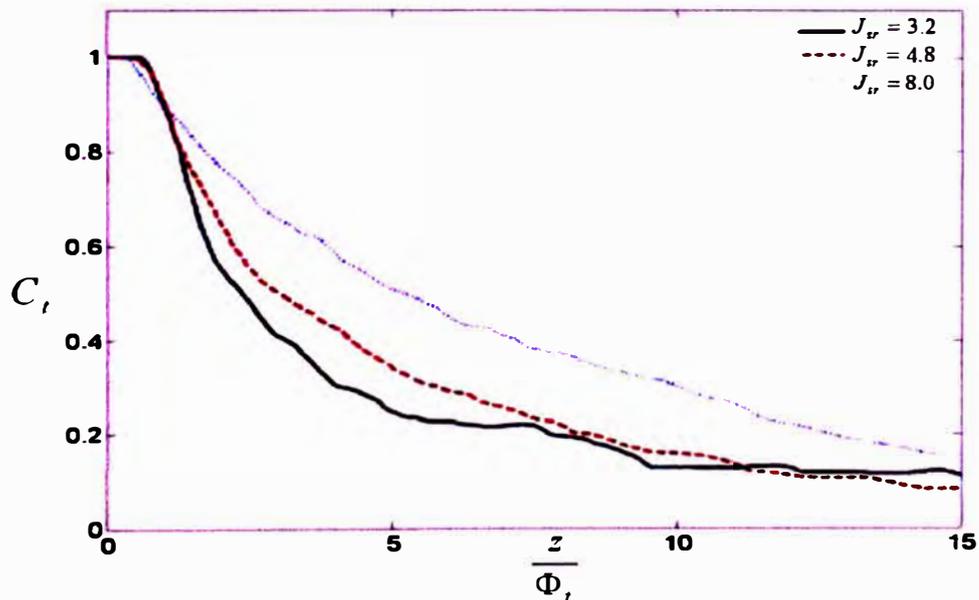


Figura 2.9: Magnitud de la disipación de la concentración del fluido inyectado en función al ratio de impulso y la posición axial. Esquema adaptado de [6].

Del grafico anterior, la concentración del fluido inyectado viene expresada a

partir de la relación total de los flujos máxicos $C_i = \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_i + \dot{m}_\infty}$.

Al aumentar el flujo máxico de inyección, el fluido inyectado tiende a mantener el valor de su concentración en posiciones axiales mas alejadas desde el punto de inyección, la siguiente expresión permite cuantificar la evolución de la concentración del fluido inyectado respecto al flujo transversal, en función a distintas posiciones axiales, [10].

$$\frac{C_\infty}{C_i} = \left[\left(\frac{z}{\Phi_i} \right) \cdot \exp \left(7.8 \left(\frac{1}{R} \right) - 1.85 \right) \right]^{1.18} \quad (\text{Ecuación 8})$$

El ratio de velocidades viene expresado por $R = U_i / U_\infty$, mientras que la

concentración del flujo máxico transversal se define por $C_\infty = \frac{\dot{m}_\infty}{\dot{m}_\infty + \dot{m}_i}$.

2.5.- Elementos críticos para el diseño de la zona de mezcla e inyección

2.5.1.- Inyección y mezclado

El objetivo principal de una configuración que involucre fluido inyectado radialmente hacia flujos transversales que viajan en dirección axial, es el lograr la máxima eficiencia de mezclado en el menor tiempo posible, este proceso esta influenciado por los siguientes parámetros.

- Ratio de momentum lineal J .
- Ratio de velocidades R .
- Diámetro de las toberas de inyección Φ_i .
- Angulo inicial de penetración del fluido inyectado δ_i .
- Numero de toberas de inyección η_i .
- Diámetro o espaciamiento radial en la zona de inyección D_g .
- Geometría del sistema de inyección.
- Numero de Reynolds del fluido inyectado.
- Longitud disponible para el desarrollo de la mezcla.

Los tres parámetros iniciales, son los que afectan principalmente el desarrollo del proceso de mezclado en flujo cruzado, y son los que se utilizan durante el posterior diseño preliminar de la zona de mezcla del quemador.

2.5.2.- Influencia del perfil interno en la zona de inyección

Experimentalmente se ha demostrado que los vórtices generados por la interacción de la capa limite anular del fluido inyectado con el flujo transversal, se forman con mayor velocidad cuando la inyección del fluido se da en superficies planas, siendo menor esta velocidad de formación, cuando la

inyección se da en superficies curvas, el adelanto en la posición de formación se da en promedio tres diámetros de inyección Φ , antes que para el caso de perfiles curvos [10].

El nivel de penetración que tiene un fluido inyectado en flujo transversal para el caso de un perfil parabólico, es superior a los alcanzados cuando la inyección se da desde un perfil plano.

2.5.3.- Influencia de la geometría de la tobera de inyección

Los resultados experimentales (Schadow, [25]), muestran que la inyección con toberas circulares, forman estructuras coherentes claramente diferenciadas con respecto a las secciones triangulares de inyección, cuyos leves niveles de turbulencia dan lugar a tenues apariciones de sistemas de vórtices.

Se estima que la variación de la presión dinámica media en el caso de inyección con toberas de sección triangular es del 10% de la presión dinámica en la zona de inyección, mientras que en el caso de inyección con una tobera de sección circular, la variación puede llegar al 30%, generando mayores estructuras de vórtices que favorecen el proceso de mezcla.

2.5.4.- Configuración del sistema de mezclado

Un factor importante en la penetración del fluido inyectado y el proceso de mezclado es el número de orificios de inyección, experimentalmente se demuestra que para un ratio de momentum lineal constante J , la eficiencia de mezclado aumenta con el número de orificios de inyección.

Una relación semiempírica (Holdeman y Liscinsky, [26]), que relaciona la fracción de mezcla, el ratio de momentum lineal y el espaciamiento entre orificios de inyección, independiente de las dimensiones de la tobera de inyección, viene expresada por la siguiente correlación.

$$C = \frac{S}{D_g} \sqrt{J} \quad (\text{Ecuación 9})$$

El espaciamiento entre toberas de inyección viene expresado por S , experimentalmente se encuentra que para una sola hilera de inyectoros distribuidos radialmente con inyección unilateral, el valor de la constante $C = 2.5$.

Es posible hallar para una geometría determinada, el valor óptimo del ratio de momentum lineal J , conociendo el espaciamiento circular entre toberas S y la distancia entre las paredes de la zona de inyección D_g .

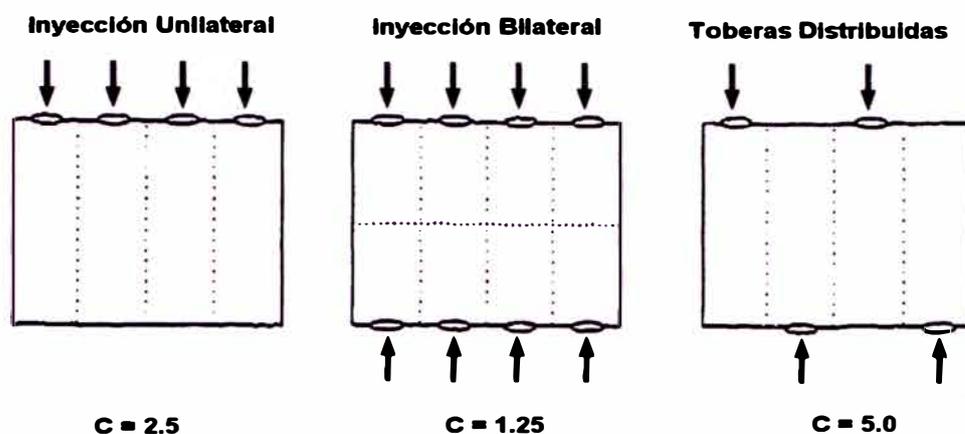


Figura 2.10: Valores óptimos para la constante C, considerando diversas configuraciones para las toberas de inyección. Esquema adaptado de [29].

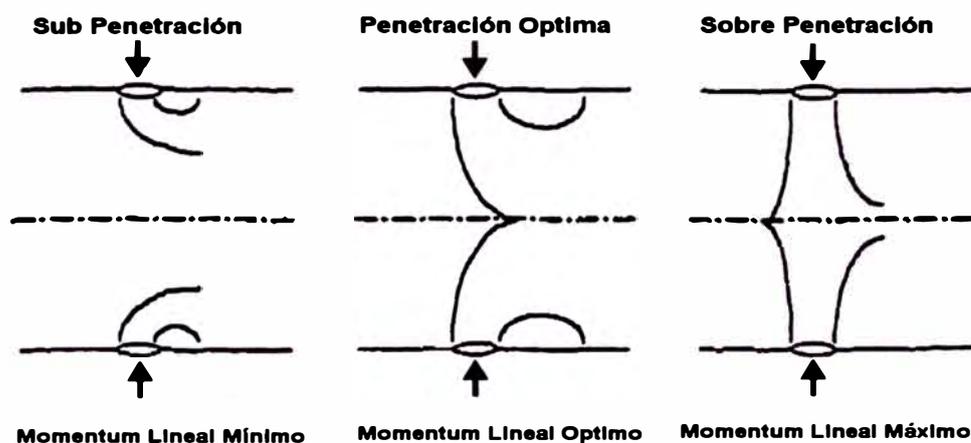


Figura 2.11: Penetración del fluido inyectado como función de la magnitud del momentum lineal. Esquema adaptado de [29].

Para valores de la constante C menores a 1.25 y superiores a 5, el fluido inyectado "sub penetra" y "sobre penetra" respectivamente, al flujo transversal, para la inyección bilateral el valor óptimo usado es $C = 1.25$, (Holdeman, [26]).

Extrapolando una correlación encontrada para secciones rectangulares de la zona de mezcla (Holdeman, [26]), a fin de validarla para secciones circulares, se concluye que el número óptimo de toberas circulares de descarga para fluidos inyectados en flujos transversales subsónicos, es una función directa del ratio de momentum lineal J .

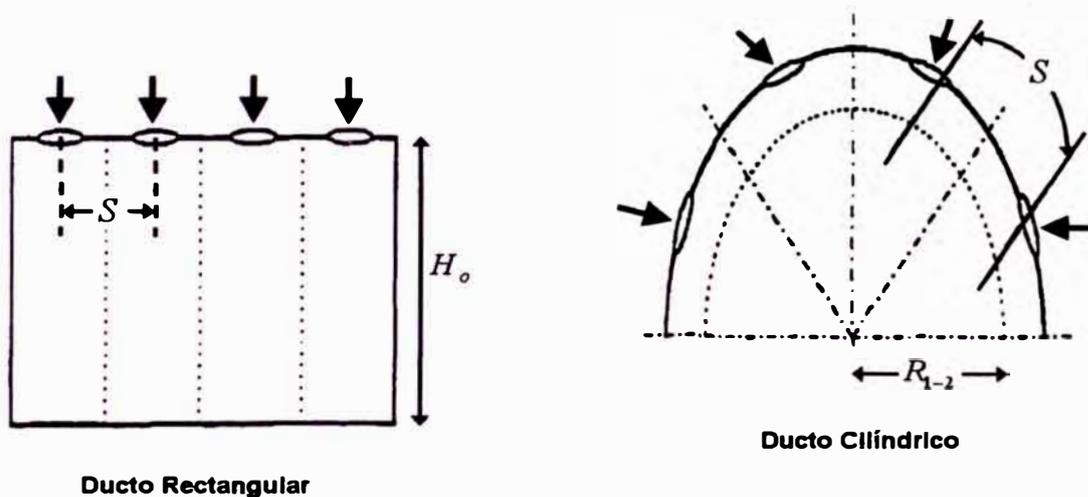


Figura 2.12: Consideraciones de similitud geométrica entre ducto rectangular y cilíndrico. Esquema adaptado de [29].

Como se muestra en la figura anterior, el espaciamiento entre toberas es definido para el radio R_{1-2} , el cual divide el área de la sección circular en 2 partes iguales, para este radio se produce el punto teórico de penetración óptima del fluido inyectado.

La transformación equivalente entre una sección rectangular hacia una sección circular, se resuelve a partir de la siguiente expresión $\frac{\pi \cdot H_o^2}{2} = \pi \cdot R_{1-2}^2$, donde el valor de H_o corresponde a la altura total de una sección rectangular genérica.

Con estas consideraciones, el espaciamiento circunferencial entre toberas se expresa por $S = \frac{2\pi \cdot R_{1-2}}{n_t}$, donde n_t es el numero de toberas de inyección.

Finalmente, el número de orificios de inyección para una configuración cilíndrica, viene expresado en función al ratio de momentum lineal y la constante C.

$$n_t = \frac{\pi \sqrt{2 \cdot J}}{C} \quad (\text{Ecuación 10})$$

Teniendo en cuenta los valores óptimos mostrados previamente para la constante C, para un respectivo número de toberas de inyección, se obtiene una correspondiente relación de momentum óptima.

$$J_{opt} = \frac{\left(\frac{C_{opt} \cdot n_t}{\pi} \right)^2}{2} \quad (\text{Ecuación 11})$$

Se presenta además una relación semiempírica, que permite encontrar el valor óptimo del ratio de momentum lineal, expresándolo en función a las características geométricas de la tobera y la zona de inyección, tales como la

dimensión máxima en el punto de inyección D_g , el diámetro de la tobera de inyección Φ_i y el espaciado circular entre toberas S , (Priere, [10]).

$$J_{opt} = 0.045 \left(\frac{D_g}{\Phi_i} \right)^2 + \frac{3.08 \left(\frac{D_g}{\Phi_i} \right)^{1.65}}{\left(\frac{S}{\Phi_i} + 0.26 \right)^{1.29}} \quad (\text{Ecuación 12})$$

La validación experimental de esta correlación, demuestra que se logra una mejor mezcla cuando los fluidos son inyectados radialmente y ubicados en direcciones opuestas diametralmente, penetrando el flujo transversal sin impactar entre ellos ni con los fluidos inyectados adyacentemente.

De igual forma, los resultados experimentales, muestran que la producción de NOx, esta directamente relacionada al nivel de penetración del fluido inyectado dentro de la zona de mezcla, mostrándose que para configuraciones en donde el fluido sobre penetra y sub penetra el flujo transversal, la formación de NOx aumenta [32].

Para moderados valores del ratio de momentum lineal $J \leq 3$, la penetración óptima es alcanzada cuando las toberas de inyección tienen forma circular y por lo tanto se minimiza la formación de NOx.

2.6.- Análisis de la combustión en flamas con premezcla de reactantes

2.6.1.- Limites de inflamabilidad

La inflamabilidad es la habilidad de una mezcla de oxígeno y combustible, que habiendo sido encendida, permite la propagación del frente de flama sin necesidad de introducir calor adicional al sistema, requiriéndose solo de una disponibilidad suficiente de combustible que permita el mantenimiento estable de la flama.

Los límites de inflamabilidad están influenciados por los efectos del esfuerzo hidrodinámico del flujo de reactantes, la curvatura del frente de flama, el estancamiento del flujo de reactantes, las pérdidas de calor de la flama y la cinética química inherente a las reacciones en el frente de flama.

Una medida estándar para la medición de los límites de inflamabilidad, llamada Tubo de Límite Estándar de Inflamabilidad (SFLT), (Vanoverberghe, [43]), es utilizada para las mediciones de los límites de inflamabilidad de cualquier combustible gaseoso, consiste de un tubo cilíndrico de 5cm de diámetro y 180cm de longitud, el cual es llenado con gas combustible, luego es encendido por un extremo que es abierto a la atmósfera, generando la propagación de la flama hacia el otro extremo del tubo que es cerrado completamente.

Las mezclas son definidas como inflamables si son capaces de mantener la propagación de la flama hacia el otro extremo del tubo, según datos experimentales (Coward y Jones, [43]), se encuentra que los límites de

inflamabilidad son distintos para la propagación hacia arriba, hacia abajo y en dirección horizontal, con lo cual se demuestra que son dependientes de los efectos de la aceleración de la gravedad.

La propagación de la flama solo es posible si los reactantes se hallan dentro de ciertos límites, que son dictados en función a la relación de equivalencia Φ , la cual es el ratio entre las fracciones másicas de combustible y comburente respectivamente, comparadas con las mismas fracciones para una mezcla estequiométrica, [42].

Se tiene el límite inferior de inflamabilidad, para condiciones de mezcla pobre cuando $\Phi < 1$, así como el límite superior de inflamabilidad, para condiciones de mezcla rica cuando $\Phi > 1$

Los límites de inflamabilidad son cuantificados como porcentajes de combustible en términos de volumen respecto a la mezcla, o como fracción en la relación de equivalencia, con grandes variaciones para distintos tipos de combustibles.

Tabla 2.3: Límites de inflamabilidad expresados en fracciones volumétricas. Datos tomados de [35].

Vapores de Combustible	Estequiométrico $\left(\frac{\%Vol}{\%Vol}\right)$	Límite de Mezcla Pobre $\left(\frac{\%Vol}{\%Vol}\right)$	Límite de Mezcla Rica $\left(\frac{\%Vol}{\%Vol}\right)$
Metano	9.47	5.0	15.0
Etano	5.64	2.9	13.0
Propano	4.02	2.0	9.5
Isooctano	1.65	0.95	6.0
Acetileno	7.72	2.5	80.0
Hidrogeno	29.5	4.0	75.0
Metanol	12.24	6.7	36.0

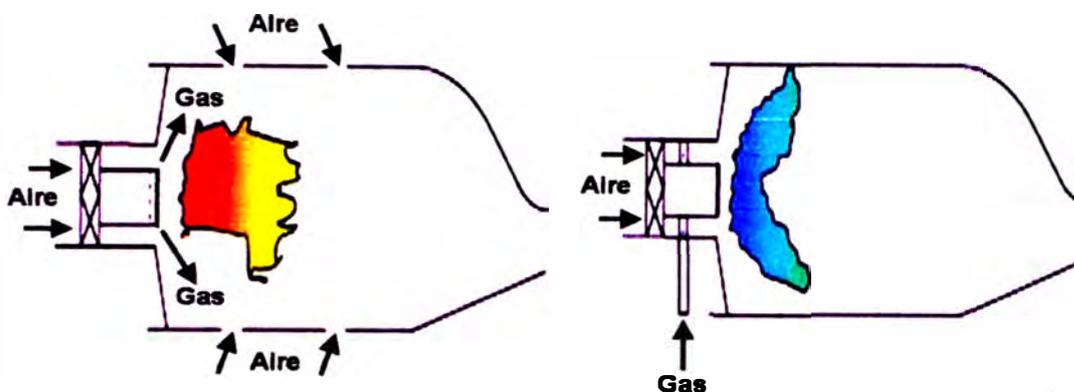
2.6.2.- Premezcla de reactantes y propagación de flama laminar

En una flama de premezcla, el mezclado del aire de combustión con el combustible se lleva a cabo antes del inicio de las reacciones químicas, por lo tanto es posible obtener flamas con niveles mínimos de formación de hollín y emisiones toxicas, ya que existirá una distribución uniforme de temperatura debido a la homogeneidad de la mezcla aire combustible.

El diseño del quemador influencia directamente la eficiencia de la flama, un quemador diseñado adecuadamente debe ser capaz de producir una combustión casi completa sin formación de partículas de hollín y con bajos niveles de emisiones toxicas, para aplicaciones de premezcla, con flujo de aire de alta velocidad, el quemador debe ser insensible al efecto de elevados excesos de aire a medida que la potencia es controlada modificando solamente el flujo de combustible.

La premezcla de los gases combustibles con el aire de combustión, provee una combustión mas eficiente que en el caso de flamas de difusión o de flamas sin premezcla, la propiedad mas importante de las flamas de premezcla es el hecho de que el frente de flama se propaga relativo al flujo de gases reactantes, y no se halla restringida a seguir un contorno de composición estequiométrica como en las flamas de difusión.

La velocidad de la flama con respecto al flujo de reactantes, es llamada velocidad de quemado o velocidad de propagación del frente de flama S_{FL} , (Vanoverberghe, [43])



Flamas de difusión o no premezcladas, generan zonas estequiométricas de alta temperatura que promueven la formación del NOx térmico.

Flamas de premezcla, evitan los puntos estequiométricos de alta intensidad, minimizando la formación de NOx.

Figura 2.13: Comparación entre flamas de difusión y de premezcla. Esquema adaptado de [37].

2.6.2.1.- Aspectos importantes relativos a la premezcla de reactantes

Para alcanzar bajos niveles de emisiones tóxicas y NOx, se requiere una premezcla de los reactantes anterior al inicio de la combustión, cuya eficiencia es afectada por las pérdidas de presión que ocurren durante el flujo de gases reactantes en la zona de premezcla del quemador.

La velocidad a la cual un frente de flama plano se mueve en dirección normal a su superficie transversal, con un movimiento relativo a la mezcla de reactante, es llamada velocidad de propagación del frente de flama y es una de las cantidades características más importantes en todo estudio del proceso de combustión de flamas de premezcla [43].

Esta velocidad de propagación del frente de flama, depende de la naturaleza del combustible y el oxidante, de las proporciones de estos en la mezcla, y de la temperatura y presión del flujo de reactantes.

En el caso de flamas no premezcladas o de difusión, la flama es formada en la interfase entre ambos reactantes sin propagarse relativamente, los reactantes se mueven hacia la zona de reacción y los productos de combustión se mueven alejándose de esta zona por acción de la difusión, en dicha situación no es posible teóricamente la ocurrencia del retroceso de flama, sin embargo puede presentarse el soplado de la flama cuando se tienen altas velocidades de aire de combustión y/o combustible.

Las flamas no premezcladas son más sensibles a presentar una coloración amarilla debido a la presencia de las partículas de carbono no quemadas dando lugar a la formación de hollín.

2.6.2.2.- Velocidad de propagación del frente de flama laminar

Se han desarrollado ciertas expresiones analíticas (Seitzman, [38]), para el cálculo de la velocidad de la propagación de la flama laminar S_L , específicamente para CH_4 , C_2H_6 , C_2H_4 , C_2H_2 , C_3H_8 , en el caso de la combustión del propano C_3H_8 , en condiciones estequiométricas, se tienen las siguientes expresiones.

Cálculo en función de la temperatura absoluta de los reactantes.

$$S_L = 10 + 3.71 \times 10^{-4} (T_{\text{reactantes}})^2 \quad (\text{Ecuación 13})$$

Calculo en función de la presión absoluta de los reactantes

$$S_L = 43 \cdot (P_{\text{reactantes}})^{-0.5} \quad (\text{Ecuación 14})$$

Las velocidades de propagación de flama laminar S_L , vienen expresadas en cm/s , la temperatura de calculo para los reactantes en grados Kelvin, y la presión absoluta de reactantes, expresada en atmósferas.

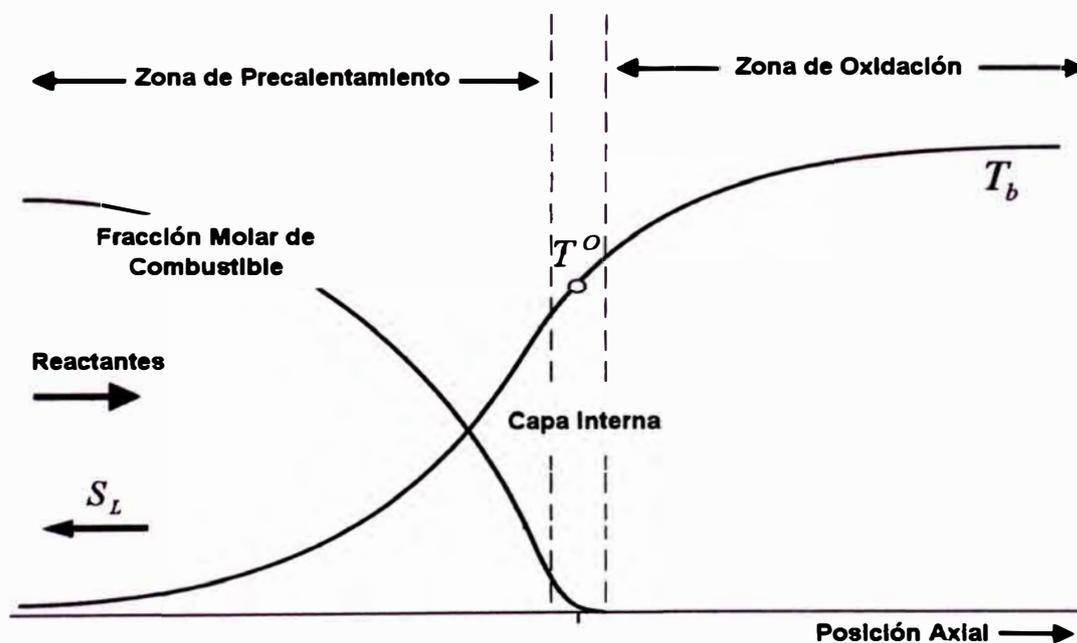


Figura 2.14: Esquema teórico del desarrollo de las condiciones durante el inicio del frente de flama. Adaptado de [47].

- Zona de precalentamiento, donde los reactantes elevan su temperatura por el efecto del transporte convectivo y la difusión de masa desde el frente de flama.
- Capa interna, en esta región se desarrollan las reacciones químicas que dan inicio a la flama, se conoce también como el frente de flama, y es el que se propaga hacia el flujo de reactantes con una velocidad S_L , en esta región la temperatura alcanza el valor T^0 , conocido como temperatura en la zona de reacción.
- Capa de oxidación, se encuentran los productos resultantes de la combustión, en este punto se alcanzan las temperaturas máximas de flama adiabática T_b , y en general la máxima distribución de calor de la flama.

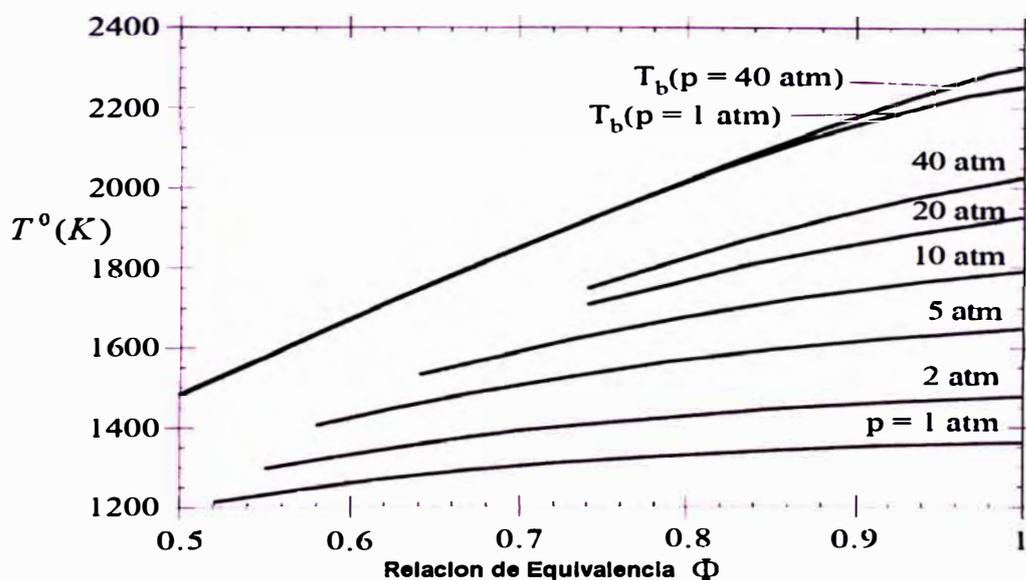


Figura 2.15: Variación de la temperatura de flama adiabática T_b y en la zona de reacción o frente de flama T^0 , para el propano. Esquema adaptado de [47].

Tabla 2.4: Temperatura de auto ignición y máxima velocidad del frente laminar con reactantes a 20C° y 1 atm. Adaptada de [35].

Combustible	Temperatura de Auto Ignición (C°)	Velocidad del Frente de Flama Laminar (cm/s)
Metano	537	42
Propano	470	39
n-Hexano	233	39
Isooctano	418	35
Acetileno	305	141
Hidrogeno	400	265
Metanol	385	48

La propagación de la flama laminar depende únicamente de las cantidades de combustible y oxígeno en la mezcla, las cuales además controlan la temperatura de la flama.

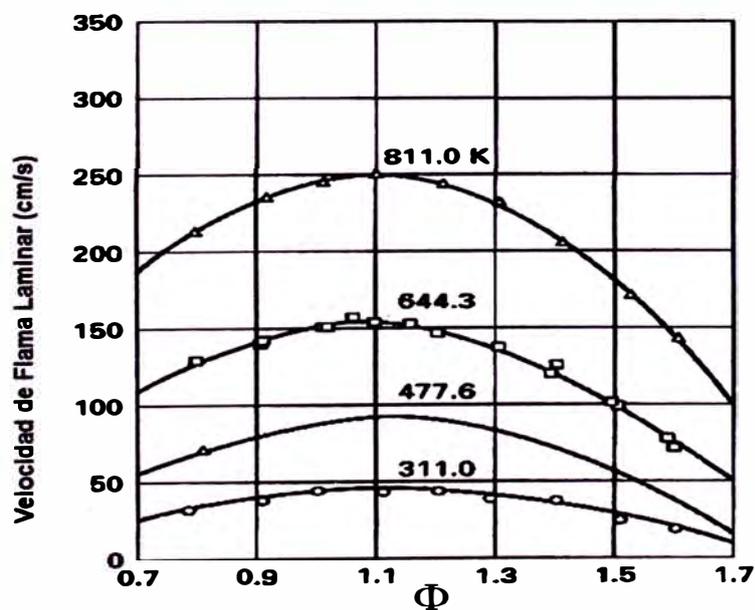


Figura 2.16: Velocidad del frente de flama laminar en función a la relación de equivalencia, para el propano a 1 atm. Esquema adaptado de [35].

Para mezclas ricas y pobres $\Phi > 1$ y $\Phi < 1$ respectivamente, se tienen menores velocidades de propagación del frente de flama laminar y menores temperaturas de flama adiabática que para composiciones estequiométricas, debido a que el exceso de masa provoca un consumo adicional de la energía liberada.

La siguiente tabla resumen, obtenida de resultados experimentales (Glassman, [58]), muestra la variación de la velocidad de propagación de la flama laminar, en función a la relación de equivalencia para la combustión del propano.

Tabla 2.5: Medición real de la velocidad de propagación de flama laminar para el propano, con reactantes a 20C° y 1 atm. Adaptado de [48].

Φ	0.8	0.9	1.0	1.08	1.1	1.2	1.3	1.4
S_L ($\frac{cm}{s}$)	26	34	38	40	39	35	27	16

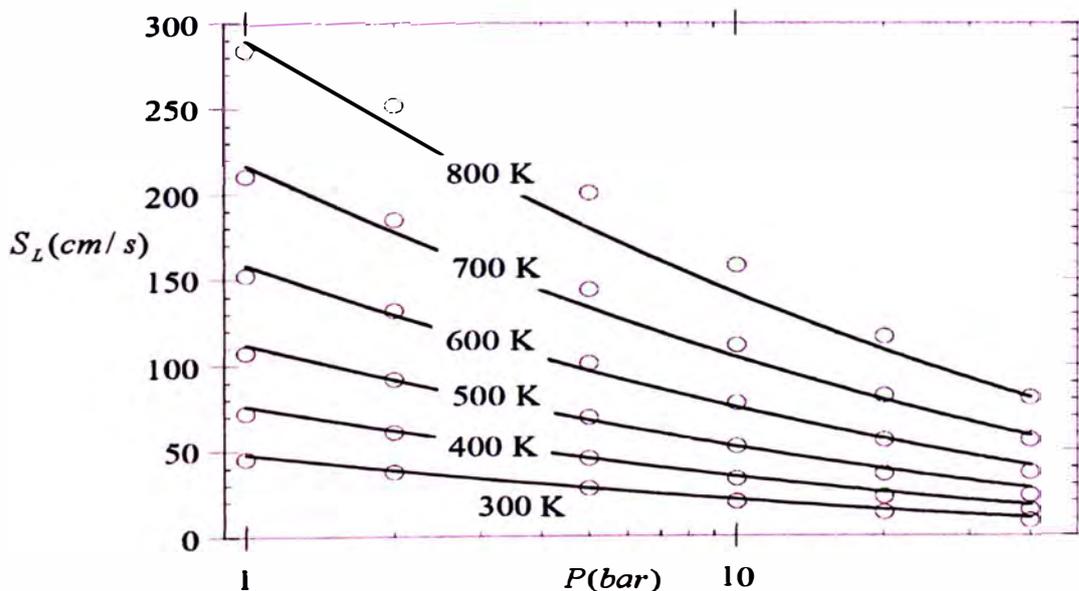


Figura 2.17: Velocidad del frente de flama laminar del propano en función a la presión de los reactantes. Esquema adaptado de [47].

2.6.3.- Flujo turbulento de reactantes premezclados

En la siguiente figura se esquematiza de manera clara el concepto básico del flujo turbulento, considerándose este como la superposición de una componente media con una componente fluctuante de la velocidad instantánea.

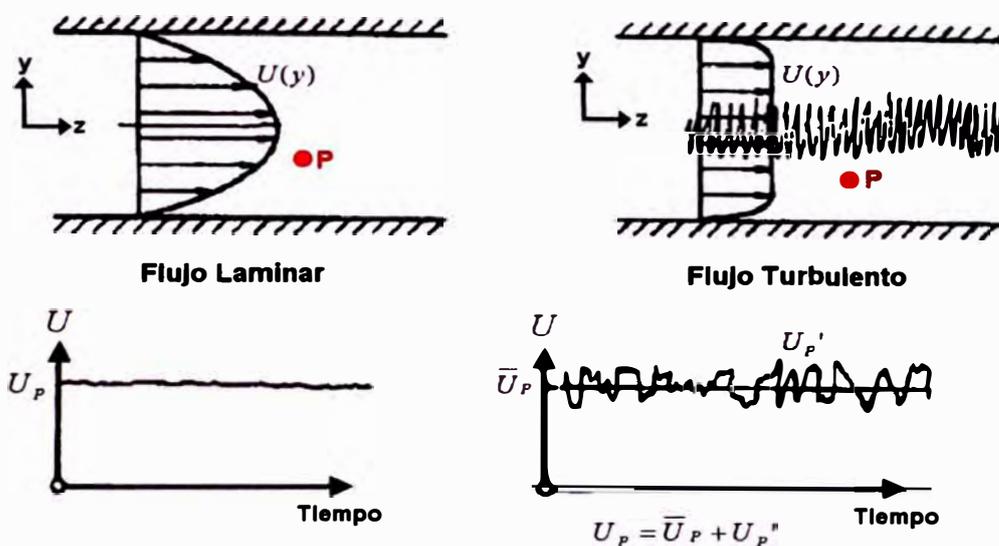


Figura 2.18: Descripción del flujo turbulento. Esquema adaptado de [59].

Los orígenes del flujo turbulento están relacionados a las inestabilidades del flujo laminar, que dan origen a la formación de variaciones temporales en la magnitud de la velocidad.

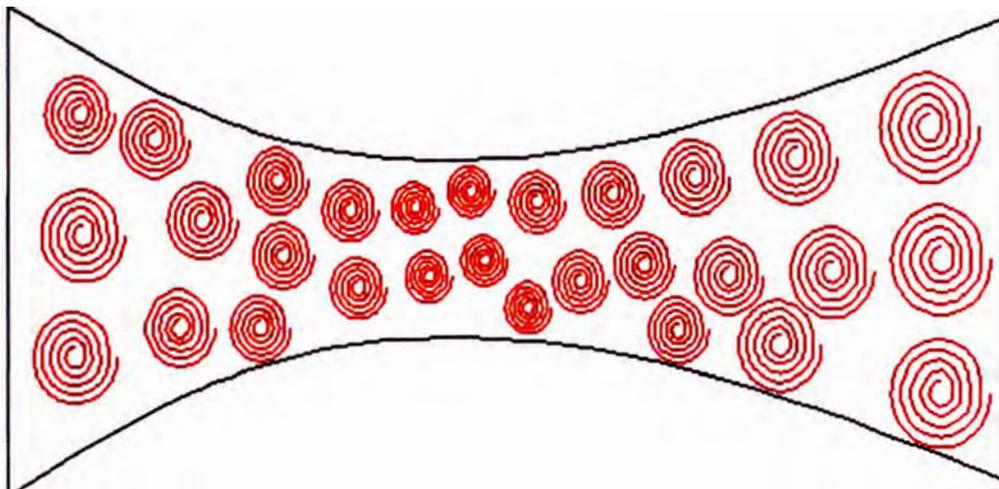
Una variable de importancia en el proceso de mezclado del flujo de reactantes, es la transformación de la energía cinética turbulenta, que viene definida a partir

del modelo de una ecuación como $K = \frac{u'^2 + v'^2 + w'^2}{2}$.

Los valores de u' , v' y w' corresponden a la componente fluctuante temporal de la velocidad del fluido en cada uno de los tres ejes coordenados.

El valor de la energía cinética turbulenta decrece a medida que la velocidad media del flujo de reactantes aumenta, ya que los efectos disipativos de la fricción dan lugar al transporte de energía en la microescala, desde los vórtices de mayor tamaño a los de menor tamaño, que finalmente disipan esta energía en forma de calor [60].

La vórtices de mayor tamaño, se asocian a mayores niveles de energía cinética turbulenta K , ya que la disipación es menor a medida que el flujo de reactantes se expande o desacelera, disminuye la tasa de transformación de energía turbulenta desde la macroescala hacia la microescala, (Mueller, [59]).



K decrece a medida que la energía cinética del flujo principal aumenta en la zona convergente.

K se incrementa a medida que la energía cinética del flujo principal disminuye en la zona divergente.

Figura 2.19: Proceso de transformación y generación de la energía cinética turbulenta en un flujo convergente - divergente. Esquema adaptado de [59].

La energía cinética turbulenta K , esta contenida principalmente en los vórtices de mayor tamaño, la disipación de esta energía se da en forma de calor por fricción hacia los vórtices de menor tamaño, los cuales se degradan hasta llegar a la mínima escala de longitud turbulenta, conocida como la escala de longitud de Kolgomorov.

2.6.3.1.- Descripción de las etapas del mecanismo de generación de turbulencia

- Flujo Laminar, en esta etapa el flujo se halla ordenado en "laminas", entre las cuales se da el esfuerzo cortante viscoso que lo estabiliza, el intercambio de masa y energía entre las capas ordenadas del flujo se da a través del movimiento molecular y las inestabilidades son controladas o atenuadas por el efecto de la viscosidad.
- Flujo de transición, representa el estado de transición hacia el flujo turbulento, las inestabilidades comienzan a ser mas relevantes debido a la incapacidad de las fuerzas viscosas por controlar las capas del fluido laminar.
- Flujo Turbulento, es la etapa final de la generación, el flujo se vuelve altamente aleatorio, donde la magnitud de la velocidad del fluido se vuelve variable con el tiempo pero sin seguir ningún esquema regular de variación [60].

Para que exista flujo turbulento, necesariamente el flujo debe ser tridimensional ya que la turbulencia se caracteriza por la aparición de flujo rotacional.

La transferencia de energía se da entre las escalas de longitud del flujo, de manera decreciente hacia los vórtices de menor tamaño, para disiparse finalmente en forma de calor por efecto de la fricción molecular, según las siguientes características.

- La magnitud de los parámetros del flujo son totalmente aleatorias y varían con la posición y el tiempo en todo el volumen de control del fluido.

- El flujo es tridimensional y dependiente del tiempo, como consecuencia del carácter aleatorio intrínseco, esta tridimensionalidad le da un carácter rotacional al flujo.

- El flujo turbulento es disipativo, la alta energía cinética turbulenta K , se convierte en calor por fricción a escala molecular, por lo tanto es necesaria una fuente continua de alimentación de energía hacia el fluido, con el objetivo de mantener este carácter disipativo que a su vez da origen al comportamiento turbulento.

Como consecuencia de los factores mencionados, se genera un intenso transporte de momentum lineal, que influye directamente en el proceso de mezclado, aumentando su rapidez y eficiencia [59].

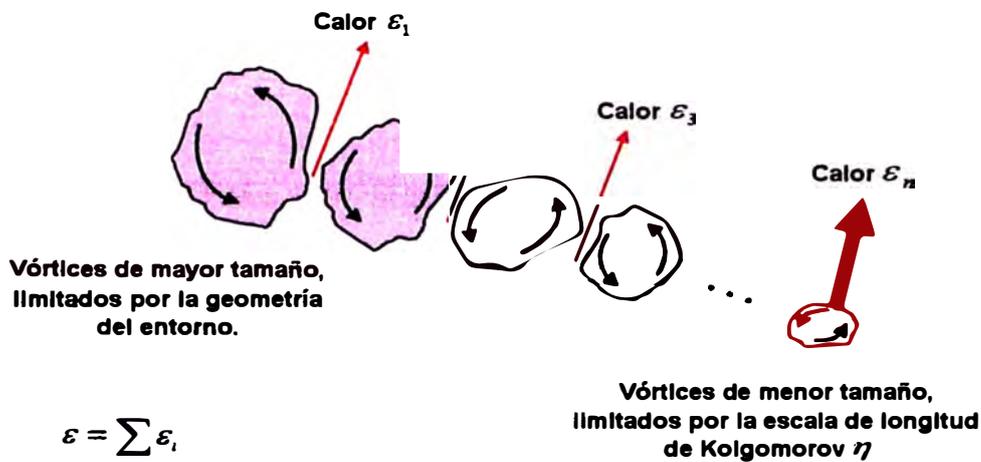


Figura 2.20: Descripción del fenómeno de la disipación de la energía cinética turbulenta. Esquema adaptado de [59].

En la figura anterior se representa de forma clara el proceso de transferencia de energía en el flujo turbulento, la energía cinética turbulenta es transferida desde el flujo principal, a través del carácter rotacional de los vórtices de mayor tamaño, que al degradarse dan lugar a la formación de vórtices de menor tamaño, esta degradación es causada por el efecto de las fuerzas viscosas dentro del flujo principal [60].

2.6.3.2.- Caracterización del flujo turbulento de reactantes

La combustión de reactantes en un proceso de premezcla, esta fuertemente influenciada por la turbulencia en la cual estos se propagan, por lo tanto es necesario caracterizar el campo de flujo turbulento de la mezcla aire

combustible, corriente arriba de la zona de reacción antes del inicio del frente de flama.

Existe una doble interacción recíproca entre la estructura del frente de flama y la turbulencia del flujo de reactantes, es por ello que la flama resultante de un campo turbulento de reactantes, es sustancialmente distinta a la flama que se halla en producida por un flujo en condiciones laminares, (Pope, [42]).

En la zona de mezcla de los reactantes, corriente arriba del frente de flama, la densidad $\rho_{reactantes}$ y la viscosidad cinemática $\nu_{reactantes}$, son uniformes, por lo que para cualquier posición dentro del campo del flujo de reactantes, los principales factores que permiten caracterizar la turbulencia, son la intensidad de la turbulencia u' y el ratio de disipación de la energía cinética turbulenta ε .

A partir del conocimiento de la intensidad de la turbulencia u' , es posible calcular la energía cinética turbulenta, asumiendo un escenario de turbulencia isotrópica, es decir $u' = v' = w'$, lo que significa que la intensidad de la turbulencia es la misma en las tres dimensiones del flujo [59].

$$K = \frac{3}{2}(u')^2 \quad (\text{Ecuación 15})$$

La expresión para el ratio de disipación de la energía cinética turbulenta ε , según el modelo $K - \varepsilon$, de dos ecuaciones (Wilcox, [60]), viene definido por la siguiente ecuación.

$$e = C_D \frac{K^{3/2}}{l_O} \quad (\text{Ecuación 16})$$

El valor de la constante $C_D = 0.37$, es valido para evaluar flujos turbulentos de reactantes en el análisis de flamas de premezcla (Fluent, [61]), la escala integral de longitud l_O , es definida posteriormente en el desarrollo teórico.

2.6.3.3.- Escalas dimensionales en flujo turbulento

Se definen múltiples escalas dimensionales en el flujo turbulento con el objetivo de realizar un análisis cualitativo, estas escalas se hallan clasificadas en orden decreciente de longitud, es decir $L > l_O > \lambda > \eta$.

- Macroescala

L : Longitud caracterfstica del flujo en la macroescala.

l_O : Escala integral de longitud

- Microescala

λ : Escala de longitud de Taylor

η : Escala de longitud de Kolgomorov

Adicionalmente se define la longitud del espesor de flama laminar δ_L , que es la base para el estudio de la deformación del frente de flama por acción de la turbulencia del flujo de reactantes.

- Longitud de macroescala L , representa la frontera superior para los vórtices de mayor tamaño posible dentro del flujo turbulento de reactantes, los cuales poseen las frecuencias de fluctuación mas bajas.

Esta longitud es de particular importancia debido a su habilidad de crear un movimiento organizado persistente en el cual se superpone el movimiento aleatorio de la turbulencia (Peters, [47]), para el diseño de quemadores comúnmente se toma el diámetro hidráulico en el punto de inicio del frente de flama, como la longitud característica en la macroescala [42].

- Escala integral de longitud l_0 , físicamente representa el tamaño promedio de los vórtices creados en un flujo turbulento, esta escala es siempre menor pero en el mismo orden de magnitud que la longitud de macroescala L , y contribuye en la mayor parte de la generación de la energía cinética turbulenta.

Se deriva a partir del conocimiento del número de Reynolds turbulento Re_T y la viscosidad cinemática turbulenta ν_T .

$$l_0 = \frac{Re_T \cdot \nu_T}{u'} \quad (\text{Ecuación 17})$$

Para moderados números de Reynolds turbulentos, experimentalmente se comprueba que puede establecerse la relación $\frac{L}{l_0} = 1.2$, (Comtte y Corrsin, [42]).

Los parámetros que caracterizan la turbulencia del flujo de reactantes, son utilizados para establecer la escala integral para el tiempo promedio de existencia de los vórtices creados $\tau_{\text{flujo}} = \frac{l_0}{u'}$.

- Escala de longitud de Taylor λ , es una microescala de longitud intermedia entre la longitud de Kolgomorov η , y la escala integral de longitud l_0 , la escala de Taylor es representativa a la cual ocurre el mayor esfuerzo turbulento en un determinado medio viscoso, y es aplicada en el estudio de la combustión turbulenta, ya que separa los regimenes de combustión de laminas delgadas de reacciones y las zonas de reacciones distribuidas, (Peters, [47]).

Se deriva a partir del conocimiento de la viscosidad cinemática del flujo de reactantes $\nu_{\text{reactantes}}$, y sus características de turbulencia.

$$\lambda = \left(15 \frac{\nu_{\text{reactantes}} \cdot (u')^2}{e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{Ecuación 18})$$

- Escala de longitud de Kolgomorov η , representa a las dimensiones de los vórtices mas pequeños en el flujo turbulento, estos tienen una alta velocidad de rotación e intensidad de vorticidad, y existen tan solo por un corto lapso de tiempo antes de que se extingan por la disipación molecular en forma de calor.

Los vórtices de mayor tamaño l_0 , degeneran en vórtices de menor tamaño hasta que los más pequeños correspondientes a esta escala disipan su energía cinética en forma de calor hacia el flujo, la longitud de Kolgomorov se relaciona con la escala integral de longitud a través de la siguiente expresión [43].

$$\frac{l_0}{\eta} = Re_T^{\frac{3}{4}} \quad (\text{Ecuación 19})$$

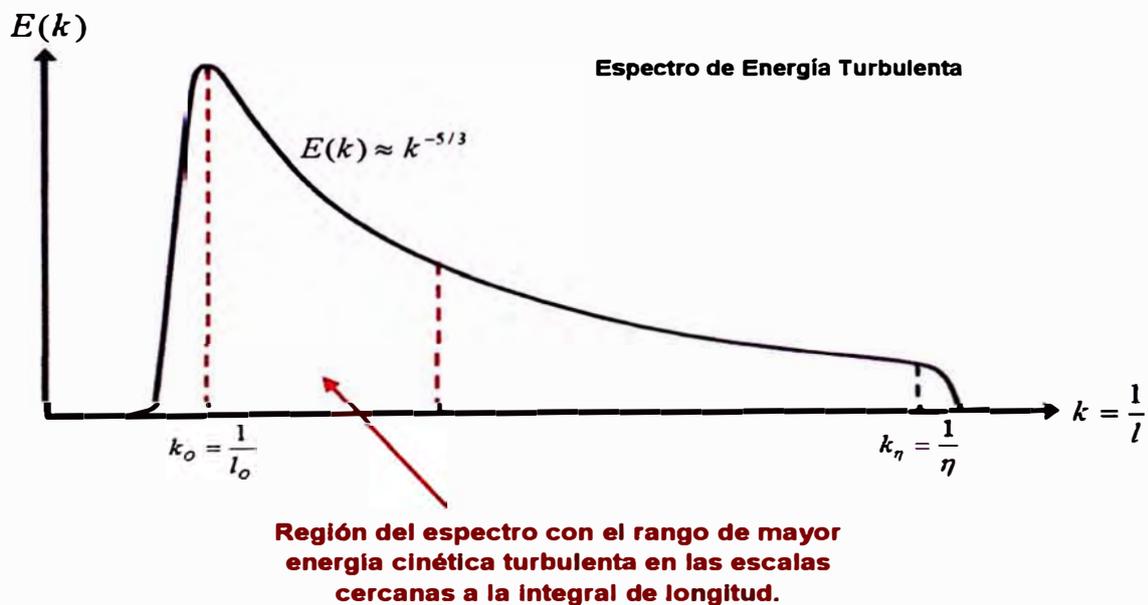


Figura 2.21: Espectro de energía turbulenta en función a las escalas dimensionales del flujo turbulento. Esquema adaptado de [59].

El número de onda $k_n = \frac{1}{l_n}$, permite realizar una diferenciación entre los vórtices de mayor y menor tamaño, los cuales tendrán las menores y mayores frecuencias de rotación respectivamente.

Como se vio anteriormente, el número de onda k_η , representa a los vórtices cuya dimensión pertenece a la escala de Kolgomorov η , y define el límite a partir del cual los efectos difusivos del flujo superan al transporte turbulento de masa y energía (Mueller, [59]), es decir para $l < \eta$, es decir todos los vórtices generados se hallan en la escala microscópica del flujo, generando un transporte de masa y energía por difusión.

- Espesor de flama laminar δ_L , es una longitud asociada con las estructuras del frente de flama, y caracteriza el espesor de la zona de reacción o capa interna, que es controlada por el transporte molecular no turbulento de calor y masa.

Este es el espesor de la región con las mayores velocidades de reacción química, incluyendo la liberación de calor, y esta confinado a la zona angosta de alta luminosidad en la flama [47].

En el siguiente grafico se muestran dos distintos espesores de flama laminar, que son estimados a partir de distintas premisas, el espesor δ_{LT} se define como la distancia de las posiciones axiales entre el 5% y 95% de incremento de temperatura en el frente de flama (Abraham, [42]), es necesario conocer a priori la distribución del perfil de temperatura en el frente de la flama.

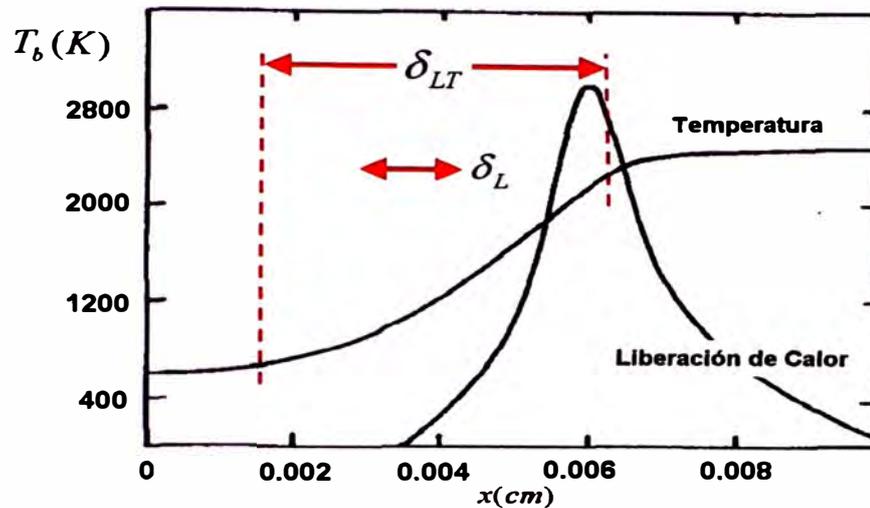


Figura 2.22: Perfil de temperatura y liberación de calor para la combustión de propano en condiciones estequiométricas, 5 atm y 600K. Adaptado de [42].

La definición más usual está referida al espesor de flama laminar $\delta_L = \frac{D_R}{S_L}$, en

la cual se utiliza el conocimiento de la difusividad generalizada para los reactantes D_R , que es igual a la difusividad térmica de masa, así como la velocidad de propagación del frente de flama laminar, la cual depende de las condiciones termodinámicas de la mezcla de reactantes [42].

A partir de validaciones experimentales (Peters, [47]), la difusividad generalizada viene definida por la siguiente expresión.

$$D_R = \frac{\left(\frac{k_{\text{reactantes}}}{C_p} \right)_{1500\text{K}}}{\rho_{\text{reactantes}}|_{288\text{K}}} \quad (\text{Ecuación 20})$$

Donde $k_{reactantes}$ y $C_p^{reactantes}$, corresponden a la conductividad térmica y el calor específico a presión constante respectivamente, para los reactantes evaluados a 1500K, la cual se considera como una temperatura promedio en la zona de reacción (Peters, [47]).

Cuando las propiedades de conductividad térmica y el calor específico a presión constante, son evaluados a la temperatura de flama adiabática T_b , el espesor encontrado para la flama laminar es mayor, ya que considera la zona de precalentamiento de los reactantes, acercándose al valor definido por δ_{LT} .

En condiciones estequiométricas y reactantes a 298K, se obtienen espesores de flama laminar para el propano, comúnmente cercanos a $\delta_L \approx 0.11mm$, fuera de las condiciones estequiométricas dicho espesor aumenta, siendo además inversamente proporcional a la presión de la mezcla de los gases reactantes.

2.6.4.- Conceptos fundamentales de combustión turbulenta

2.6.4.1.- Flama turbulenta de gases reactantes premezclados

Las flamas turbulentas premezcladas exhiben un fenómeno no encontrado en otros flujos turbulentos, donde una delgada lámina, en algunos casos más delgada que la escala de Kolgomorov, forma una superficie homogénea y altamente ondulada que separa el flujo de reactantes del flujo de productos de la combustión [43].

Esta superficie es deformada, estirada y transportada convectivamente por la turbulencia del flujo de reactantes, propagándose de manera relativa a estos con una velocidad que esta ligada a las condiciones locales, tales como la curvatura de la superficie de la flama y los esfuerzos viscosos turbulentos en el flujo de reactantes.

Dentro de la flama existe un promedio temporal del flujo neto de reactantes, debido a la componente fluctuante de su campo de velocidades, este flujo promedio transporta reactantes por encima del gradiente medio de reactantes, hacia distancias alejadas corriente abajo de los gases producto de la combustión, por encima del frente de flama, es por ello que toma el nombre de difusión sobregradiente.

Un segundo fenómeno notable, es la gran producción de energía cinética turbulenta en los productos de la combustión, corriente abajo del frente de flama, donde la variación de la velocidad de estos gases con respecto a la velocidad media del flujo de reactantes puede llegar a ser veinte veces el valor de esta última, [42].

Estos fenómenos surgen como resultado de la gran diferencia de densidad entre los gases reactantes y productos, así como por la diferencia en el campo de presión dinámica entre estos flujos, la cual es causada por la expansión volumétrica de los gases reactantes, después del frente de flama.

Para flujos subsónicos turbulentos, el ratio global de propagación del frente de flama es determinado tanto por la velocidad de propagación de la flama laminar, como por la velocidad de rotación de los vórtices en el flujo de reactantes.

La velocidad de flama laminar es determinada por el ratio al cual las especies químicas y el calor se difunden corriente arriba en el flujo de reactantes, para su calculo debe considerarse la cinética química y los procesos de difusión molecular, teniéndose en la practica, espesores de flama laminar del orden de las décimas de milímetro.

Finalmente, el efecto de la turbulencia del flujo de gases reactantes, es el de arrugar y estirar el frente de flama que se esta propagando relativamente a este flujo, este efecto incrementa el área efectiva de la flama y por lo tanto su velocidad de propagación.

Los vórtices turbulentos en el flujo de gases reactantes, que son de mayor tamaño que el espesor de la flama laminar, afectan directamente su estructura, mientras que los vórtices de menor tamaño, penetran el espesor del frente de flama, alterando las reacciones cinéticas dentro de este espesor.

2.6.4.2.- Números adimensionales en el estudio de la combustión turbulenta

- Numero de Reynolds turbulento Re_T , la mayor parte de los flujos tienen por lo menos una velocidad y escala de longitud características, que están relacionadas al sistema en el cual el flujo se ha establecido.

Asociado a estos parámetros físicos existe también una densidad y temperatura promedio del flujo, para el estudio de la combustión turbulenta, se utilizan los parámetros que definen al flujo de gases reactantes (Peters, [47]), siendo el principal el número de Reynolds turbulento.

$$Re_T = \frac{u' l_0}{D_R} \quad (\text{Ecuación 21})$$

En la definición del número de Reynolds turbulento Re_T , se asume un número de Schmidt igual a la unidad $S_c = 1$, esto significa que en la zona de reacción del frente de flama, la difusividad del momentum de los reactantes (viscosidad), se iguala a la difusividad térmica en la zona de reacción, para un equilibrio teórico.

Por lo tanto la expresión $S_c = \frac{\left(\frac{\mu_{reactantes}}{\rho_{reactantes}} \right)}{D_R} = 1$, asume que la viscosidad cinemática de los reactantes $\nu_{reactantes}$, es igual a la difusividad térmica de masa D_R , en la zona de reacción antes del frente de flama.

La escala integral de longitud l_0 en conjunto con la medición de la intensidad de la turbulencia u' , permiten definir el número de Reynolds turbulento, que es un indicativo de la magnitud en la que las fuerzas de inercia del flujo de gases reactantes, son dominantes sobre los efectos disipativos de la viscosidad molecular.

El número de Reynolds turbulento Re_τ , es también una medida de la magnitud de la disipación de los vórtices de mayor tamaño por el efecto de la viscosidad del flujo turbulento, en la práctica para tener un flujo turbulento se requiere que $Re_\tau \gg 1$, (Pope, [42]).

- Número de Damkohler Da , se define como el ratio entre el tiempo característico de mezcla del flujo τ_{fluj0} , y el tiempo característico al que las reacciones químicas ocurren en el proceso τ_{quim} .

$$Da = \frac{\tau_{fluj0}}{\tau_{quim}} \quad (\text{Ecuación 22})$$

El tiempo característico de las reacciones químicas, es considerado a partir de la hipótesis de la velocidad de propagación del frente de flama laminar (Peters, [47]), según la expresión $\tau_{quim} = \frac{\delta_L}{S_L}$.

Cuando se tienen elevadas velocidades de las reacciones químicas en comparación con las velocidades de mezcla de los reactantes, entonces

$Da \gg 1$, por lo tanto el sistema es controlado por la velocidad a la que ocurre el proceso de mezcla en la microescala del flujo de reactantes, es decir por el

$$\text{tiempo } \tau_{\text{flujo}} = \frac{l_0}{u'}$$

Si las velocidades de reacción química son menores en comparación a las velocidades de la mezcla de los reactantes, $Da \ll 1$, el sistema es controlado por la velocidad a la que ocurren las reacciones químicas, el tiempo limitante es

$$\tau_{\text{quim}}$$

Para el caso en el que $Da \approx 1$, la combustión se halla controlada por la turbulencia del flujo y la cinética química de las reacciones, con ambos factores teniendo similar importancia para el proceso, este valor del número de Damkohler, define la frontera entre el régimen de flama en laminas de reacciones y el régimen en estructura de vórtices.

La razón de escalas de longitud $\left(\frac{l_0}{\delta_L}\right)$, compara el tamaño promedio de los vórtices establecidos en el flujo con el espesor del frente de flama laminar, del mismo modo la intensidad turbulenta relativa $\left(\frac{u'}{S_L}\right)$ evalúa las fluctuaciones promedio de la velocidad de propagación del frente de flama, con respecto a la propagación de un frente de flama laminar, (Veynante, [58]).

- Numero de Karlovitz Ka , cuantifica una característica importante en la combustión turbulenta llamada estiramiento del frente de flama, el factor de estiramiento expresado por el número de Karlovitz, puede ser considerado como un criterio adimensional que explica el incremento en el área superficial de la onda de combustión bajo la acción del gradiente de velocidad del flujo turbulento de la mezcla de reactantes.

$$Ka = \frac{\delta_L}{S_L} \left(\frac{1}{A_f} \cdot \frac{dA_f}{dt} \right) \quad (\text{Ecuación 23})$$

El área de la superficie de la flama es definida por A_f , mientras su velocidad de variación en el tiempo por $\frac{dA_f}{dt}$, el ratio $\frac{\delta_L}{S_L}$ es una medida del tiempo de transito de los gases reactantes a su paso a través del frente de flama, este valor es también conocido como el tiempo de las reacciones químicas τ_{quim} .

El estiramiento de la flama cuando $Ka > 0$, reduce el espesor del frente de flama e incrementa el consumo de gases reactantes por unidad de área superficial de flama, un estiramiento acentuado, $Ka \gg 0$, puede dar lugar a la extinción de la flama, ya que los vórtices de menor tamaño en el flujo de reactantes penetran la estructura interna del frente de flama extinguiendo las reacciones químicas, [53].

Se define una expresión para el estiramiento de flama como $\left(\frac{1}{A_f} \cdot \frac{dA_f}{dt} \right) = \frac{u'}{\eta}$,

por lo que el número de Karlovitz toma la siguiente forma.

$$Ka \approx \frac{\delta_L}{S_L} \cdot \frac{u'}{\eta} \approx \left(\frac{\delta_L}{\eta} \right)^2 \quad (\text{Ecuación 24})$$

2.6.4.3.- Regimenes de combustión turbulenta

Existen cuatro regimenes de combustión con flama turbulenta, definidos en función a las escalas dimensionales turbulentas y los números adimensionales, (Veynante, [54]).

- Frente de flama en estructuras onduladas, $\delta_L < \eta$.
- Frente de flama en láminas delgadas de reacciones químicas, $\eta < \delta_L \approx \lambda$.
- Frente de flama en estructuras de vórtices, $\lambda < \delta_L < l_0$.
- Frente de flama en zonas de reacciones distribuidas, $l_0 < \delta_L$.

La turbulencia en los sistemas reales no es homogénea, dando lugar a la intermitencia en la generación de los vórtices (Plessing, [56]), con importantes consecuencias en la apariencia de las flama, cuando esta opera con números

de Reynolds elevados, pudiendo aparecer zonas locales de extinción y con una estructura ondulada que coexisten al mismo tiempo, es decir los regímenes de combustión, para un caso real, pueden superponerse entre si, (Peters, [47]).

- Frente de flama en estructuras onduladas, cuando el espesor del frente de flama laminar δ_L , es mas delgado que la menor escala de turbulencia η (longitud de Kolgomorov), el movimiento turbulento del flujo de reactantes solo puede ondular o distorsionar la zona de flama laminar, comportándose como una flama laminar distorsionada [43].

Este régimen es caracterizado por las altas velocidades de reacción química en comparación con la velocidad de mezclado de los reactantes, la combustión ocurre en los frentes ondulados o distorsionados de la flama, donde $Da \gg 1$ y $Ka < 1$.

La velocidad de propagación de flama es controlada por las reacciones químicas, produciéndose un débil estiramiento de la superficie de la flama, siendo el tiempo de vida de los vórtices de menor tamaño τ_{flujos} , el que gobierna la velocidad global de reacción de combustión [53].

Dentro de la división del régimen en estructuras onduladas, se distingue el régimen de estructura débilmente ondulada y fuertemente ondulada, en el régimen de estructura débilmente ondulada, los vórtices generados por el flujo turbulento de reactantes, no pueden penetrar de forma suficiente el frente de la

flama para formar zonas de reacción conectadas, por lo tanto la propagación del frente de flama laminar es el fenómeno dominante, (Seitzman, [52]).

Para el régimen en estructura fuertemente ondulada, la velocidad de los vórtices de mayor tamaño en el flujo turbulento de reactantes (relacionados a la escala integral de longitud l_o), es mayor que la velocidad del frente de flama laminar, interaccionando con esta, y ondulando su estructura principal.

El ondulamiento del frente de flama, en el régimen de estructura fuertemente ondulada, no es capaz de extinguir la flama, ya que los vórtices de menor tamaño no logran penetrar la capa interna, debido a que son mas grandes que el espesor de flama laminar, en este escenario, las zonas de reacción se encuentran envueltas por los vórtices de mayor tamaño provenientes del flujo turbulento de reactantes [58].

Dentro del régimen de estructuras onduladas, el espesor del frente de flama es controlado por el mecanismo de equilibrio que se establece entre el avance de las zonas que contienen gases producto de la combustión, hacia la zona de la mezcla de reactantes, este avance de los gases es frenado por el efecto de convolución de los vórtices de menor tamaño en el flujo de reactantes [60]

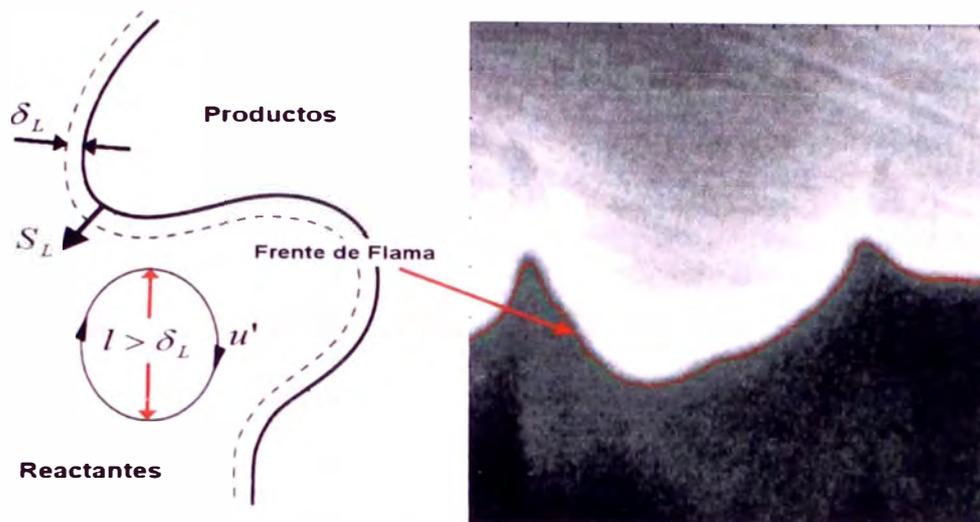


Figura 2.23: Interacción de los vórtices de mayor tamaño que el espesor de la flama laminar. Esquema adaptado de [53] y [73].

En la figura anterior, la fotografía derecha representa una flama de metano ($\Phi = 0.9$) en el régimen de estructuras onduladas, esta imagen fue tomada con fluorescencia plana inducida por láser (PLIF), y adaptada de [73].

El régimen en estructura débilmente ondulado es en términos prácticos de poco interés, ya que las mayores aplicaciones tecnológicas de los dispositivos de combustión se dan entre los regímenes de estructura fuertemente ondulado y laminas delgadas de reacciones.

Un número de Karlovitz $Ka < 1$, bajo este régimen, significa que la estructura completa de la flama que posee un espesor δ_L , se halla embebida dentro de los vórtices de dimensión $l > \delta_L$, haciendo que el flujo se vuelva cuasi laminar con mínimas perturbaciones de la flama, tal como se muestra en la figura 23.

- Frente de flama en láminas delgadas de reacciones químicas, este régimen se halla en la zona de transición entre el régimen de flama en estructura fuertemente ondulada y la flama en régimen de estructura de vórtices, las láminas delgadas se mueven grandes distancias en el frente de flama y eventualmente colapsan extinguiéndose y formando zonas en las cuales coexisten tanto gases reactantes como gases producto de la combustión.

A medida que la turbulencia en el flujo de reactantes aumenta y el espesor de flama laminar excede al tamaño de los vórtices más pequeños en el flujo, la estructura del frente de flama cambia, haciendo que la estructura ondulada de la flama forme delgadas láminas de reacción, los vórtices más pequeños, en la escala de Kolgomorov η , son los que producen los mayores niveles de fricción dentro del flujo de reactantes, haciendo más propensa la extinción de la flama bajo este régimen, (Veynante, [54]).

La condición para este régimen $Da > 1$ y $Ka > 1$, cuantifica el hecho de que los pequeños vórtices en el flujo de reactantes pueden ingresar e interaccionar dentro de la estructura de la flama, incrementando su espesor [43].

Las aplicaciones de combustión a gran escala, son diseñadas para trabajar en el régimen de láminas delgadas de reacción, ya que la mezcla de los reactantes es optimizada, dando lugar a una mayor liberación volumétrica de calor desde la flama, al tenerse menores tiempos para que se desarrolle la reacción de combustión, (Veynante, [57]).

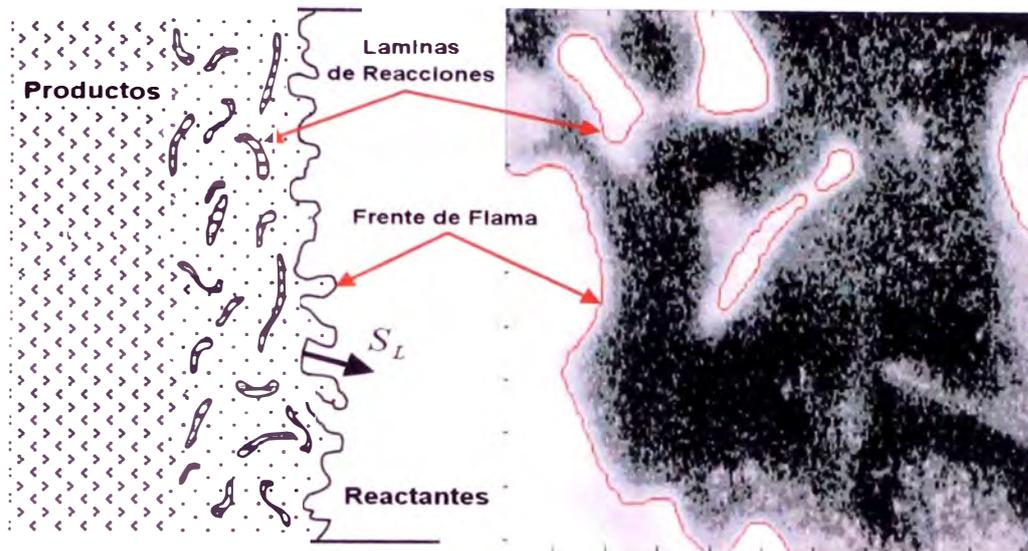


Figura 2.24: Fenómeno de interacción de los vórtices de menor tamaño que el espesor de la flama laminar. Esquema adaptado de [53] y [73].

La fotografía derecha representa una flama de metano ($\Phi = 0.7$) en el régimen de laminas delgadas de reacciones, esta imagen fue tomada con fluorescencia plana inducida por láser (PLIF), y adaptada de [73].

- Frente de flama en estructuras de vórtices, régimen caracterizado por números de Damkohler moderados y altas intensidades relativas de turbulencia $\frac{u'}{S_L}$

La zona de reacción esta formada por pequeños grupos de reactantes de corta duración, que se hallan rodeados de gases producto de la combustión, en donde la velocidad de la reacción de combustión es determinada por la razón a la cual los vórtices mas grandes en el flujo de reactantes, degeneran formando estructuras mas pequeñas, de tal manera que exista suficiente área entre las

interfases de los productos y reactantes para que se lleve a cabo la reacción de combustión.

Las velocidades de las reacciones químicas no juegan un rol dominante en la velocidad de propagación y estructura de la flama, sino la velocidad de la mezcla turbulenta, sin embargo el tiempo de vida de las reacciones químicas τ_{quim} , es el que gobierna la velocidad global de la reacción, es decir $Da \leq 1$ y $Ka > 1$.

En la siguiente figura se ilustra teóricamente el proceso de combustión bajo este régimen, generando las hipótesis que dan lugar al modelo del rompimiento de los vórtices más pequeños en flujo turbulento, (Peters, [47]).

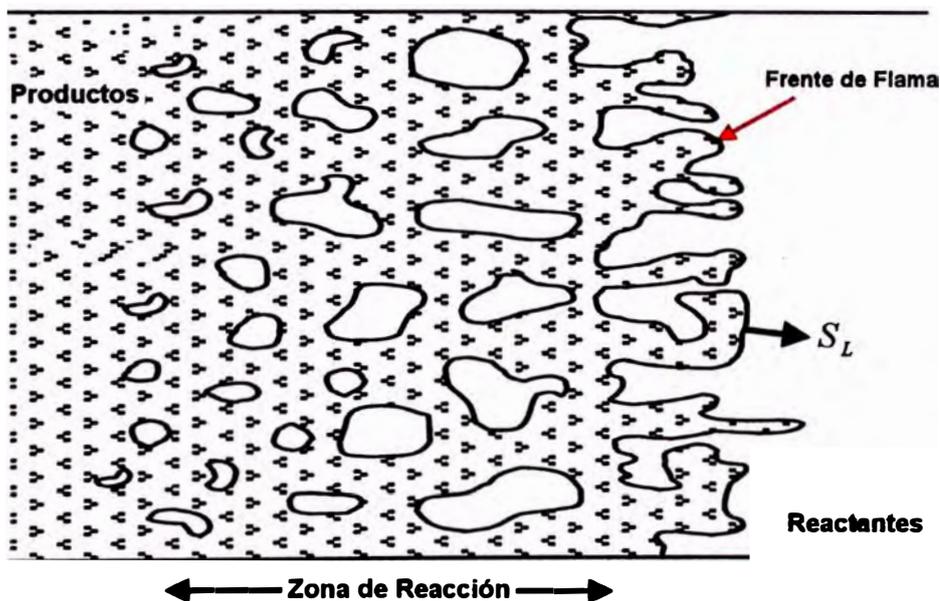


Figura 2.25: Flama de mezcla en régimen de estructuras de vórtices. Esquema adaptado de [43].

Los efectos localizados de la extinción de flama aparecen de manera mas frecuente bajo este régimen, y se incrementan al aumentarse la velocidad de los gases reactantes hacia la descarga del quemador, donde se inicia el frente de flama.

- Frente de flama en zonas de reacciones distribuidas, cuando todas las escalas del movimiento turbulento son menores que el espesor de la zona de reacción en la flama, el transporte de masa en el frente de flama no se halla gobernado únicamente por procesos moleculares sino que es influenciado además por la turbulencia de los vórtices que poseen la menor dimensión.

En este régimen, la flama no puede seguir siendo analizada como una estructura coherente, sino que debe tenerse en cuenta que los vórtices que reaccionan son difundidos hacia fuera del volumen de la reacción, donde un incremento en la intensidad turbulenta relativa, puede causar un descenso en la velocidad de la combustión, debido a la energía consumida en el movimiento de los vórtices turbulentos dentro del frente de flama [47].

El tiempo de las reacciones químicas es mayor al tiempo de vida de los vórtices del flujo, es decir $Da \ll 1$, las fluctuaciones en la velocidad, temperatura y las fracciones másicas de las especies químicas, ocurren de manera simultánea, la turbulencia de los reactantes homogeniza el campo escalar, acelerando la mezcla antes del inicio de la combustión.

Para este régimen, el tiempo de las reacciones químicas gobierna la velocidad global de la reacción de combustión, requiriendo de pequeñas escalas

integrales de longitud $\frac{l_0}{\delta_L} < 1$, asociadas a números de Damkohler bajos $Da \ll 1$, que en la práctica son difíciles de alcanzar [43].

Debido a que simultáneamente la escala integral de longitud l_0 , debe ser pequeña y la intensidad de la turbulencia u' , elevada, es decir pequeños pasajes de circulación de flujo a muy alta velocidad, se induce el proceso de extinción localizada de la flama, sin embargo la formación de emisiones toxicas es menor cuando la combustión se da en este régimen, ya que se disminuyen las zonas de mezcla estequiométrica, con la contraparte de una estabilidad de la flama reducida, (Griebel, [44]).

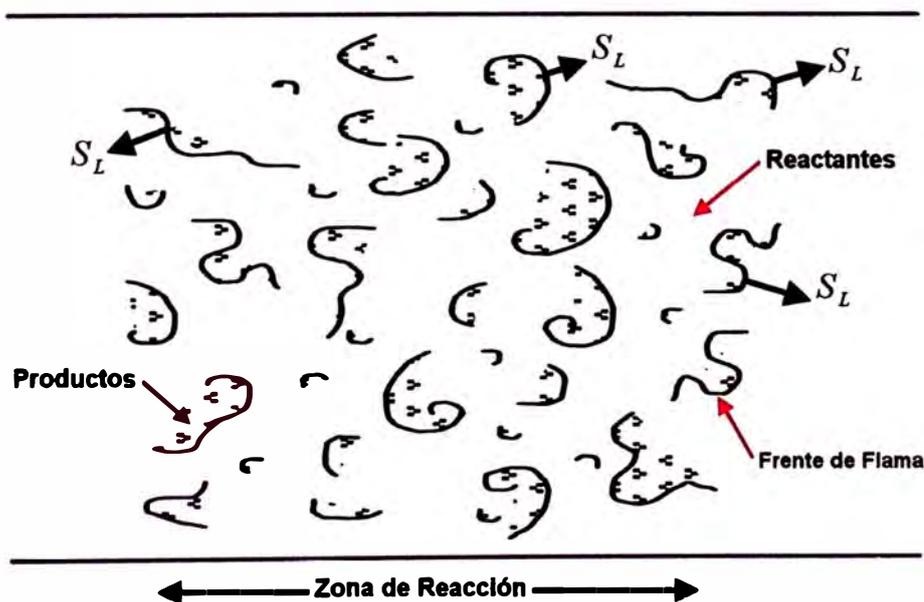


Figura 2.26: Flama de premezcla en zonas de reacciones distribuidas. Esquema adaptado de [43].

2.6.4.4.- Diagrama de Borghi para el estudio de los regímenes de combustión turbulenta

El diagrama de Borghi permite analizar los regímenes de combustión turbulenta de premezcla, comparando las escalas de longitud y los tiempos que caracterizan a las reacciones químicas y la turbulencia del flujo de reactantes.

Se definen los grupos adimensionales Re_T , Ka , Da , $\frac{u'}{S_L}$, $\frac{l_o}{\delta_L}$, los cuales son interrelacionados y representados en escala logarítmica.

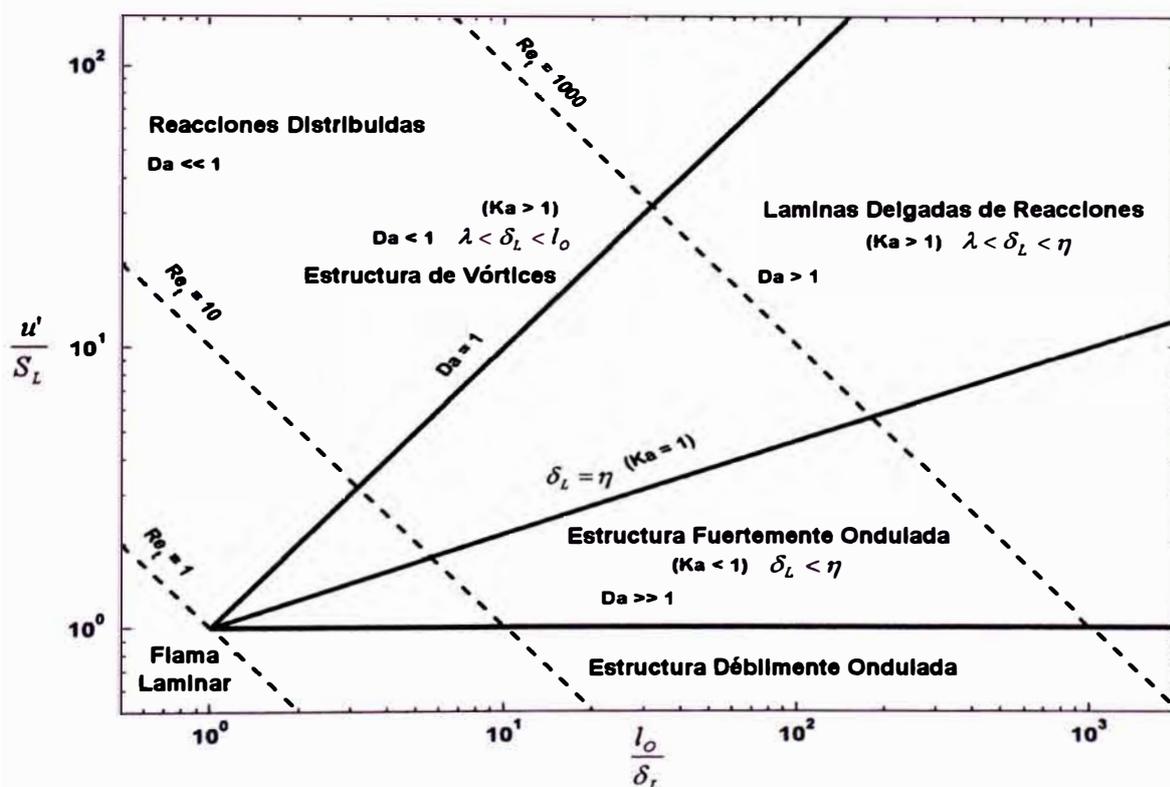


Figura 2.27: Diagrama de Borghi para los regímenes de combustión turbulenta en flamas de premezcla. Esquema adaptado de [43].

La estructura básica de una flama turbulenta de premezcla, es gobernada por las relaciones entre la escala integral de longitud l_0 , y el espesor de flama laminar δ_L , que son representados en las abscisas del diagrama.

La intensidad turbulenta relativa $\frac{u'}{S_L}$, es representada en el eje de las ordenadas, los regimenes de combustión se hallan separados por líneas continuas, todas las unidades son graficadas en escala logarítmica.

De acuerdo a los regimenes mencionados, las aplicaciones prácticas en combustión industrial, se da para los regimenes de flama en estructura fuertemente ondulada y laminas delgadas de reacciones.

Para el análisis practico de los regimenes de combustión turbulenta, utilizando el diagrama de Borghi, debe tenerse especial cuidado ya que no se consideran al detalle los siguientes aspectos, que son de importancia para diferenciar las interacciones entre los distintos regimenes de combustión, (Poinsont, [57]).

- Se asume que el flujo de reactantes se halla en un estado de turbulencia homogénea e isotrópica, y que no es afectada por la transferencia de calor del frente de flama, en los sistemas prácticos reales con flujos compresibles esta situación no se cumple.

- No se considera la influencia de la curvatura y el estiramiento de la flama, en la estimación de la velocidad de propagación de flama turbulenta, la cual al modificarse, modifica también los rangos de análisis del diagrama.

- Los análisis asumen una reacción química de combustión irreversible de un solo paso, en la práctica se tiene un gran número de especies químicas y reacciones que ocurren en distintas escalas de tiempo y en forma paralela.

2.6.4.5.- Velocidad de propagación de flama turbulenta

El factor principal en el análisis de la combustión turbulenta con premezcla de reactantes, es la predicción de la velocidad de propagación de flama turbulenta, la cual es normal a la superficie media de la flama, y es influenciada por los siguientes parámetros.

- Velocidad de flama laminar S_L , que es determinada por la concentración de combustible en la mezcla (relación de equivalencia), la temperatura media de la mezcla y sus propiedades de difusión térmica de masa.

- El estiramiento en el frente de flama, generado por los vórtices de mayor tamaño, así como el aumento en el espesor del frente de flama por los vórtices de menor tamaño.

Un aumento en el espesor del frente de flama, es generado estrictamente cuando los vórtices de menor tamaño (escala de Kolgomorov), son menores que el espesor de la flama laminar, por lo tanto penetran en la zona de la flama, es decir cuando $Ka > 1$.

Muchas correlaciones relativas al cálculo de la velocidad de propagación de la flama turbulenta S_T , son expresadas en función a la velocidad de propagación de flama laminar S_L , la intensidad de la turbulencia u' , el espesor de la flama laminar δ_L y la escala integral de longitud l_0 .

El frente de flama laminar se propaga localmente con una velocidad S_L , situando un sistema de referencia que viaje con la flama, puede definirse una velocidad de flama turbulenta S_T , como la velocidad a la cual los reactantes entran en la zona de la flama que se esta combustionando, en una dirección normal a esta.

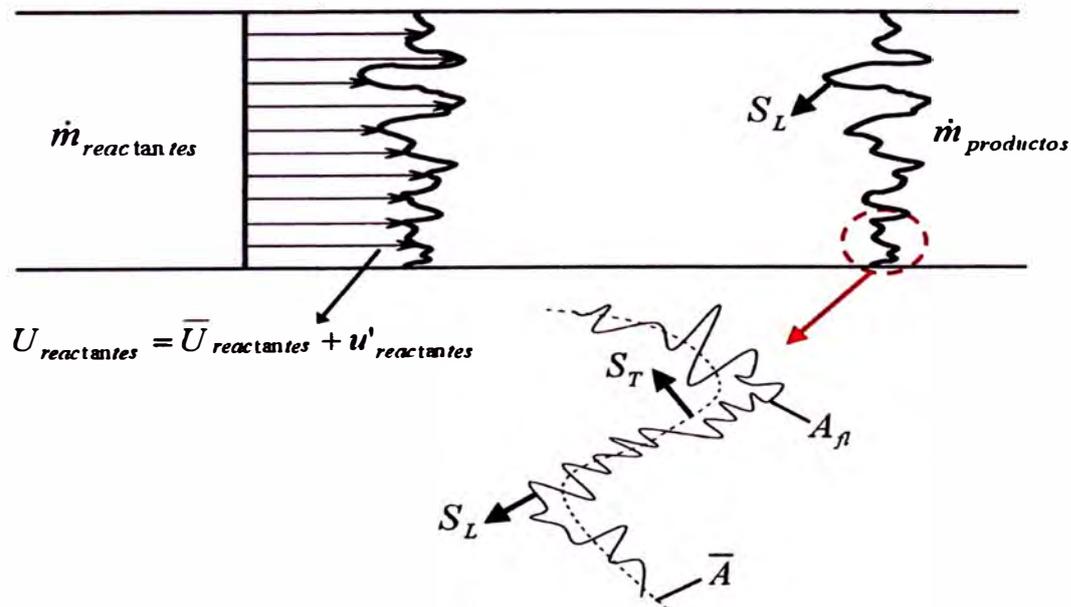


Figura 2.28: Análisis de la interacción entre la propagación turbulenta y el frente local de flama laminar. Esquema adaptado de [72].

En esta definición la superficie de la flama es representada como una cantidad promediada temporalmente \bar{A} , con lo cual se establece que el frente de flama instantáneo A_f , fluctuara intensamente, y es por ello que las velocidades de flama son determinadas a partir de mediciones del flujo másico de los reactantes en zonas alejadas dentro del quemador.

La expresión que define el flujo másico neto de reactantes, considerando ambas superficies de flama, viene dado por

$$\dot{m}_{reactantes} = \rho_{reactantes} \cdot \bar{A} \cdot S_T = \rho_{reactantes} \cdot A_f \cdot S_L .$$

Consecuentemente el ratio de propagación de flama, es igual a la razón entre el área distorsionada de la flama A_f , y el área promediada temporalmente \bar{A} ,

según la siguiente expresión $\frac{S_T}{S_L} = \frac{A_f}{\bar{A}}$, conocida como la analogía de

Damkohler [47].

La analogía de Damkohler, establece la relación entre la magnitud del ondulamiento de la flama por efecto de los reactantes, considerando que este es proporcional al incremento de la velocidad del frente de flama laminar por efecto de la intensidad de la turbulencia, por lo que la relación de áreas viene

$$\text{definida por } \frac{\bar{A}}{A_f} = \frac{S_L + u'}{S_L} .$$

Determinaciones experimentales de las velocidades de flama turbulenta son complicadas, ya que el área de la flama es curva debido a la vorticidad del flujo

y las condiciones de turbulencia de los reactantes, además la velocidad de propagación de flama laminar depende de las condiciones locales del flujo, la estequiometría de la mezcla, la composición del combustible, el estado de precalentamiento de la mezcla y la presencia de flujos recirculantes de los gases producto de la combustión.

A partir de los resultados experimentales (Yuen y Gulder, [55]), se observa que el espesor de flama se incrementa ligeramente, a partir del incremento del ratio adimensional de intensidad turbulenta relativa u'/S_L , tanto para flamas de metano y propano.

Partiendo de la analogía de Damkohler, se expresa una forma general para la propagación de la flama turbulenta, según la siguiente expresión [53].

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + \frac{u'}{S_L} \quad (\text{Ecuación 25})$$

Los resultados experimentales, muestran que la relación S_T/S_L , es dependiente de la relación de equivalencia de la mezcla, de las escalas dimensionales turbulentas y con una fuerte relación no lineal al ratio u'/S_L , obteniéndose una correlación mas específica para la propagación de flama turbulenta.

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + c \left(\frac{u'}{S_L} \right)^n \quad (\text{Ecuación 26})$$

Los coeficientes se hallan en el rango: $0.5 \leq n \leq 1.0$, $1.0 \leq c \leq 4.0$

Para el caso de la combustión del propano, existe una correlación validada experimentalmente (Trautwein, [47]), para el cálculo de la propagación turbulenta.

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + 3.31 \left(\frac{u'}{S_L} \right)^{0.48} \quad (\text{Ecuación 27})$$

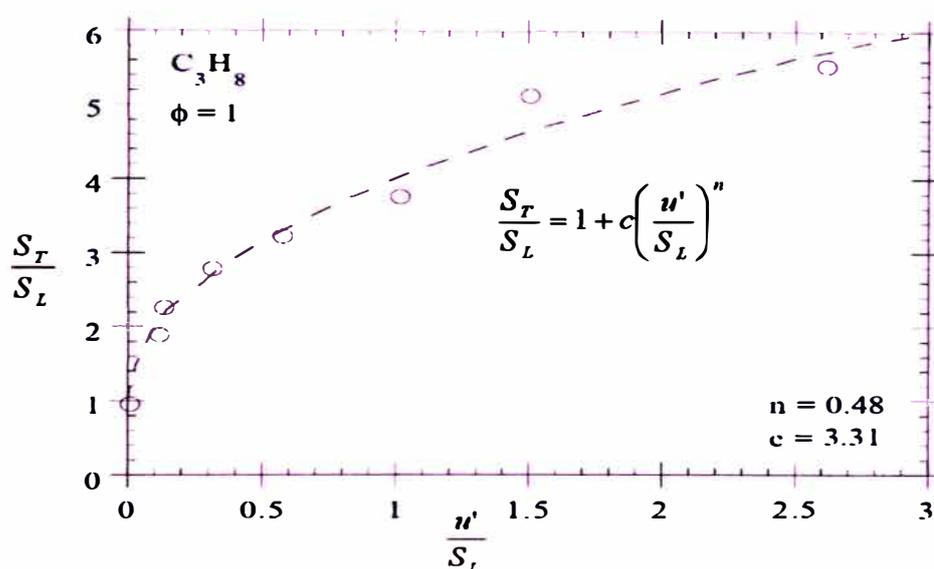


Figura 2.29: Resultados experimentales para la correlación de la velocidad de propagación turbulenta del propano, a condiciones estequiométricas. Esquema adaptado de [47].

Para valores de la intensidad turbulenta relativa $\frac{u'}{S_L} < 2.5$, existen expresiones

validadas experimentalmente para diferentes combustibles gaseosos, según resultados de (Bedat y Cheng, [43]).

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + 2.5 \left(\frac{u'}{S_L} \right) \quad (\text{Ecuación 28})$$

Cuando el flujo se encuentra operando a elevados números de Reynolds turbulentos $Re_T > 1000$, se observa una dependencia entre la velocidad de propagación de flama turbulenta y la intensidad turbulenta $S_T \approx 2u'$, (Gayed y Bradley, [74]), independiente de la velocidad de propagación de flama laminar para ratios cercanos a $\frac{u'}{S_L} = 35$.

Recientemente se ha derivado una expresión para el ratio de propagación de flama S_T/S_L , a partir de principios fundamentales y análisis dimensional, (Peters, [75]), validada para los regimenes de láminas delgadas de reacciones y la zona de flama en estructuras onduladas.

$$S_T = S_L^0 + \tilde{\sigma} \left(1 - b_3 \frac{\ell}{l_0} \frac{u'}{S_L^0} \right) \quad (\text{Ecuación 29})$$

El valor de la constante $b_3 = 1.3$, y la expresión adimensional que define la influencia de las escalas turbulentas,

$$\tilde{\sigma} = -\frac{0.39}{2} \cdot \frac{l_0}{\delta_L} + \sqrt{\left(\frac{0.39}{2} \cdot \frac{l_0}{\delta_L} \right)^2 + 0.78 \frac{u' l_0}{S_L^0 \delta_L}}$$

La longitud de Markstein ℓ , viene definida a partir del número de Markstein Ma , que cuantifica el efecto de la curvatura de la flama, con respecto a la modificación en la velocidad de propagación de flama laminar, (Seitzman, [46]).

$$\frac{S_L^0}{S_L} = 1 + Ma.Ka \quad (\text{Ecuación 30})$$

El valor de propagación de flama laminar S_L^0 , corresponde al valor no perturbado de la flama en el escenario de flujo unidimensional, es decir sin los efectos de la curvatura de la flama.

Ka es el número de Karlovitz, ya definido previamente, el número de Markstein Ma , viene expresado por la siguiente correlación válida para el propano, (Seitzman, [46]).

$$Ma = -8.8(\Phi - 1.44) \quad (\text{Ecuación 31})$$

La expresión anterior es válida para valores de la relación de equivalencia en el rango $0.8 < \Phi < 1.44$.

A partir de la definición del número de Markstein $Ma = \frac{\ell}{\delta_L}$, se obtiene el valor de la longitud de Markstein ℓ , para los cálculos de la propagación turbulenta, según la ecuación 29.

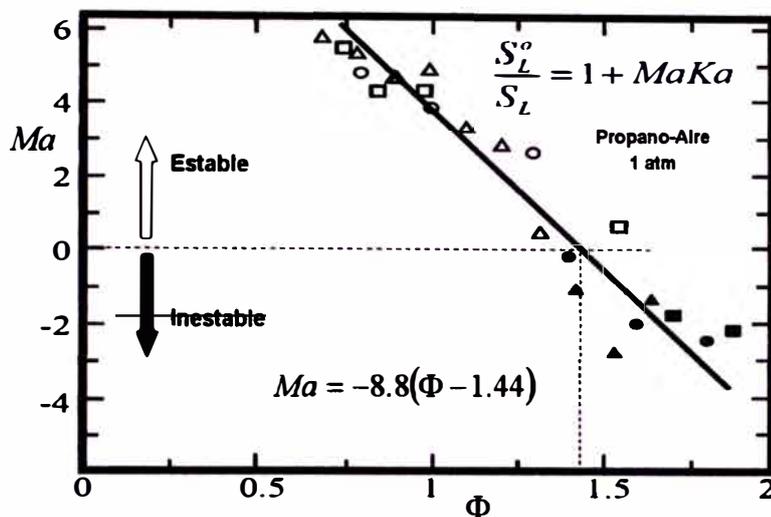


Figura 2.30: Resultados experimentales de correlación del número de Markstein para el propano. Esquema adaptado de [46].

Para calcular los valores no perturbados de la propagación de flama laminar S_L^o , se considera como referencia los datos experimentales mostrados en la siguiente figura, (Balusamy y Cessou, [76]).

Se han desarrollado adicionalmente diversas correlaciones para estimar el valor de la propagación de flama turbulenta, todas presentan una relación no lineal al ratio de intensidad turbulenta relativa u'/S_L , diferenciándose principalmente por la forma en la que es definido el número de Reynolds turbulento.

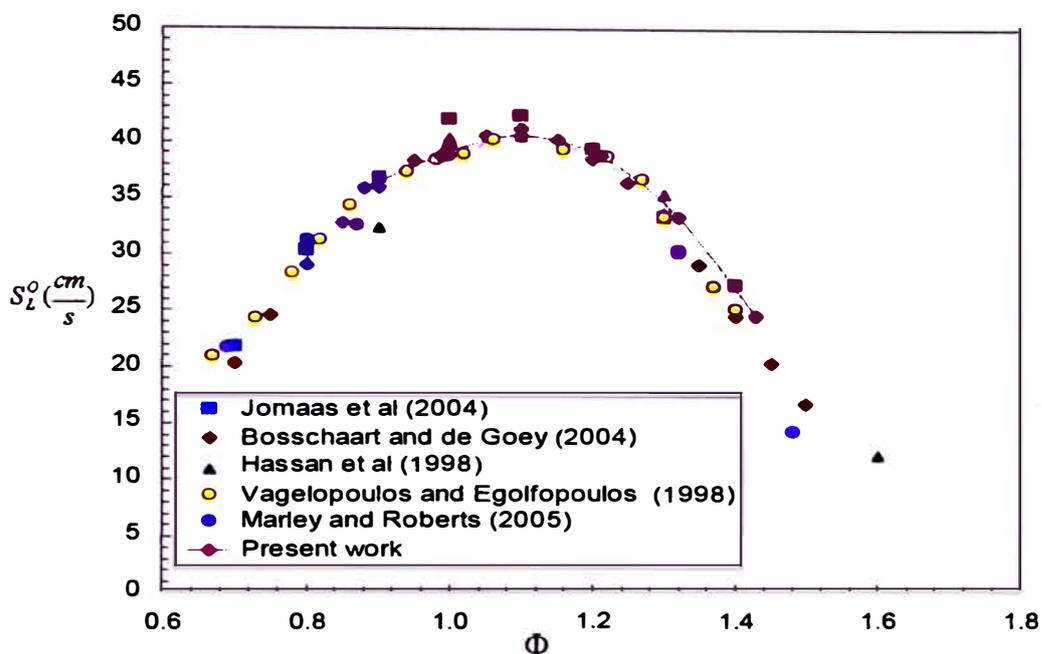


Figura 2.31: Resultados experimentales para la correlación de la propagación de flama laminar no perturbada, para el propano a 1 atm y 289 K. Esquema adaptado de [76].

Las siguientes correlaciones resumen el desarrollo mas reciente en el modelamiento de la velocidad de propagación turbulenta, validas para los regimenes de estructura ondulada y láminas delgadas de reacciones, (Leipertz, [77]).

- Correlación de Zimont

$$\frac{S_T}{S_L} = A \cdot Pr^{1/4} \cdot Re_\nu^{1/4} \cdot \left(\frac{u'}{S_L} \right)^{1/2} \quad (\text{Ecuación 32})$$

Donde $A = 0.52$, $Pr = 0.72$ es el número de Prandtl asumido para las condiciones de la mezcla de reactantes a 289K.

El número de Reynolds turbulento Re_ν es definido a partir de la viscosidad cinemática de los reactantes y la intensidad de la turbulencia u' , según la

$$\text{expresión } Re_\nu = \frac{l_0 \cdot u'}{\nu_{\text{reactantes}}}.$$

- Correlación de Gulder

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + 0.62 Re_\nu^{1/4} \left(\frac{u'}{S_L} \right)^{1/2} \quad (\text{Ecuación 33})$$

- Correlación de Liu-Ziegler-Lenze

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + 0.435 Re_\nu^{0.44} \left(\frac{u'}{S_L} \right)^{0.4} \quad (\text{Ecuación 34})$$

Existe una correlación para la propagación de flama turbulenta, que tiene en cuenta los efectos de estiramiento y ensanchamiento de la estructura de la flama por los efectos de la turbulencia de los reactantes (Ronney y Yakhot, [74]), valida para los regimenes de láminas delgadas y estructura fuertemente ondulada.

$$S_T = 3.46 \left[c_f \left(\frac{T_b}{T_{\text{reactantes}}} \right) \right]^{1/2} \quad (\text{Ecuación 35})$$

El valor de la constante $c_f = 0.0613$, las temperaturas T_b y $T_{\text{reactantes}}$ corresponden al valor de la temperatura promedio en la flama (productos) y en

la mezcla de reactantes respectivamente, para el cálculo de la temperatura de la flama T_b , se utiliza los datos experimentales de la combustión real del propano (Law, [46]), obtenidos en un ensayo de premezcla con un quemador tipo "Bunsen".

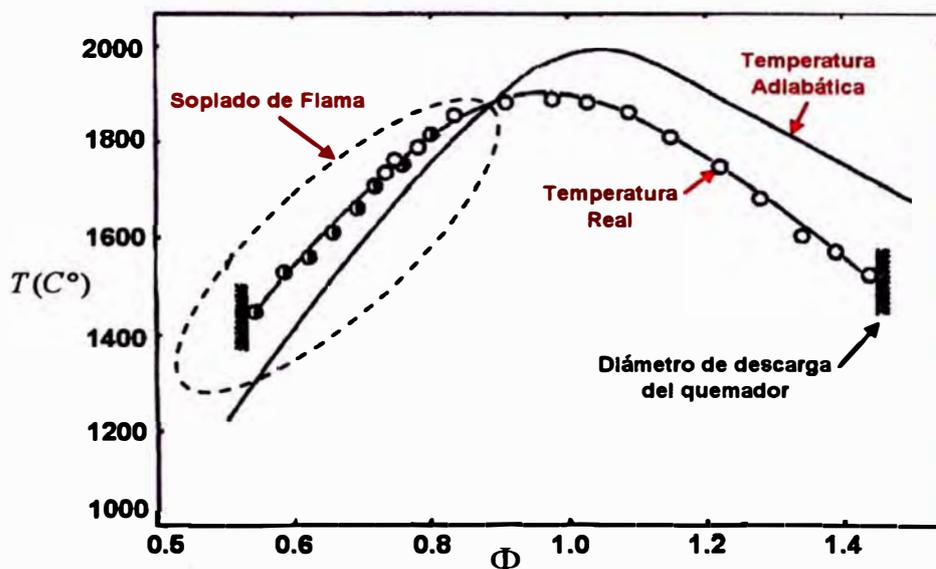


Figura 2.32: Resultados experimentales de la medición de la temperatura media de la flama para el propano a 1 atm y 300 K. Esquema adaptado de [46].

2.6.4.6.- Influencia del estiramiento de la flama

La mayoría de los sistemas de combustión industrial que operan con bajas emisiones, lo hacen por lo general cerca al límite de soplado de la flama, por lo tanto el estiramiento de la flama tiene un efecto significativo en la intensidad media de liberación de calor de esta flama bajo el régimen turbulento, (Poinsot, [40]).

Para el caso de combustibles mas pesados que el aire tales como el propano, la forma de la flama en una combustión de premezcla, es optimizada entre ciertos rangos de empobrecimiento de la mezcla, mientras que esta forma se debilita a medida que la mezcla es enriquecida, lo contrario sucede con combustibles mas livianos que el aire como el metano [46].

En la combustión del propano, a medida que la mezcla es enriquecida, la flama se vuelve más sensible al estiramiento, aumentando el número de Karlovitz, según se muestra en la siguiente figura.

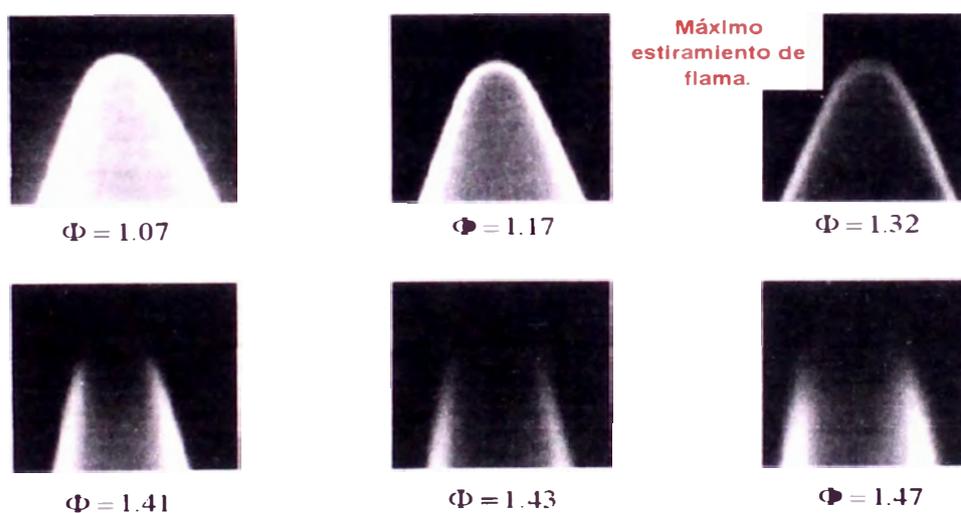


Figura 2.33: Ensayo experimental del estiramiento en flamas de premezcla de propano, con incremento de la relación de equivalencia. Figura adaptada de [46].

El estiramiento de la flama generado por la interacción de los vórtices de menor tamaño que el espesor de la flama laminar, genera un efecto negativo en su eficiencia ya que disminuye la temperatura media de la flama e incrementa la

velocidad de propagación turbulenta, propiciando las condiciones para la extinción de la flama por soplado.

Experimentalmente se encuentra que un gradiente de presión positivo entre gases reactantes y productos, da como resultado una reducción de las distorsiones y ondulaciones en la estructura de la flama, así como en su espesor y en la velocidad de propagación de la flama turbulenta, (Griebel, [71]).

Este resultado muestra la influencia que ejercen los vórtices de menor tamaño en la mezcla de los reactantes hacia la zona de precalentamiento de la flama, esta influencia es reforzada por los grandes gradientes de densidad que destruyen los vórtices de menor tamaño, redireccionando el flujo de reactantes en la dirección normal al frente de flama, (Poludnenko, [70]).

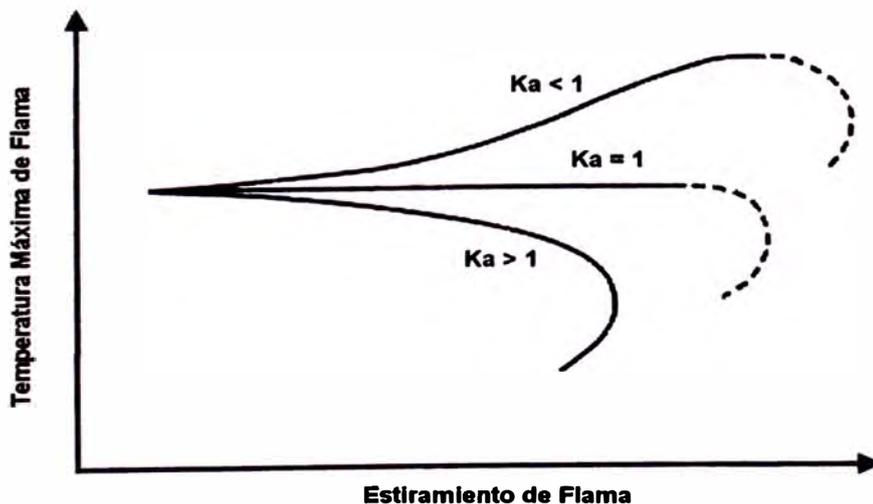


Figura 2.34: Influencia del estiramiento de la flama sobre su temperatura media, según el rango del número de Karlovitz. Figura adaptada de [46].

Bajo esta comparación, se encuentra que la intensificación del proceso de premezcla por parte de los vórtices que se hallan en la escala de Kolgomorov, se vuelve el factor dominante, a medida que el comportamiento de la estructura de la flama se acerca a la frontera entre los regimenes de láminas delgadas de reacción y estructuras de vórtices, es decir cuando $Da = 1$ y $Ka \gg 1$.

Las regiones con mayor temperatura y mas cercanas al frente de flama, son de menor espesor y por lo tanto aun los vórtices de menor tamaño encuentran dificultad en penetrar este, el fenómeno cesa al incrementarse la intensidad turbulenta u' , que genera un aumento en la degradación de los vórtices de mayor tamaño hacia los vórtices de menor tamaño, que si logran penetrar este frente de flama.

El ratio adimensional de intensidad turbulenta relativa u'/S_L , muestra una influencia directa en la temperatura de la premezcla de los reactantes, incrementándola ligeramente a medida que este ratio aumenta, (Gulder, [55]).

Un factor de importancia referido al efecto de precalentamiento que sufren los reactantes, es el acortamiento de la flama, debido al incremento de la velocidad de las reacciones químicas y la velocidad de propagación turbulenta, ya que mayor cantidad de vórtices de menor escala son trasladados convectivamente hacia el frente de flama.

Al incrementarse la velocidad del flujo de reactantes en el quemador, se produce un aumento de la longitud de la flama, relacionado al estiramiento producido por el incremento de los gradientes de velocidad en la capa limite del

flujo de reactantes, que a su vez generan extinciones locales de la reacción de combustión, disminuyendo la velocidad de las reacciones químicas y la velocidad de propagación turbulenta, (Griebel, [71]).

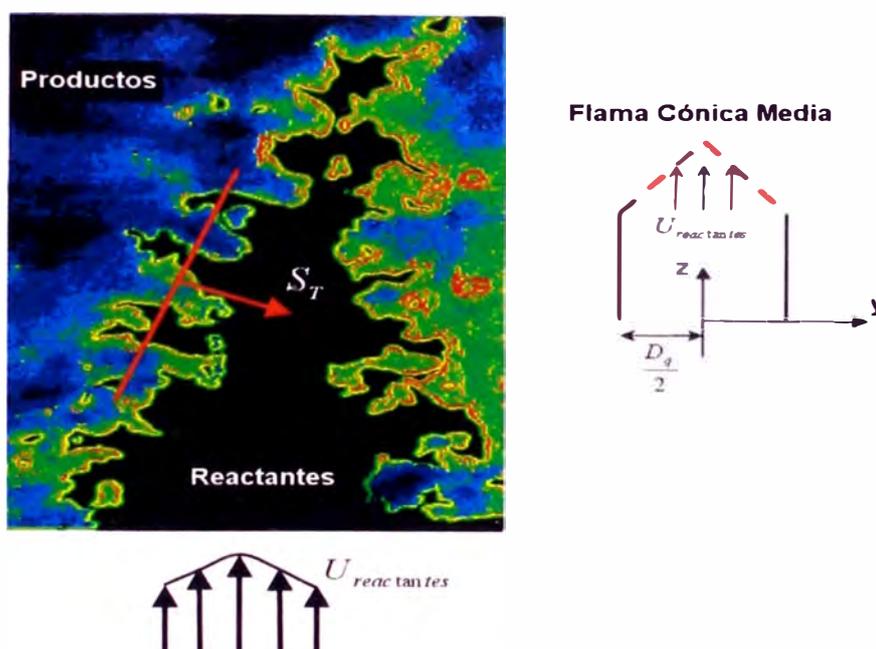


Figura 2.35: Descripción del concepto de flama cónica media para la combustión turbulenta de premezcla. Figura adaptada de [72].

En la figura anterior se muestra el detalle que explica el concepto utilizado para predecir la longitud de una flama turbulenta de premezcla, utilizando la analogía de una flama laminar en un quemador de premezcla de tipo "Bunsen", se expresa el frente de flama turbulenta como una flama cónica media, (Bai, [72]).

En la siguiente expresión, Z representa los puntos geométricos en la posición axial cualquier posición radial y , forman la flama cónica media D_q .

$$Z = \left(\frac{D_q}{2} - y\right) \cdot \sqrt{\frac{U_{\text{reactantes}}^2 - S_T^2}{S_T^2}} \quad (\text{Ecuación 36})$$

2.7.- Funcionamiento estable en quemadores de premezcla

2.7.1.- Generación de NOx y metodología de control de emisiones

La generación térmica de NOx es la principal fuente de emisiones tóxicas resultantes del proceso de combustión de hidrocarburos, de manera general, el NOx es generado a partir de las reacciones químicas a alta temperatura entre el nitrógeno N_2 y el oxígeno O_2 , contenidos en el aire de combustión.

Disociación del nitrógeno del aire a alta temperatura con el oxígeno $N + O_2 = NO + O$, $N_2 + O = NO + N$, de igual forma la reacción con las trazas resultantes del proceso de combustión $N + OH = NO + H$, siendo reacciones de corta vida y que dan lugar a los demás procesos de formación del NOx.

La formación térmica de NOx, puede reducirse a través del control de la temperatura máxima de la flama, logrando alcanzar niveles de hasta 1ppm de generación de NOx para el caso del gas natural.

Bajo condiciones de mezcla rica, cuando la relación de equivalencia es cercana a $\Phi = 1.3$, para combustibles gaseoso, se produce la formación de ácido cianhídrico en estado gaseoso HCN , y el amoníaco NH_3 , por medio de la

reacción extremadamente rápida entre las trazas de hidrocarburo CH_x y el N_2 , contenido en el aire de combustión, según la reacción $CH_x + N_2 = HCN + N$, (Tums, [80]).

Para combustibles gaseosos, por encima de $\Phi = 2$, casi todo el NO_x generado es atribuido al enriquecimiento de la mezcla de reactantes, [80].

A medida que el proceso de combustión continúa, el HCN y el NH_3 actúan como combustibles con contenido de nitrógeno, según la reacción $HCN + O_2 = NO + HCO$, dando lugar a la formación de los óxidos de nitrógeno NO_x , por enriquecimiento de la mezcla.

2.7.1.1.- Metodología para el control de emisiones toxicas NO_x

La premezcla de los reactantes es una de las maneras más eficaces de lograr la reducción de NO_x , ya que suprimen los puntos aislados de alta temperatura en la flama, estando cerca del valor de la temperatura media, con mayor homogeneidad en su distribución.

En términos prácticos de operación, a medida que se empobrece la mezcla de reactantes, se tendrá una menor temperatura de flama y por lo tanto teóricamente menor generación térmica de NO_x .

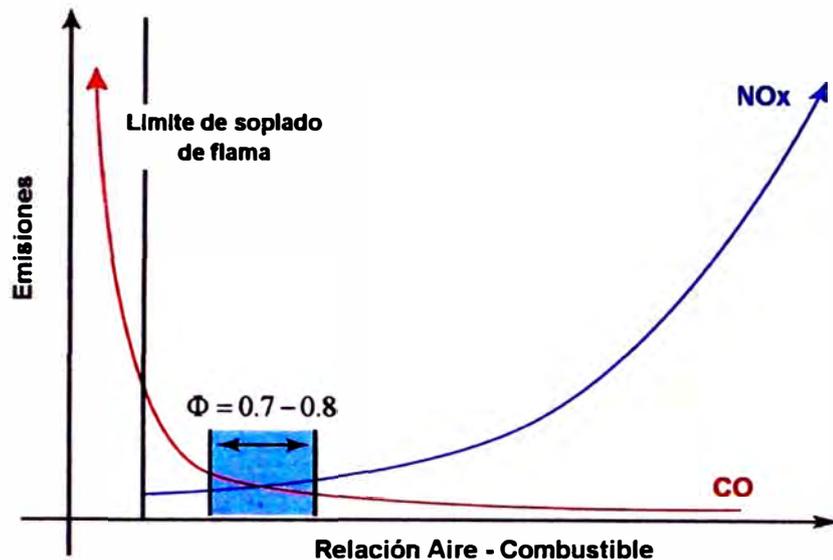


Figura 2.36: Niveles de generación de NOx por enriquecimiento de mezcla. Esquema adaptado de [41].

La manera más directa y eficiente de alcanzar bajos niveles de emisiones tóxicas de NOx para flamas premezcladas es evitar la formación de subregiones estequiométricas, disminuyendo la potencial generación de NOx por enriquecimiento de la mezcla.

De igual forma, la reducción de la temperatura máxima de la flama, permite reducir la formación de NOx térmico, sin embargo estudios experimentales (Poinot, [40]), demuestran que el soplado de la flama por empobrecimiento de la mezcla, así como la inestabilidad de la flama en operación con mezcla estequiométrica, constituyen las principales barreras en el objetivo de alcanzar niveles de emisiones de NOx inferiores a 5ppm.

2.7.2.- Criterios de estabilidad en el funcionamiento de la flama

En términos generales, una flama se extingue debido a los siguientes efectos.

- Influencia térmica o pérdida de calor.

- Supresión de las reacciones químicas.

- Efectos aerodinámicos.

Para el estudio de la influencia geométrica del quemador en la extinción de la flama, se define el parámetro llamado distancia de apagado, que es la mínima distancia o espaciamiento geométrico en el que puede confinarse una flama sin apagarse, esta distancia da origen a una sub clasificación de los quemadores, [40].

- Quemadores circulares, para los cuales se define un diámetro mínimo de apagado.

- Quemadores rectangulares, con un espaciamiento mínimo de apagado.

Para un ducto circular, si el diámetro de este es menor que el diámetro mínimo de apagado, la flama no se propagara aun si la velocidad de los gases reactantes es menor que la velocidad de flama laminar, debido a las excesivas pérdidas de calor por conducción hacia las paredes del ducto.

El diámetro mínimo de apagado para un quemador circular, se obtiene asumiendo que toda la energía liberada por la reacción química de combustión, es transferida por conducción hacia las paredes del ducto, el diámetro se expresa en función del espesor de la flama en régimen laminar δ_L , es decir

$$D_{critico} = f(\delta_L).$$

Los valores críticos para gases combustibles tales como metano CH_4 , propano C_3H_8 , etano C_2H_6 , se hallan en el rango de 2.0mm a 2.5mm, para la combustión con aire a condiciones estándar [54].

2.7.2.1.- Análisis del fenómeno de retroceso de flama

El retroceso de la flama constituye un comportamiento intrínseco de todos los sistemas de combustión con premezcla de reactantes, ya que a medida que la flama se estabiliza en el punto de ignición, el aire y el combustible se hallan en un proceso de mezclado antes del inicio de la reacción.

La ocurrencia del retroceso depende básicamente de las características de diseño del dispositivo de combustión, pudiendo producirse por la autoignición de la mezcla de reactantes en la zona de mezclado o cuando la velocidad del flujo de reactantes es menor o igual a la velocidad de propagación de la flama, facilitando el desplazamiento de esta hacia la zona de mezcla del quemador, (Poinsot, [40]).

Existen cuatro sub clasificaciones para analizar el fenómeno del retroceso de flama, estas son descritas a continuación.

- Retroceso de flama por autoignición, la autoignición no involucra propagación de la flama, y ocurre cuando el tiempo de residencia de los reactantes excede el tiempo de retraso al encendido en el combustible, trayendo como consecuencia la ignición de los reactantes en la zona de mezcla, el retraso a la autoignición depende básicamente de la temperatura local de los reactantes, la presión y la relación de equivalencia local [40].
- Retroceso de flama por efecto de la capa limite del flujo de reactantes, en la capa limite el gradiente de velocidades inducido por la viscosidad puede dar lugar a una velocidad lo suficientemente baja como para permitir la propagación de la flama, basado en esta premisa se plantea el criterio de comparación entre el gradiente de velocidad en la capa límite del flujo de reactantes y el ratio entre la velocidad del frente de flama laminar y la distancia mínima de apagado, (Lewis y Von Elbe, [40]).

El criterio de comparación, define el parámetro $G = \frac{\partial U_{reactantes}}{\partial y} \Big|_{pared} \geq \frac{S_L}{D_{critico}}$,

que viene representado gráficamente en la siguiente figura.

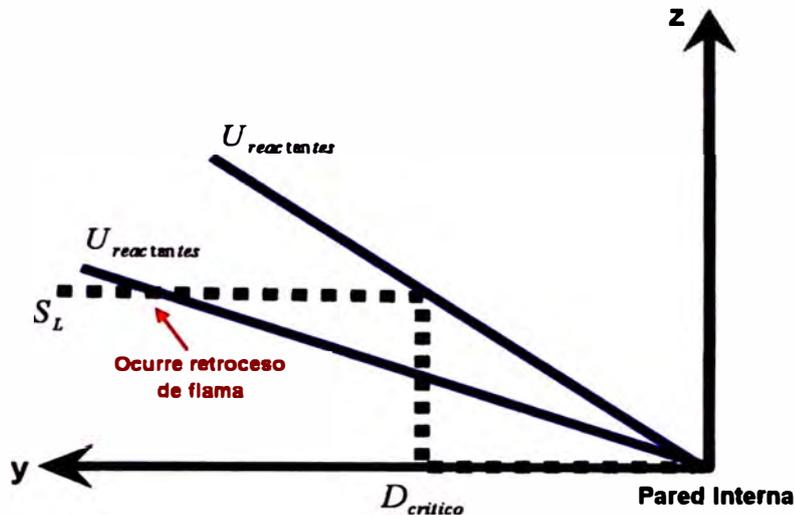


Figura 2.37: Diagrama explicativo de la ocurrencia del retroceso de flama por efecto de las fuerzas viscosas en la capa limite de los reactantes. Adaptado de [46].

Finalmente se establece que el retroceso de la flama ocurre cuando la velocidad del flujo de reactantes a una distancia $D_{critico}$, medida desde la pared interior en el quemador, es menor que la velocidad del frente de flama laminar.

- Retroceso de flama por propagación de flama turbulenta, la propagación de la flama turbulenta S_T , se hace posible cuando es mayor que la velocidad media local del flujo de reactantes, ocurriendo mayormente en flujos con torbellino inducido, donde la turbulencia es intensa y la superficie de flama es significativamente mayor a la superficie de una flama laminar [40].

- Retroceso de flama por inestabilidades en la combustión, las inestabilidades que aparecen en la combustión son causadas por el acoplamiento entre la transferencia de calor, las fluctuaciones de presión y la dinámica del flujo de

reactantes, las fluctuaciones de la velocidad de propagación en el frente de la flama pueden alcanzar valores tan altos como los de la velocidad media del flujo de reactantes, dando lugar a un retroceso de flama de carácter transitorio, (Poinsot, [40]).

2.7.2.2.- Desprendimiento y soplado de la flama

Cuando el flujo másico de reactantes en el quemador es establemente incrementado, la base de la flama comenzara a desprenderse del punto de descarga, dándose inicio al régimen de funcionamiento con desprendimiento de flama, donde al alcanzarse el límite de desprendimiento, se produce el soplado y la flama se extingue.

Durante el estado transitorio que precede a la extinción de la flama, esta cambia bruscamente a un régimen de máxima turbulencia para luego reducir su tamaño y desaparecer [40].

Combinando las hipótesis de los procesos de mezcla en la macroescala del flujo con la de la interacción de los gases calientes en las zonas sin combustionar, se deriva una correlación que toma en cuenta el mecanismo de propagación de la flama turbulenta de premezcla con las grandes estructuras de vórtices de los reactantes, (Tieszen [79]).

La máxima velocidad permisible para el flujo de reactantes, sin que se alcance la extinción de la flama, es llamada la velocidad de soplado de la flama y a partir de estudios experimentales se deducen distintas correlaciones para flamas parcialmente mezcladas, en donde también se define la distancia de desprendimiento, o espaciamento entre la base de la flama y el punto de descarga del quemador, (Kalghatgi, [78]).

Por medio del análisis dimensional, se muestra que el ratio entre la velocidad de soplado $U_{soplado}$, y la máxima velocidad de flama laminar S_L^{max} , viene definido por la siguiente relación, (Lyndersen, [79]).

$$\frac{U_{soplado}}{S_L^{max}} = f\left(\text{Re}_H, \frac{\rho_{reactantes}}{\rho_{ambiente}}\right) \quad (\text{Ecuación 37})$$

La máxima velocidad de flama laminar S_L^{max} , es la correspondiente al combustible utilizado y en las condiciones termofísicas del ensayo (presión y temperatura de la mezcla), la densidad ambiente $\rho_{ambiente}$, toma en cuenta las condiciones del entorno en el que la flama produce la transferencia de calor (cámara de combustión).

El número de Reynolds Re_H , es evaluado para una longitud H , que cuantifica la posición axial en el eje de descarga del quemador, para la cual la mezcla de reactantes alcanza los niveles de mezcla estequiométrica, debido a la interacción con el entorno de descarga [79].

$$H = \left[4 \frac{Y}{Y_{est}} \left(\frac{\rho_{reactantes}}{\rho_{ambiente}} \right)^{1/2} - 5.8 \right] \cdot D_q \quad (\text{Ecuación 38})$$

La fracción másica del combustible en la mezcla aire combustible para cada condición de operación, es definida por Y , el valor de Y_{est} corresponde a la misma fracción másica pero en condiciones estequiométricas, D_q es el diámetro de descarga del quemador.

En base a la definición de H , el número de Reynolds Re_H viene expresado por la siguiente relación [79].

$$Re_H = \frac{S_L^{max} \cdot H}{V_{reactantes}} \quad (\text{Ecuación 39})$$

Finalmente la velocidad de soplado viene definida por la siguiente correlación en base a los parámetros encontrados previamente.

$$U_{soplado} = S_L^{max} \left(\frac{\rho_{ambiente}}{\rho_{reactantes}} \right)^{1.5} 0.017 Re_H (1 - 3.5 \times 10^{-6} Re_H) \quad (\text{Ecuación 40})$$

Existen teorías adicionales relacionadas al régimen de desprendimiento de la flama, que cambian el enfoque convencional que plantea el fenómeno de soplado de flama como un caso extremo de desprendimiento.

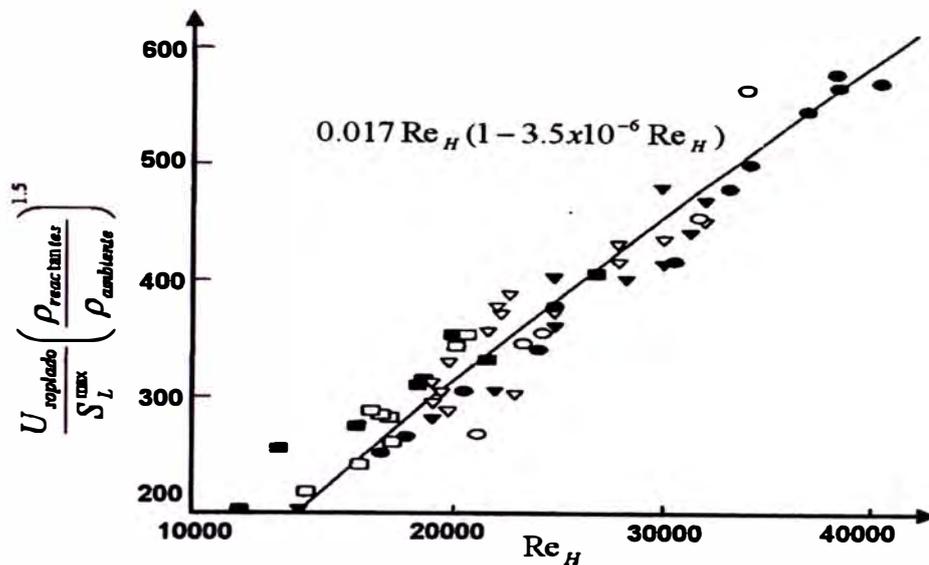


Figura 2.38: Correlación de la velocidad de soplado para el propano, ensayo con reactantes a 290K. Adaptado de [79].

- Teorías basadas en la propagación de la flama de premezcla.
- Mezcla de reactantes en las macroescalas del flujo.
- Inestabilidad del frente de flama.

El modelo de propagación de flama premezclada (Vanquickenborne y Van Tiggelen, [79]), establece que el soplado de la flama ocurre cuando esta se mueve corriente abajo, a partir de la posición en donde la velocidad del flujo de reactantes excede la velocidad de propagación de la flama turbulenta, y el contorno estequiométrico de la flama alcanza su máxima amplitud, este criterio esta también relacionado al concepto de estiramiento de la flama para la operación con números de Karlovitz elevados.

La teoría de la mezcla de reactantes en las macroescalas (Broadwell, [79]), establece que el soplado de flama ocurre cuando el tiempo que toman las reacciones químicas de combustión, son incapaces de mantenerse en fase con los tiempos fluctuantes que toman los fenómenos de la mezcla turbulenta de los reactantes.

El modelo de la inestabilidad del frente de flama (Chao y Kim, [40]), propone que las inestabilidades intrínsecas del frente de flama turbulenta, generan pulsaciones que modifican su contorno y juegan un rol importante en el aumento del desprendimiento.

2.7.2.3.- Funcionamiento estable de la flama

La estabilidad de la flama es un criterio de suma importancia en el diseño de los quemadores, ya que permite el análisis de dos características simultáneas, como son el retroceso y el desprendimiento de la flama.

Cuando ocurre el retroceso de flama, esta se propaga a través del quemador hacia la zona de mezcla, sin llegar a apagarse, generando un problema de seguridad ya que puede causar una explosión.

Se tiene entonces que si $U_{reactantes} < S_f$, existirá el retroceso de la flama, con S_f la velocidad de propagación del frente de flama, que puede ser laminar o turbulenta.

Tanto las características de retroceso y soplado de la flama, se analizan a través de las comparaciones entre la velocidad local de propagación de la flama y la velocidad local del flujo de reactantes, (Seitzman, [46]).

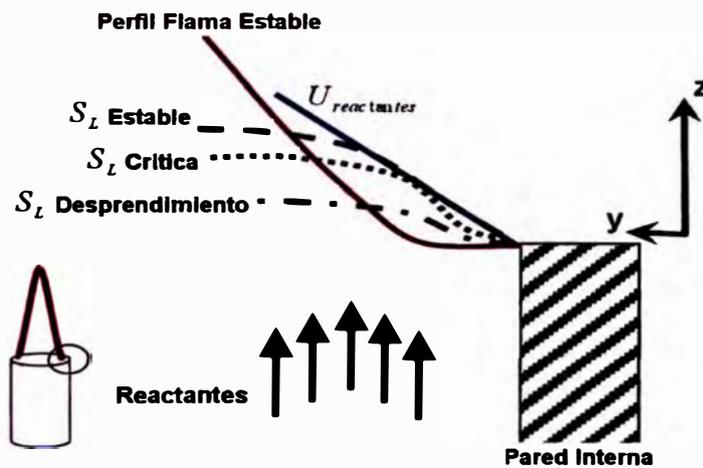


Figura 2.39: Diagrama explicativo de la estabilidad de la flama. Adaptado de [46].

La velocidad del frente de flama tiende a disminuir hacia las paredes interiores del quemador, debido a los efectos de la viscosidad y la transferencia de calor, por lo tanto la estabilización de la flama depende de la variación entre los perfiles de velocidad del frente de flama y la velocidad del flujo de reactantes en el quemador.

Una mayor capacidad de potencia requerida en un quemador, afecta la capacidad de resistencia al retroceso de flama, ya que implica una mayor área de descarga de la flama y los productos de combustión, disminuyendo la velocidad media temporal del flujo de reactantes, y aumentando las posibilidades de retroceso de la flama.

En base a este criterio, para el dimensionamiento de un quemador, se considera el área de flujo y el coeficiente de flujo K_F , el cual es definido a partir de las siguientes expresiones [31].

$$K_F = \frac{2 \cdot \Delta P_{total}}{\rho_{reactantes} \cdot (U_{reactantes})^2} \quad (\text{Ecuación 41})$$

$$\Delta P_{total} = (P_{estatica} + P_{velocidad})_{quemador} - P_{descarga} \quad (\text{Ecuación 42})$$

El coeficiente de flujo representa la resistencia hacia el flujo de reactantes que ofrece el quemador en su zona de descarga, a medida que aumenta el coeficiente entonces aumentara la resistencia, disminuyendo el coeficiente se tendrá un quemador con mayor capacidad de potencia.

La presión de velocidad en la descarga del quemador $P_{velocidad}$, se calcula con el conocimiento de la velocidad media de los reactantes en el punto de descarga $U_{reactantes}$, así como la medición de su presión estática $P_{estatica}$.

La presión interna en la cámara de combustión viene definida por $P_{descarga}$, si la operación del quemador se da en una cámara abierta, esta presión es igual a la atmosférica.

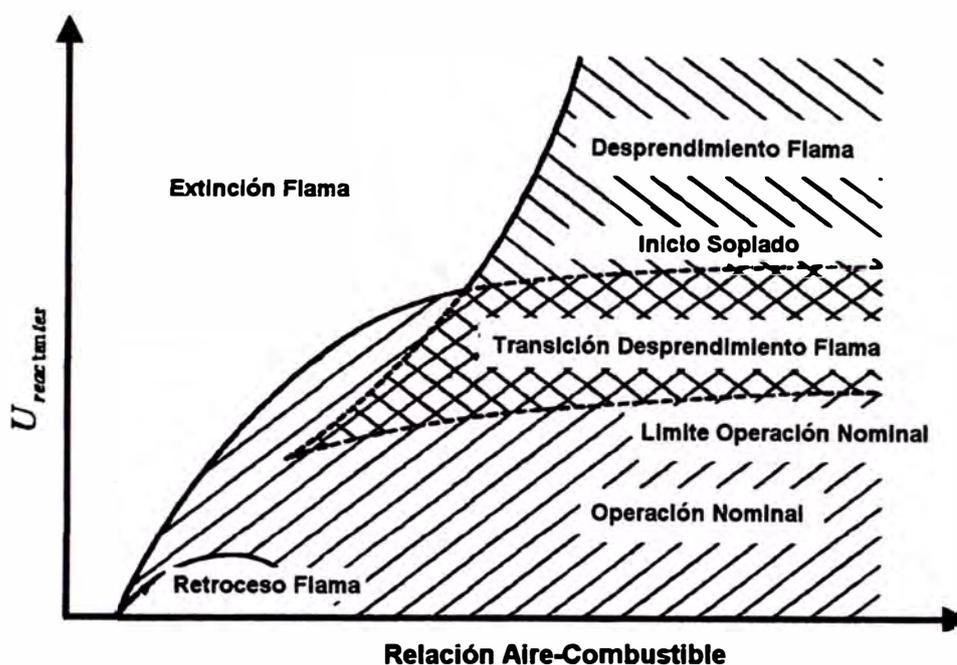


Figura 2.40: Etapas críticas de estabilización de la flama. Esquema adaptado de [35].

2.8.- Criterios de optimización geométrica y parametrización de perfiles aerodinámicos

2.8.1.- Estudios para optimización de toberas

Convencionalmente, la mayoría de estudios relativos a toberas y mezcladores diseñados para producir flujos compresibles uniformes y paralelos, utilizan técnicas de optimización basadas en gradientes de la función objetivo y análisis de sensibilidad de estas respecto a las variables de diseño, con el objeto de encontrar el perfil interno óptimo, (Madsen, [81]).

De estas técnicas de optimización, la gran mayoría acopla el solucionador de flujo compresible basado en dinámica de fluidos computacional, con la finalidad de evaluar la validez del diseño propuesto y obtener los valores necesarios para comparar las distintas funciones objetivo de optimización.

El punto central en un problema de optimización para el diseño de toberas y mezcladores para flujo compresible, es el mejoramiento del perfil aerodinámico en las zonas donde el efecto de la contrapresión generado en la capa límite, da lugar a un retroceso del flujo.

Por lo tanto la modificación en el contorno aerodinámico para la zona de mezcla se da con el objetivo de lograr un flujo uniforme alejando al máximo posible el punto de inicio de destrucción de la capa límite, (Madsen, [81]).

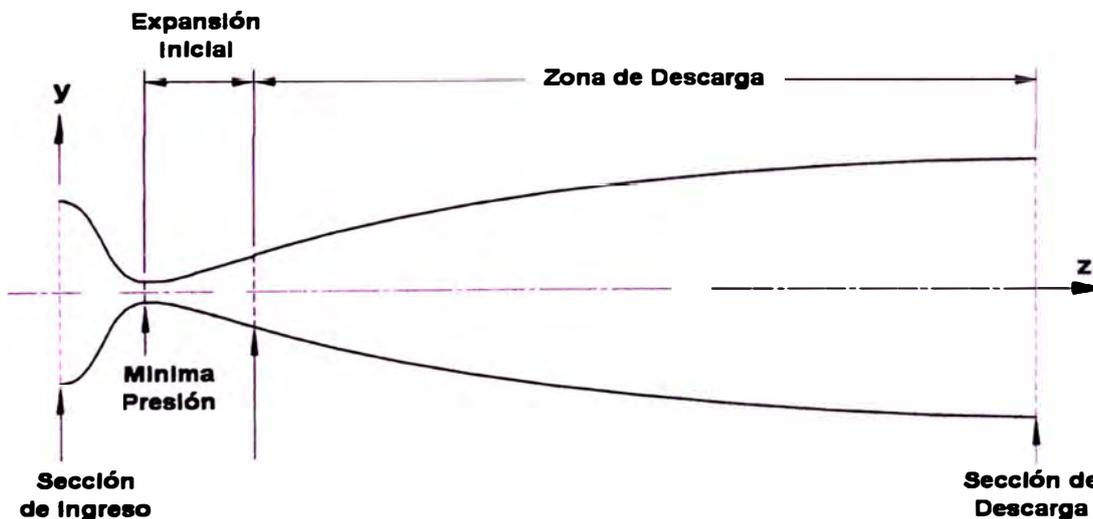


Figura 2.41: Esquematización de las zonas principales para el diseño óptimo del perfil interno de premezcla convergente-divergente. Grafico adaptado de [65].

La forma del perfil desde la sección de ingreso hasta el punto de mínima presión, puede de alguna forma ser diseñado de manera arbitraria, siempre y cuando la zona de descarga sea capaz de evitar el contraflujo, alejando el inicio de destrucción de la capa límite.

Es importante sin embargo, obtener un perfil en la zona inicial convergente, que sea capaz de acelerar pausadamente el flujo y obtener la depresión necesaria en la zona de mezcla o garganta del perfil, (Craddock, [65]).

Un diseño óptimo de la zona convergente, está caracterizado por una mínima fuerza de arrastre neta, así como una alta eficiencia de compresión que para términos prácticos significa maximizar la velocidad en el punto de mínima presión, reduciendo al mínimo la pérdida total de presión, que luego debe ser reutilizada en la etapa de expansión de la zona divergente.

El objetivo principal de toda zona de descarga divergente, es evitar la separación del flujo que es la causante de la reducción del área efectiva de paso, pérdidas de presión y no uniformidades en el perfil de velocidades de la sección de descarga [81].

Para el estudio de las toberas divergentes se establecen dos parámetros principales, que son la razón de áreas AR entre la sección de descarga y el punto de mínima presión, y el ratio longitud diámetro, que es el cociente entre la longitud de toda la sección divergente o zona de descarga y la dimensión característica del punto de mínima presión.

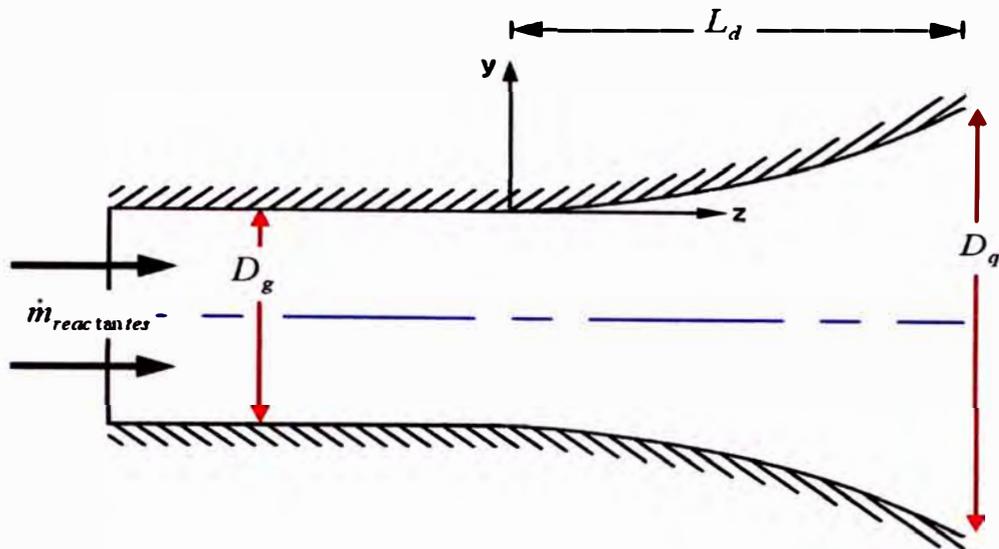


Figura 2.42: Dimensiones geométricas básicas que definen la zona de descarga de una tobera convergente divergente. Grafico adaptado de [81].

De acuerdo al esquema anterior, los diámetros de en la zona de succión o garganta D_g , así como en la descarga de la región divergente D_d , nos

permiten definir la relación de áreas, según $AR = \frac{D_d^2}{D_g^2}$, el ratio longitud

diámetro viene definido por $\frac{L_d}{D_g}$.

En la siguiente grafica se esquematiza los diferentes regimenes de operación de las toberas difusoras o zonas divergentes.

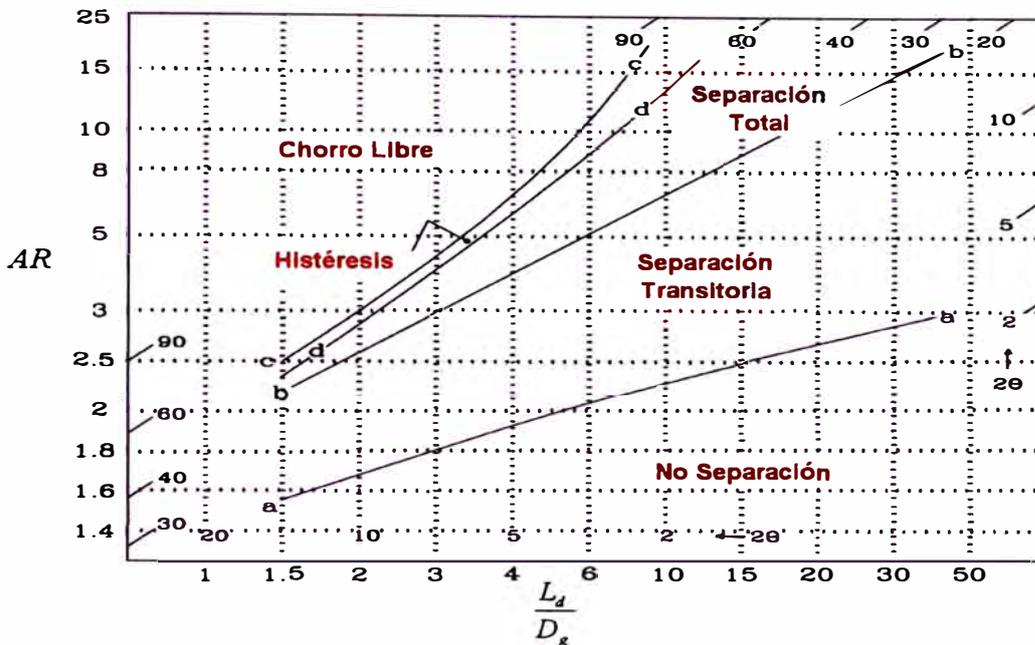


Figura 2.43: Regímenes de operación de la zona divergente para flujo compresible en función a los factores geométricos. Grafico adaptado de [81].

El régimen de no separación, se logra utilizando zonas de descarga con pequeños ángulos de divergencia, de tal manera que la transición y la expansión del flujo se den gradualmente [81].

Para la región de separación transitoria, se desarrollan fuertes pulsaciones en el flujo, en términos del tamaño de los vórtices, que afectan significativamente el flujo en la descarga del difusor [65].

En la separación total del flujo, este se halla en un estado estacionario sin pulsaciones, en donde la intensa separación de la capa límite puede afectar la pared frontal en el difusor, acentuando más el efecto negativo en la reducción del área total de paso.

El caso mas critico de este régimen es el chorro libre, en el que la interacción entre el desprendimiento de la capa limite en todas las paredes del difusor es el factor dominante para el comportamiento del flujo en la descarga.

2.8.1.1.- Funciones objetivo para optimización de toberas

De acuerdo a lo mencionado en los criterios para la optimización de los perfiles de toberas convergentes divergentes, se definen las funciones objetivo que se buscan maximizar o minimizar de acuerdo al resultado deseado.

En la región convergente se busca alcanzar la menor perdida de presión total, logrando la máxima velocidad posible del fluido en la zona de minima presión, esto se logra minimizando las perdidas por fricción que sufre el flujo de aire en la zona convergente del perfil interno, estableciéndose para ello la siguiente relación, (Shames, [62]).

$$Pf = \frac{1}{2} \int (\rho_{aire} Cf \cdot U_{aire}^2 \cdot dA_{sup}^{con}) \quad (\text{Ecuación 43})$$

Donde ρ_{aire} , representa la densidad del aire en la zona convergente, dA_{sup}^{con} es el área diferencial en cada punto de evaluación de la región convergente de la tobera, y U_{aire} la velocidad media del aire en cada sección.

El coeficiente de fricción superficial viene definido por la siguiente expresión deducida para capas límite turbulentas, (Shames, [62]).

$$C_f = \int \frac{0.0577}{(\text{Re}_{\text{aire}}(z))^{\frac{1}{5}}} \quad (\text{Ecuación 44})$$

Donde el numero de Reynolds del aire en cada posición axial z , de la región convergente viene definido por $\text{Re}_{\text{aire}}(z)$.

Para la zona de descarga que pertenece a la región divergente de la tobera, la función objetivo generalmente aceptada, es aquella que mide el incremento de la presión estática a lo largo de la región divergente hasta el punto de descarga, a través del coeficiente de presión C_p .

$$C_p = \frac{\int_g^{des} dP_{\text{aire}}}{\frac{1}{2} \rho_{\text{aire}}^g \cdot (U_{\text{aire}}^g)^2} \quad (\text{Ecuación 45})$$

El termino dP_{aire} , cuantifica el incremento diferencial de presión estática en cada sección de la región divergente, los limites g y des , corresponden a la sección de mínima presión y de descarga respectivamente.

Debe tenerse en cuenta que el coeficiente de presión, es evaluado con respecto a las condiciones medias del flujo en el punto de ingreso, es decir la zona de mínima presión, que posee las propiedades ρ_{aire}^g , y U_{aire}^g .

Las pérdidas de presión estática en los difusores, tienen su origen en las pérdidas por fricción hacia las paredes, y las pérdidas de descarga que son

consecuencia de la no uniformidad del perfil de velocidad en el flujo de descarga, que es a su vez causada por la separación temprana de la capa límite dentro del difusor.

De manera experimental se observa que la ubicación de la máxima presión en los perfiles divergentes, varía en función al ángulo de divergencia, ocurriendo entre dos a seis diámetros de descarga, medidos a partir de la zona de mínima presión [81].

Finalmente, los perfiles divergentes que poseen el máximo coeficiente de recuperación de presión, son aquellos con el mayor ratio AR , operando en el régimen de separación transitoria, por lo tanto un perfil con máxima recuperación de presión puede ser al mismo tiempo un perfil con separación temprana de la capa límite.

Con el objetivo de poder estimar la posición teórica en la que ocurre el desprendimiento de la capa límite, se utiliza la siguiente correlación válida para flujos compresibles, (Stratford, [68]).

$$\left(C_{pz}|_{sep} \left[z \cdot \frac{\partial C_{pz}}{\partial z} \right]_{sep} \right)^{0.5} \left(Re_{aire}(z) \cdot 10^{-6} \right)_{sep}^{-0.1} = C \quad (\text{Ecuación 46})$$

$C_{pz} = 1 - \left(\frac{Mach_z}{Mach_g} \right)^2$ es el coeficiente de presión modificado, que considera el número de Mach para una posición axial genérica respecto al punto de mínima presión.

El subíndice sep , indica condiciones en el punto de separación, g corresponde a la zona de mínima presión o garganta, y z cuantifica una posición axial genérica en la zona divergente.

En el punto de separación, se tiene experimentalmente el valor de $0.5 \leq C \leq 0.6$, y es a partir de ahí que se calcula la posición del punto de separación z_{sep} en el perfil divergente.

La representación analítica del perfil interno de la tobera convergente divergente, es parte importante del proceso de optimización, ya que influye en la definición de las variables de diseño y el rango de variabilidad de estas durante el proceso de optimización por funciones objetivo.

Una de las formas de representar un perfil interno para toberas, es el uso de formas fijas de funciones bases que tienen un número finito de posibles representaciones, el algoritmo de optimización realiza la búsqueda del óptimo en este grupo de funciones predefinidas, se obtienen altos rangos de convergencia, sin embargo la diversidad en las formas del perfil posibles es muy escasa, ya que esta limitada por la forma de las funciones base predefinidas [63].

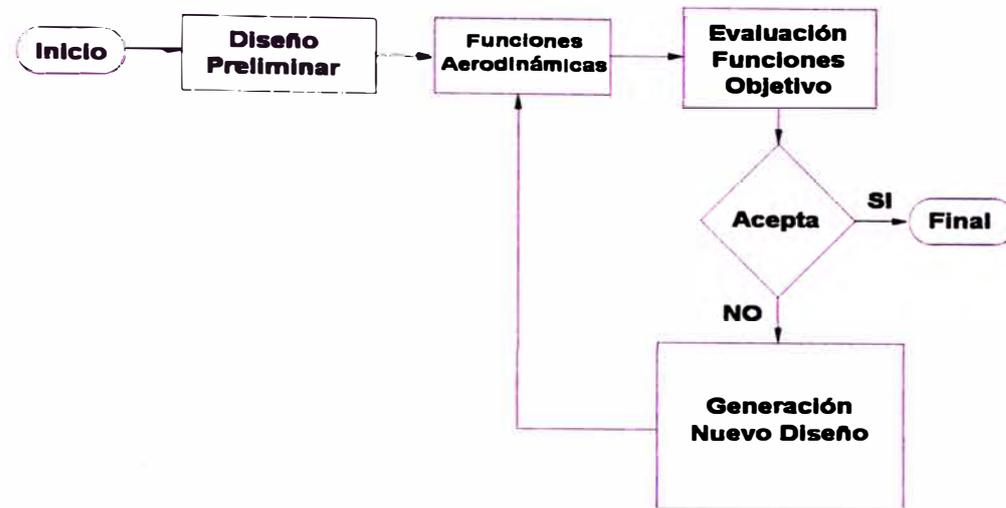


Figura 2.44: Proceso general para el diseño aerodinámico, utilizando algoritmos de optimización y dinámica de fluidos computacional. Esquema adaptado de [65].

La alternativa mas adecuada para optimización aerodinámica de perfiles internos como toberas de mezcla, es el uso de curvas de Bezier, las cuales pueden representar con suma precisión formas complejas utilizando relativamente pocos puntos de control, creando una simplicidad matemática acompañada de su eficiencia en la formulación de la curva, (Rogalsky, [63]).

2.8.2.- Definición de perfiles aerodinámicos utilizando curvas de Bezier

Las curvas de Bezier son una herramienta muy utilizada en los cálculos de optimización, ya que pueden definirse usando relativamente pocos parámetros que son fácilmente restringibles y tienen bajas amplitudes de oscilación.

2.8.2.1.- Bases matemáticas de la formulación por curvas de Bezier

Una curva de Bezier esta determinada por los vértices de un polígono llamados puntos de control, estos definen las derivadas, el orden polinomial y la forma de la curva, pero solo el primer y ultimo punto de control están realmente ubicados en la curva, (Sederberg, [66]).

Los polinomios utilizados para la construcción de la curva, son de un grado inferior al número de puntos de control utilizados, el perfil esta entonces representado por la curva paramétrica $P(u)$, basada en $n + 1$ puntos de control denominados P_i .

$$P(u) = \sum_{i=0}^n P_i \cdot B_{i,n}(u) \quad 0 \leq u \leq 1 \quad (\text{Ecuación 47})$$

$B_{i,n}(u)$, es la función de ponderación definida por:

$$B_{i,n}(u) = C(n, i) \cdot u^i \cdot (1 - u)^{n-i} \quad (\text{Ecuación 48})$$

$C(n, i)$, es el coeficiente binomial definido por:

$$C(n, i) = \frac{n!}{i!(n-i)!} \quad (\text{Ecuación 49})$$

Por lo tanto si existen los puntos de control bidimensionales $P_i = (z_i, y_i)$, entonces la curva $P(u)$, puede ser hallada en su forma paramétrica, a partir de las siguientes expresiones.

$$z(u) = \sum_{i=0}^n z_i \cdot B_{i,n}(u) \quad (\text{Ecuación 50})$$

$$y(u) = \sum_{i=0}^n y_i \cdot B_{i,n}(u) \quad (\text{Ecuación 51})$$

Los puntos de control inicial y final son automáticamente fijados en los vértices de la curva, el vector que une el punto extremo y el punto de control más cercano a este, es tangente a la curva en dicho punto extremo.

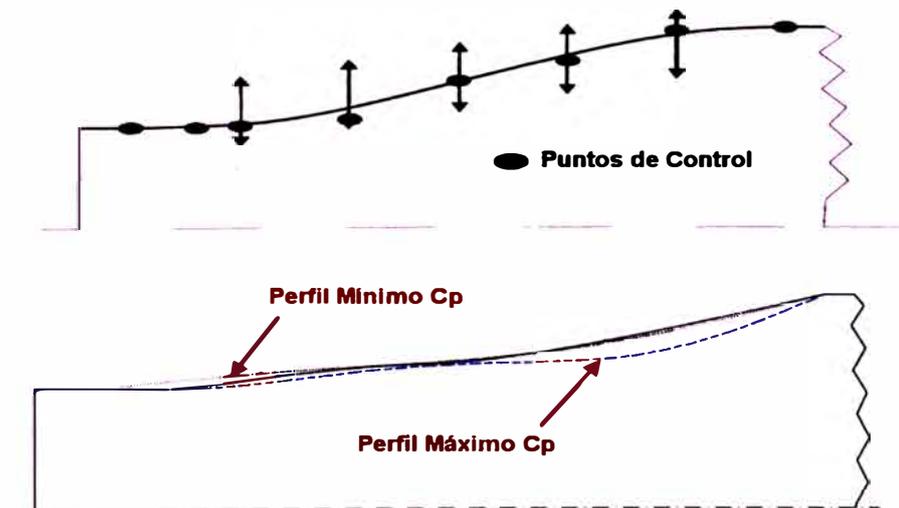


Figura 2.45: Ejemplo de un esquema de optimización para difusores utilizando curvas de Bezier, con $AR = 2.5$. Adaptado de [81].

2.8.2.2.- Análisis particular para el perfil interno de premezcla del quemador

Para flujos subsónicos, la forma de la curva de Bezier en la zona de entrada a la región convergente debe ser redondeada, restringiendo el primer lado del polígono y haciéndolo perpendicular al eje axial del flujo en el mezclador, (Rogalsky [63]).

En los demás puntos de control, la continuidad para la curva del perfil se logra forzando a que el final de los puntos de control coincidan, del mismo modo la continuidad en la derivada para un punto en particular, es lograda insistiendo en la colinealidad horizontal para los lados del polígono que son adyacentes a este punto.

Cabe destacar que las oscilaciones de los vértices o puntos de control fuera de sus posiciones originales, también conforman curvas de Bezier matemáticamente validas, por lo tanto es necesario establecer a priori las restricciones geométricas necesarias en el diseño del perfil, en base a las consideraciones generales del flujo, la destrucción de la capa limite y la pérdida de presión total [63].

De igual forma, todos los valores en la dirección axial $0 \leq z_i \leq 1$ son fijos, y solo los valores en la dirección radial y_i , pueden variar, por lo tanto el vector que representa el perfil interno del mezclador es $Cy = \{y_1, y_2, \dots, y_m\}$.

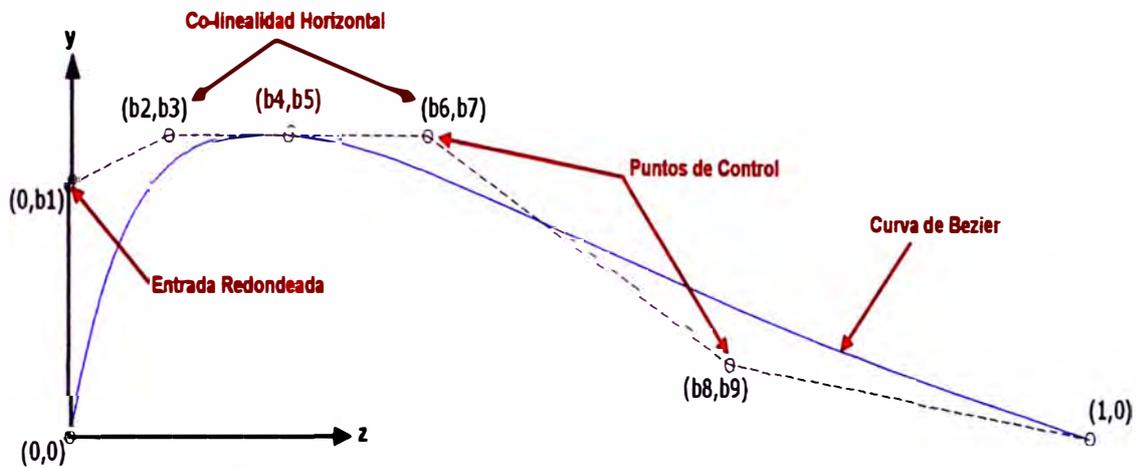


Figura 2.46: Proceso de asignación de puntos de control para el perfil interno de una tobera convergente divergente. Esquema adaptado de [63].

Las consideraciones de restricción en los valores de la variable radial, se basan en las características del flujo, la capa límite y la caída de presión, dentro de un intervalo $y_{\min} \leq y \leq y_{\max}$, que es el intervalo de del algoritmo de optimización.

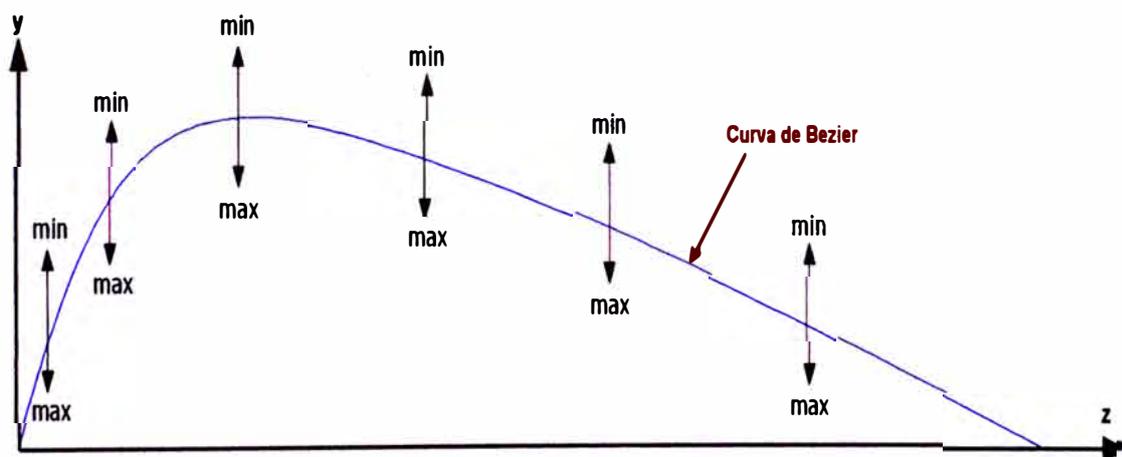


Figura 2.47: Diagrama de variaciones permisibles para una ordenada genérica con respecto a los puntos de control. Esquema adaptado de [63].

CAPITULO 3

CÁLCULO PRELIMINAR Y OPTIMIZACION DE LOS PARAMETROS DE DISEÑO DEL QUEMADOR

3.1.- Descripción de los parámetros geométricos principales del quemador

Como se menciona en el capítulo introductorio, el presente estudio está enfocado en determinar las características geométricas y de diseño óptimas para un quemador con un perfil interno convergente-divergente, donde se efectúa la mezcla del aire y el combustible gaseoso GLP, según el siguiente diagrama.

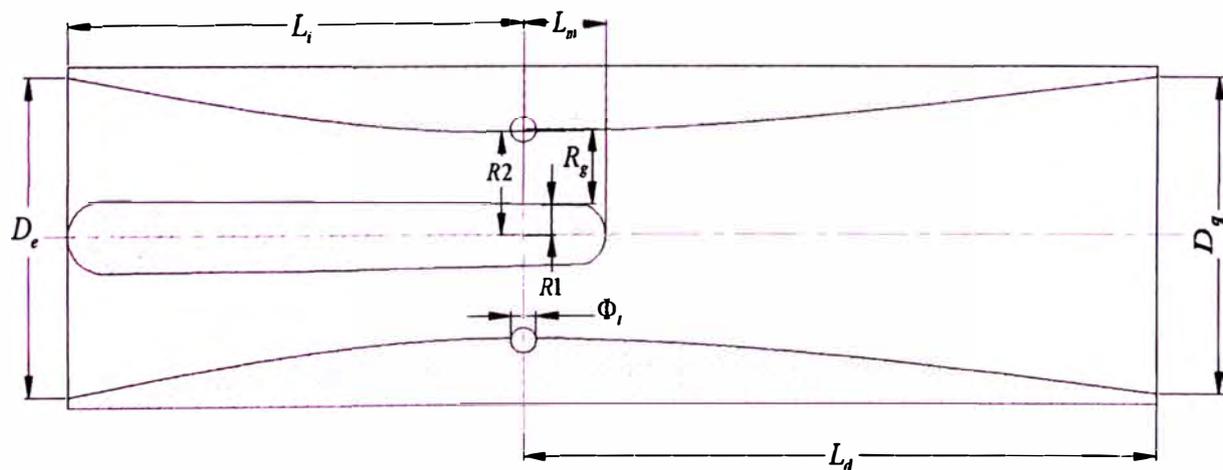


Figura 3.1: Parámetros de diseño de la zona de mezcla convergente divergente para el quemador.

La varilla interior de radio R_1 , denominada inserto interior de mezcla o "Zeppelin", es incluida en el diseño a fin de acelerar el proceso de mezclado, favoreciendo el desarrollo total de la capa límite hasta el punto de inyección, ubicado a una distancia L_i , medida desde el punto de admisión de aire de combustión en la sección de entrada con diámetro D_e .

Los siguientes parámetros geométricos son encontrados preliminarmente de manera analítica y sirven como condiciones de frontera para el algoritmo de optimización del perfil interno de mezcla, en las regiones convergente y divergente.

- L_i : Longitud de ingreso, es estimada teniendo en consideración que deben alcanzarse condiciones de flujo completamente desarrollado en el punto de inyección de combustible, donde se alcanza la mínima sección transversal de la región convergente.

- L_d : Longitud de descarga, calculada a partir del coeficiente de flujo K_F en la región divergente del quemador, esta longitud permite alcanzar las condiciones de expansión y momentum requeridas para el flujo de reactantes en el punto de descarga.

- L_m : Longitud de mezcla, determina la longitud neta que tiene el inserto interior de mezcla, y es calculada utilizando las correlaciones de interacción para los flujos másicos de aire y combustible (Pratte y Baines, [13]), que son evaluadas bajo distintos regímenes de inflamabilidad.

- R_1 : Radio inferior de succión, determina la máxima amplitud del perfil del inserto interior de mezcla (Zeppelin).

- R_2 : Radio superior de succión, limita la máxima amplitud del perfil interior principal, en función a los requerimientos fluidodinámicos de la zona de succión e inyección de combustible, es decir es el radio de la mínima sección de paso, cuya sección neta tiene un radio $R_g = R_2 - R_1$.

- Φ_i : Diámetro de las toberas de inyección, es estimado en función al número de toberas óptimo n_i , utilizando la ecuación 10, y las consideraciones fluidodinámicas para el flujo de combustible inyectado en el régimen del límite superior de inflamabilidad, o máximo requerimiento de flujo de gas.

- D_q : Diámetro de descarga, calculado a partir de las correlaciones que definen el soplado y el retroceso de la flama durante el funcionamiento en condiciones críticas, según los límites inferior y superior de inflamabilidad respectivamente.

- $D_e = D_q$: Diámetro de ingreso, se asume igual al diámetro de descarga del quemador, ya que el efecto en el caudal total, por la adición del combustible, es despreciable en comparación al flujo neto de aire de combustión.

Todos los parámetros descritos anteriormente, constituyen las restricciones geométricas del diseño preliminar, a partir de las cuales los perfiles son modelados utilizando curvas de Bezier que varían de manera aleatoria durante el proceso de optimización.

Estas curvas se hallan a su vez acopladas a los parámetros aerodinámicos que definen las funciones objetivo, las cuales son minimizadas o maximizadas según sea el escenario analizado.

3.2.- Estimación de los parámetros generales del quemador

3.2.1.- Calculo de los flujos máscicos de aire y combustible

Para poder establecer los flujos máscicos necesarios para la combustión, se requiere conocer el valor requerido para la potencia nominal del quemador \dot{Q}_{nom} , y el poder calorífico inferior del combustible H_{ci} , quedando establecido el flujo máscico de combustible a partir de la siguiente expresión.

$$\dot{m}_{comb} = \frac{\dot{Q}_{nom}}{H_{ci}} \quad (\text{Ecuación 52})$$

El flujo máscico de aire de combustión para distintos estados de operación entre el límite inferior y superior de inflamabilidad, se calcula partiendo de la premisa de que se alcance siempre la potencia nominal de operación, manteniendo el flujo máscico de combustible.

Utilizando la relación aire combustible $r_{A/C}$, que es única para cada combustible, se estima el flujo máscico de aire de combustión.

$$\dot{m}_{aire} = \dot{m}_{comb} \cdot r_{A/C} \quad (\text{Ecuación 53})$$

En las estimaciones sucesivas, se utiliza el propano comercial como combustible gaseoso para todo el proceso de diseño, el cual posee las siguientes características de composición química.

Tabla 3.1: Fracciones molares del propano comercial. Datos tomados de [48].

Combustible	Fracción Molar x_i
C_2H_6 (Etano)	0.0056
C_3H_8 (Propano)	0.9763
iC_4H_{10} (Iso butano)	0.0094
nC_4H_{10} (Normal butano)	0.0086

Tabla 3.2: Densidad absoluta de las trazas químicas del propano comercial. Datos tomados de [48].

Combustible	Densidad Absoluta $\left(\frac{Kg}{m^3}\right)$
C_2H_6 (Etano)	1.356
C_3H_8 (Propano)	2.020
iC_4H_{10} (Iso butano)	2.669
nC_4H_{10} (Normal butano)	2.704

El cálculo de la densidad de la mezcla de gases que forman el propano comercial, se efectúa a partir del promedio ponderado considerando las fracciones molares, según la siguiente expresión, (Brizuela, [48]).

$$\rho_{comb} = \sum_{i=1}^n x_i \cdot \rho_i \quad (\text{Ecuación 54})$$

$$\rho_{comb} = \sum \left(0.0056 \times 1.356 \frac{Kg}{m^3} + 0.9763 \times 2.02 \frac{Kg}{m^3} + 0.0094 \times 2.669 \frac{Kg}{m^3} + 0.0086 \times 2.704 \frac{Kg}{m^3} \right)$$

$$\rho_{comb} = 2.0332 \frac{Kg}{m^3}$$

Tabla 3.3: Límites de inflamabilidad para cada una de las trazas químicas del propano comercial. Datos tomados de [48].

Combustible	Límite Inferior de Inflamabilidad $\frac{Vol}{Vol} (\%)$	Límite Superior de Inflamabilidad $\frac{Vol}{Vol} (\%)$
C_2H_6 (Etano)	3.2	12.45
C_3H_8 (Propano)	2.4	9.5
iC_4H_{10} (Iso butano)	1.8	8.4
nC_4H_{10} (Normal butano)	1.9	8.4

Para poder determinar el límite de inflamabilidad superior e inferior de una mezcla de gases combustibles, se utiliza la siguiente ecuación, según [48].

$$L_{comb} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{x_i}{(L_{comb})_i}} \quad (\text{Ecuación 55})$$

En el límite superior de inflamabilidad.

$$L_{comb}^{sup} = \frac{1}{\sum \left(\frac{0.0056}{12.45} + \frac{0.9763}{9.5} + \frac{0.0094}{8.4} + \frac{0.0086}{8.4} \right)}$$

$$L_{comb}^{sup} = 9.492$$

Para el límite inferior de inflamabilidad.

$$L_{comb}^{inf} = \frac{1}{\sum \left(\frac{0.0056}{3.2} + \frac{0.9763}{2.4} + \frac{0.0094}{1.8} + \frac{0.0086}{1.9} \right)}$$

$$L_{comb}^{inf} = 2.39$$

Para obtener la masa molecular del combustible, se utiliza igualmente el promedio ponderado de las fracciones molares [48].

$$M = \sum_{i=1}^n x_i \cdot M_i \quad (\text{Ecuación 56})$$

$$M_{comb} = \sum (0.0056 \times 30 + 0.9763 \times 44 + 0.0094 \times 58 + 0.0086 \times 58)$$

$$M_{comb} = 44.1692 \frac{Kg}{Kmol}$$

De igual forma, el cálculo de la masa molecular para el aire de combustión.

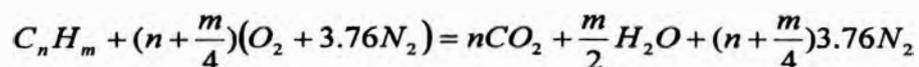
$$M_{aire} = \sum \left(\frac{1 \times 32 + 3.762 \times 28}{4.76} \right)$$

$$M_{aire} = 28.84 \frac{Kg}{Kmol}$$

La relación de equivalencia para cada uno de los límites de inflamabilidad encontrados, se calcula a partir de la siguiente expresión, según [48].

$$\Phi = \frac{\frac{L}{100}}{\frac{1}{\left(\frac{N_{aire}}{N_{comb\ estequiometrica}} \right)}} \quad (\text{Ecuación 57})$$

Para un hidrocarburo general de composición C_nH_m , se tiene la siguiente ecuación de combustión estequiométrica, (Brizuela, [48]).



Por lo tanto la relación aire combustible molar estequiométrica para cada componente esta expresada por la siguiente relación.

$$\frac{N_{aire}}{N_{comb}} = \frac{\left(n + \frac{m}{4}\right) \times 4.76}{1} \quad (\text{Ecuación 58})$$

Realizando el balance en la ecuación de combustión estequiométrica para cada uno de los componentes de la mezcla de gases combustibles que conforman el propano comercial, se detalla la siguiente tabla resumen de cálculos.

Tabla 3.4: Relaciones molares para cada gas combustible de la mezcla de propano comercial en condiciones estequiométricas.

Combustible	Relación Molar Aire Combustible $\frac{N_{aire}}{N_{comb}}$	Fracción Molar x_i
C_2H_6 (Etano)	16.66	0.0056
C_3H_8 (Propano)	23.80	0.9763
iC_4H_{10} (Iso butano)	30.94	0.0094
nC_4H_{10} (Normal butano)	30.94	0.0086

La relación molar para la mezcla de gases viene dada por la siguiente expresión.

$$\left. \frac{N_{aire}}{N_{comb}} \right|_{estequiométrica} = \sum \left(\left. \frac{N_{aire}}{N_{comb}} \right|_i \cdot x_i \right) \quad (\text{Ecuación 59})$$

Para la combustión del propano comercial en condiciones estequiométricas.

$$\left. \frac{N_{aire}}{N_{comb}} \right|_{estequiométrica} = 23.8862$$

Las relaciones de equivalencia para la combustión del propano en los límites superior e inferior de inflamabilidad.

$$\Phi_{sup} = \frac{\frac{9.492}{100}}{\frac{1}{23.8862}} = 2.2671 \quad \text{Limite de enriquecimiento de la mezcla}$$

$$\Phi_{inf} = \frac{\frac{2.39}{100}}{\frac{1}{23.8862}} = 0.5710 \quad \text{Limite de empobrecimiento de la mezcla}$$

Con el objetivo de poder determinar la relación aire combustible molar para cada estado de operación del quemador, es necesario partir de las ecuaciones de balance químico para gas que forma el combustible, (Brizuela, [48]).

Combustión con exceso de combustible o mezcla rica.

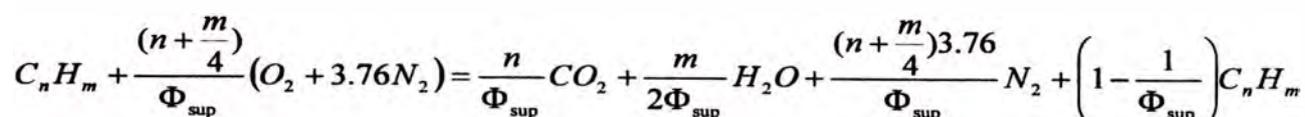


Tabla 3.5: Relaciones molares para cada gas combustible en el límite superior de inflamabilidad.

Combustible	Relación Molar Aire Combustible $\frac{N_{aire}}{N_{comb}}$	Fracción Molar x_i
C_2H_6 (Etano)	7.3486	0.0056
C_3H_8 (Propano)	10.4980	0.9763
iC_4H_{10} (Iso butano)	13.6474	0.0094
nC_4H_{10} (Normal butano)	13.6474	0.0086

Para la combustión del propano comercial en el límite superior de inflamabilidad.

$$\left. \frac{N_{aire}}{N_{comb}} \right|_{sup} = 10.536$$

Combustión con exceso de aire o mezcla pobre.

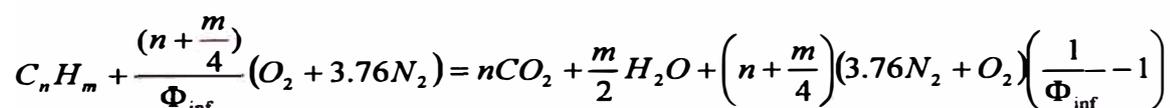


Tabla 3.6: Relaciones molares para cada gas combustible en el límite inferior de inflamabilidad.

Combustible	Relación Molar Aire Combustible $\frac{N_{aire}}{N_{comb}}$	Fracción Molar x_i
C_2H_6 (Etano)	29.1747	0.0056
C_3H_8 (Propano)	41.6781	0.9763
iC_4H_{10} (Iso butano)	54.1816	0.0094
nC_4H_{10} (Normal butano)	54.1816	0.0086

Para la combustión del propano comercial en el límite inferior de inflamabilidad, se tiene la siguiente relación aire combustible molar.

$$\left. \frac{N_{aire}}{N_{comb}} \right|_{inf} = 41.829$$

Finalmente el cálculo de las relaciones másicas aire combustible, necesarias para la estimación de los flujos másicos de aire de combustión, se detalla a continuación.

$$r_{A/C} \Big|_{estequiometrica} = \frac{N_{aire}}{N_{comb}} \Big|_{estequiometrica} \times \left(\frac{M_{aire}}{M_{comb}} \right) = 15.5963 \frac{Kg_{aire}}{Kg_{comb}}$$

$$r_{A/C} \Big|_{sup} = \frac{N_{aire}}{N_{comb}} \Big|_{sup} \times \left(\frac{M_{aire}}{M_{comb}} \right) = 6.8794 \frac{Kg_{aire}}{Kg_{comb}}$$

$$r_{A/C} \Big|_{inf} = \frac{N_{aire}}{N_{comb}} \Big|_{inf} \times \left(\frac{M_{aire}}{M_{comb}} \right) = 27.3120 \frac{Kg_{aire}}{Kg_{comb}}$$

Para el desarrollo de esta tesis, se efectúa el diseño y análisis de un quemador cuyo requerimiento de potencia nominal es de 32KW, partiendo de ello y en base al valor del poder calorífico inferior del propano comercial $46.1339 \frac{MJ}{Kg}$, tomado de [50], se obtiene el flujo másico nominal de gas,

$$\dot{m}_{comb}|_{nominal} = \frac{32KW}{46.1339MJ/Kg} = 0.000693 \frac{Kg}{s}.$$

Considerando una regulación de la mezcla basada en la variación del flujo másico del aire de combustión, se calculan los flujos másicos de aire.

$$\dot{m}_{aire}^{estq} = (\dot{m}_{comb}|_{nominal}) \times (r_{A/C}|_{estequiometrica}) = 0.000693 \frac{Kg}{s} (15.5963 \frac{Kg_{aire}}{Kg_{comb}}) = 0.0108 \frac{Kg}{s}$$

$$\dot{m}_{aire}^{sup} = (\dot{m}_{comb}|_{nominal}) \times (r_{A/C}|_{sup}) = 0.000693 \frac{Kg}{s} (6.8794 \frac{Kg_{aire}}{Kg_{comb}}) = 0.0048 \frac{Kg}{s}$$

$$\dot{m}_{aire}^{inf} = (\dot{m}_{comb}|_{nominal}) \times (r_{A/C}|_{inf}) = 0.000693 \frac{Kg}{s} (27.3120 \frac{Kg_{aire}}{Kg_{comb}}) = 0.0189 \frac{Kg}{s}$$

Tabla 3.7: Resumen de cálculos teóricos de flujo másico de aire y combustible en los límites superior e inferior de inflamabilidad, para una potencia nominal de 32KW.

Condición de Funcionamiento	Relación Másica Aire Combustible $\left(\frac{Kg_{aire}}{Kg_{comb}} \right)$	Flujo Másico de Combustible $\left(\frac{Kg}{s} \right)$	Flujo Másico de Aire $\left(\frac{Kg}{s} \right)$
Mezcla Estequiométrica	15.5963	0.000693	0.0108
Limite Superior de Inflamabilidad	6.8794	0.000693	0.0048
Limite Inferior de Inflamabilidad	27.3120	0.000693	0.0189

3.2.2.- Estimación del diámetro de descarga del quemador

A partir de las teorías del control de la estabilidad de la flama mostrada en el análisis bibliográfico, se extraen las siguientes consideraciones correspondientes a la velocidad media del flujo de gases reactantes.

- El valor de la velocidad media del flujo de reactantes debe ser superior al valor de la velocidad de propagación de flama turbulenta en todos los regímenes de operación, a fin de evitar la ocurrencia del retroceso de flama.
- La velocidad media de los gases reactantes no debe exceder el valor dictado por la velocidad límite de soplado de la flama, la cual se define como la máxima velocidad del flujo de gases reactantes antes de que se produzca la extinción de la flama.

Los cálculos relativos a la velocidad de propagación del frente de flama, se efectúan para condiciones de mezcla variable entre los límites superior e inferior de inflamabilidad, considerando que los gases reactantes se hallan a una temperatura media absoluta de $T_{\text{reactantes}} = 298K$.

Para condiciones de operación fuera de la mezcla estequiométrica, la velocidad del frente de flama es aproximada a partir de los resultados experimentales para la combustión del propano, obtenidos como una correlación de la figura 1.31, la cual corresponde a los valores de la velocidad de flama laminar no perturbada por los efectos de la turbulencia de los reactantes.

$$S_L^O = -130.02\Phi^2 + 281.11\Phi - 111.61 \quad (\text{Ecuación 60})$$

La ecuación anterior es válida en el rango $0.6 < \Phi < 1.4$, para el cual se realizó el ensayo de medición experimental, (Balusamy, [76]).

Es importante resaltar que la velocidad del flujo de gases reactantes no es constante, varía con los requerimientos de la mezcla según el régimen de operación, de acuerdo a los límites superior e inferior de inflamabilidad.

Para el diseño preliminar de los parámetros geométricos del quemador, se asume un flujo másico de combustible constante, donde la relación de equivalencia Φ , es regulada con la variación del flujo másico de aire de combustión.

El flujo másico neto de la mezcla de reactantes, viene dado por la suma de los flujos másicos de aire de combustión y combustible gaseoso.

$$\dot{m}_{reactantes} = \dot{m}_{aire} + \dot{m}_{comb} \quad (\text{Ecuación 61})$$

En base al conocimiento del flujo másico de reactantes, la velocidad media del flujo viene expresada por la siguiente ecuación.

$$U_{reactantes} = \frac{\dot{m}_{reactantes}}{\rho_{reactantes} \cdot A_D \cdot C_d} \quad (\text{Ecuación 62})$$

El área de la sección divergente en la que se realiza el cálculo viene dada por

$$A_D = \frac{\pi}{4} D_q^2, \text{ siendo } D_q \text{ el diámetro en la sección de descarga del quemador.}$$

El coeficiente de descarga del flujo C_d , y el número de Reynolds en las condiciones de descarga Re_D , vienen expresados por las siguientes ecuaciones, (Shames, [62]).

$$C_d = 0.99575 - (3.7026 \times Re_D^{-0.5}) \quad (\text{Ecuación 63})$$

$$Re_D = \frac{\rho_{\text{reactantes}} \cdot U_{\text{reactantes}} \cdot D_q}{\mu_{\text{reactantes}}} \quad (\text{Ecuación 64})$$

Las propiedades de la mezcla de reactantes, son calculadas a 25°C (298K), a partir de los valores individuales para el aire de combustión y el propano, los cuales son obtenidos de las tablas termofísicas en las referencias [49] y [50], obteniéndose las viscosidades absolutas $\mu_{\text{aire}} = 1.846 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ y $\mu_{\text{comb}} = 8.256 \times 10^{-6} \text{ Pa}\cdot\text{s}$.

El valor inicial de las densidades del aire de combustión y el propano, son calculados a la temperatura de 25°C (298K), la densidad media de la mezcla de reactantes para cada régimen de operación, se calcula a partir de la siguiente.

$$\rho_{\text{reactantes}} = \left(\frac{1}{1 + r_{A/C}} \right) \cdot \rho_{\text{comb}} + \left(\frac{r_{A/C}}{1 + r_{A/C}} \right) \cdot \rho_{\text{aire}} \quad (\text{Ecuación 65})$$

Las densidades del aire y combustible son calculadas independientemente a 298K y a la presión absoluta de 101300 Pa, utilizando la ecuación de estado de los gases.

$$\rho_{aire}|_{298K} = \frac{101300 Pa}{\left(287 \frac{J}{Kg.K}\right) \cdot 298K} = 1.1844 \frac{Kg}{m^3}$$

$$\rho_{comb}|_{298K} = \frac{101300 Pa}{\left(166 \frac{J}{Kg.K}\right) \cdot 298K} = 2.0478 \frac{Kg}{m^3}$$

De igual forma la viscosidad media de la mezcla de reactantes, es estimada por analogía a partir de la ecuación 65, utilizando

$$\mu_{reactantes}|_{298K} = \frac{\dot{m}_{aire} \cdot \mu_{aire}|_{298K} + \dot{m}_{comb} \cdot \mu_{comb}|_{298K}}{\dot{m}_{aire} + \dot{m}_{comb}}$$

Tabla 3.8: Calculo de la densidad y viscosidad absoluta media de los reactantes para distintos regimenes de operación.

Condición de Operación	Densidad Media de Reactantes $\rho_{reactantes} _{298K} \left(\frac{Kg}{m^3}\right)$	Viscosidad Media de Reactantes $\mu_{reactantes} _{298K} (Pa.s)$
Mezcla Estequiométrica $\Phi = 1.0$	1.2365	0.000017844
Limite Superior de Inflamabilidad $\Phi = 2.26$	1.2933	0.000017172
Limite Inferior de Inflamabilidad $\Phi = 0.57$	1.2149	0.000018099

Se tiene en consideración la influencia de los límites óptimos de funcionamiento en mezcla pobre a fin de reducir la generación de NO_x, indicándose los límites requeridos para la relación de equivalencia.

$0.7 < \Phi < 0.8$ Límites óptimos para la mínima generación de NO_x.

$0.571 < \Phi < 2.267$ Límites de inflamabilidad para la combustión del propano.

La velocidad media del flujo de gases reactantes se calcula en función a distintos diámetros genéricos, considerando las condiciones de operación del quemador a la potencia nominal, y los tres distintos regimenes.

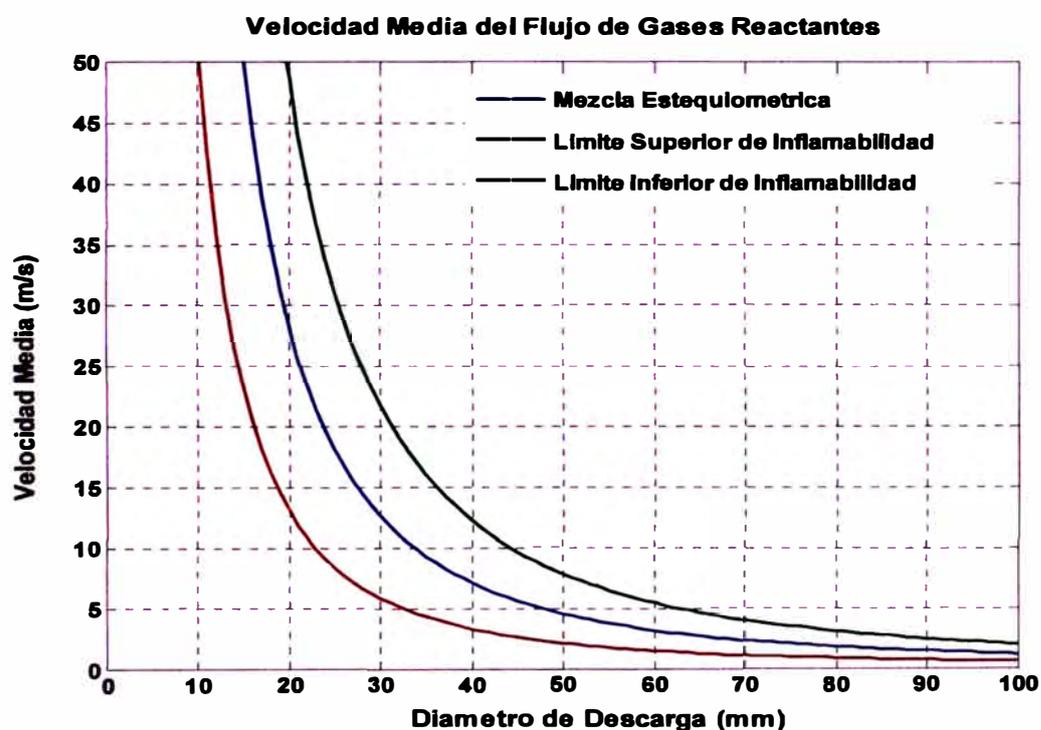


Figura 3.2: Diagrama de velocidades medias del flujo de gases reactantes $U_{reactantes}$ en función a distintos diámetros de descarga.

Con el objetivo de seleccionar el diámetro de descarga óptimo, se realiza la comparación entre las velocidades máximas permisibles a partir del criterio de funcionamiento estable de la flama (Tieszen, [79]), y tomando en cuenta la potencia nominal del quemador 32KW, y la velocidad de propagación del frente de flama turbulenta S_T .

A partir de la ecuación 27 para el cálculo de la propagación de flama turbulenta del propano, considerando la velocidad del frente de flama laminar en condiciones no perturbadas, se obtiene la siguiente expresión

$$\frac{S_T}{S_L^0} = 1 + 3.31 \left(\frac{u'}{S_L^0} \right)^{0.48} .$$

Para poder realizar el cálculo de la intensidad de la turbulencia u' , es necesario obtener una segunda ecuación que permita despejar este valor, ya que no se está realizando el modelamiento numérico tridimensional de los gases reactantes.

Con este fin, se utiliza la ecuación 29, que es válida para los regímenes de combustión en estructura ondulada y laminas delgadas de reacciones,

$$S_T = S_L^0 + \tilde{\sigma} \left(1 - 1.3 \left(\frac{\ell}{l_0} \frac{u'}{S_L^0} \right) \right) , \text{ la constante viene representada por}$$

$$\tilde{\sigma} = -\frac{0.39}{2} \cdot \frac{l_0}{\delta_L} + \sqrt{\left(\frac{0.39}{2} \cdot \frac{l_0}{\delta_L} \right)^2 + 0.78 \frac{u' l_0}{S_L^0 \cdot \delta_L}} .$$

El cálculo del espesor de la flama laminar se realiza a partir de $\delta_L = \frac{D_R}{S_L^O}$, considerando la ecuación 20 para el cálculo de la difusividad generalizada, con una modificación en los valores para las condiciones de los reactantes, que se toman a 298K, nótese que se esta considerando además el valor de la velocidad del frente de flama laminar en condiciones no perturbadas S_L^O .

El cálculo de la difusividad $D_R = \frac{\left(\frac{k_{reactantes}}{C_p^{reactantes}} \right) \Big|_{1500K}}{\rho_{reactantes} \Big|_{298K}}$, utiliza los valores para la

conductividad térmica $k_{reactantes} \Big|_{1500K}$, y el calor específico de los reactantes $C_p^{reactantes} \Big|_{1500K}$, son obtenidos de tablas termofísicas para una temperatura de 1500K, a partir de la referencia [50].

Para aire atmosférico a 1500K, se tiene a partir de tablas termofísicas, se tienen los valores $k_{aire} \Big|_{1500K} = 0.09671 \frac{W}{m.K}$ y $C_{p_{aire}} \Big|_{1500K} = 1239.18 \frac{J}{Kg.K}$.

Considerando la mezcla de gases que conforman el propano comercial, a partir de los valores de la tabla 2.1, se muestra la siguiente tabla resumen, con las propiedades evaluadas a 1500K, los datos específicos de cada combustible son tomados a partir de la referencia [50].

Tabla 3.9: Valores de conductividad térmica y calor específico para cada componente del propano comercial a 1500K. Datos tomados de [50].

Combustible	Fracción Molar x_i	Conductividad Térmica 1500K $k_i \left(\frac{W}{m.K} \right)$	Calor Específico 1500K $C_{p_i} \left(\frac{J}{Kg.K} \right)$
C_2H_6 (Etano)	0.0056	0.2856	4842.68
C_3H_8 (Propano)	0.9763	0.28	4661.69
iC_4H_{10} (Iso butano)	0.0094	0.180	4586.17
nC_4H_{10} (Normal butano)	0.0086	0.253	4576.87

El cálculo de la conductividad térmica y el calor específico de la mezcla de gases que forman el propano comercial, se realiza a partir de la siguiente expresión basada en el promedio ponderado de las fracciones molares, con las propiedades evaluadas a 1500K.

Conductividad térmica de la mezcla de gases

$$k_{comb}|_{1500K} = \sum_{i=1}^n x_i \cdot k_i$$

Calor específico de la mezcla de gases

$$C_{p_{comb}}|_{1500K} = \sum_{i=1}^n x_i \cdot C_{p_i}$$

Finalmente se obtiene para el propano comercial a 1500K,

$$k_{comb}|_{1500K} = 0.2788 \frac{W}{m.K}, \text{ y } C_{p_{comb}}|_{1500K} = 4660.79 \frac{J}{Kg.K}.$$

La conductividad térmica y calores específicos de la mezcla de reactantes bajo distintos regímenes de operación, se calculan como un promedio ponderado de

los valores individuales para el aire de combustión y el combustible, tomando en cuenta los flujos másicos respectivos, obteniéndose

$$k_{\text{reactantes}}|_{1500K} = \frac{\dot{m}_{\text{aire}} \cdot k_{\text{aire}}|_{1500K} + \dot{m}_{\text{comb}} \cdot k_{\text{comb}}|_{1500K}}{\dot{m}_{\text{aire}} + \dot{m}_{\text{comb}}}$$

$$C_p^{\text{reactantes}}|_{1500K} = \frac{\dot{m}_{\text{aire}} \cdot C_p^{\text{aire}}|_{1500K} + \dot{m}_{\text{comb}} \cdot C_p^{\text{comb}}|_{1500K}}{\dot{m}_{\text{aire}} + \dot{m}_{\text{comb}}}$$

De igual forma la densidad del aire de combustión y el propano, son calculadas independientemente a la temperatura de 298K y una presión de 101300 Pa,

$$\text{obteniéndose } \rho_{\text{aire}}|_{298K} = 1.1844 \frac{\text{Kg}}{\text{m}^3} \text{ y } \rho_{\text{comb}}|_{298K} = 2.0478 \frac{\text{Kg}}{\text{m}^3}.$$

La densidad final de la mezcla de reactantes se calcula con una función de ponderación basada en los flujos másicos,

$$\rho_{\text{reactantes}}|_{298K} = \frac{\dot{m}_{\text{aire}} \cdot \rho_{\text{aire}}|_{298K} + \dot{m}_{\text{comb}} \cdot \rho_{\text{comb}}|_{298K}}{\dot{m}_{\text{aire}} + \dot{m}_{\text{comb}}}.$$

El cálculo de la longitud de Markstein ℓ , se realiza a partir de las ecuaciones 30 y 31, donde la velocidad de flama laminar no perturbada S_L^0 , se calcula a partir de la correlación 60, previamente definida.

Debido a que los valores de cálculo para la relación de equivalencia del propano comercial $0.57 < \Phi < 2.26$, se hallan fuera de rango, tanto para el cálculo de la velocidad del frente de flama laminar $0.6 < \Phi < 1.4$, como para el cálculo del

número de Markstein $0.8 < \Phi < 1.44$, se consideran solamente los valores límite permisible para cada propiedad calculada.

Utilizando los valores del flujo másico de aire de combustión y combustible, encontrados previamente en la tabla 2.7, se muestra la siguiente tabla resumen de cálculos de las propiedades termofísicas y el espesor de flama laminar.

Tabla 3.10: Resumen de cálculos de las propiedades termofísicas y el espesor de flama laminar bajo distintos reglmenes de operación a la potencia nominal 32KW.

Φ	\dot{m}_{aire} ($\frac{Kg}{s}$)	\dot{m}_{comb} ($\frac{Kg}{s}$)	$k_{reactantes} _{1500K}$ ($\frac{W}{m.K}$)	$C_p^{reactantes} _{1500K}$ ($\frac{J}{Kg.K}$)	$\rho_{reactantes} _{298K}$ ($\frac{Kg}{m^3}$)	S_L^o ($\frac{cm}{s}$)	Ma	δ_L (mm)
1.0	0.0108	0.000693	0.1077	1445.49	1.2365	39.5	3.87	0.1526
2.26	0.0048	0.000693	0.1197	1670.85	1.2933	27.1	0.00	0.2043
0.57	0.0189	0.000693	0.1032	1360.20	1.2149	10.2	5.63	0.6090

Para el cálculo iterativo del diseño geométrico preliminar, se establece que el diámetro hidráulico de descarga equivale a la longitud en la macroescala del flujo $L = D_q$, donde la longitud de escala integral es estimada a partir de

$$\frac{L}{l_o} = 1.2, \text{ (Comtte y Corrsin, [42])}.$$

Finalmente se replantean las ecuaciones 29 y 27, igualándolas para hallar el valor de la intensidad turbulenta u' y posteriormente la velocidad de

propagación turbulenta S_T , en cada condición de operación, según los límites

$$\text{de inflamabilidad } S_T = S_L^o + \tilde{\sigma} \left(1 - 1.3 \left(\frac{\ell}{l_o} \frac{u'}{S_L^o} \right) \right) = S_L^o \left(1 + 3.31 \left(\frac{u'}{S_L^o} \right)^{0.48} \right).$$

El criterio planteado por Van Quickenbome, expresa que la velocidad media del flujo de reactantes no debe ser inferior al valor de la velocidad de propagación del frente de flama turbulenta, a partir de ello se establece un primer criterio para la restricción de la velocidad de los reactantes, tal que $U_{reactantes} \geq S_T$, los resultados se muestran en la siguiente grafica.

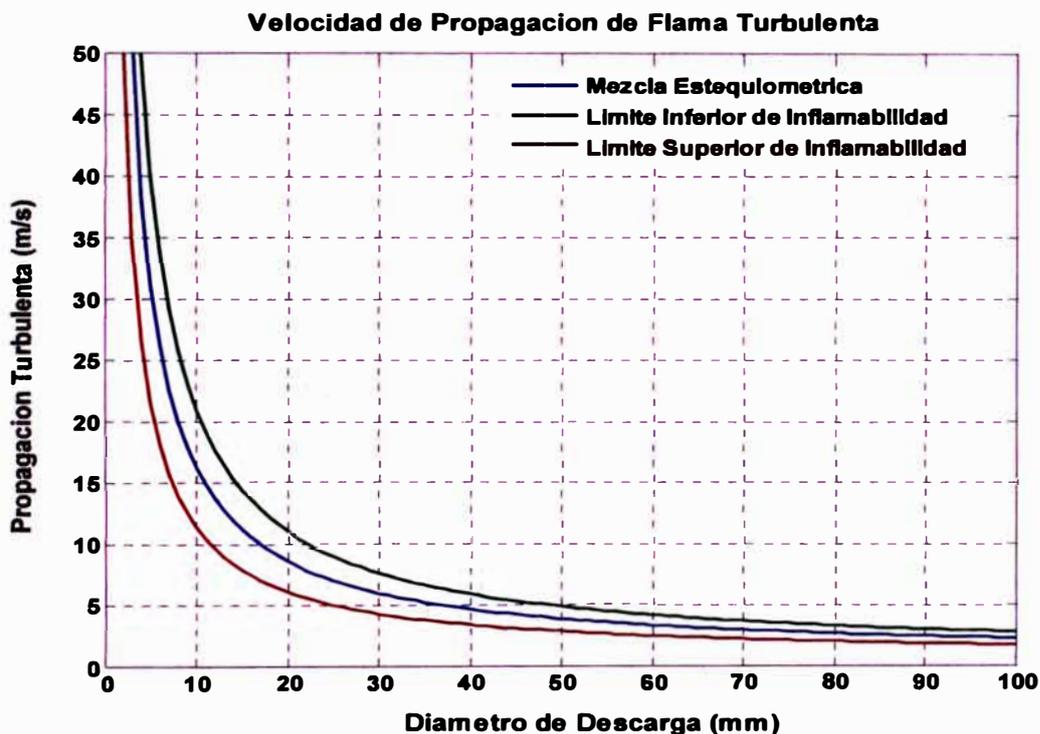


Figura 3.3: Variación de la velocidad de propagación de flama turbulenta S_T para distintos diámetros de diseño del quemador.

Se observa que las máximas velocidades de propagación turbulenta se dan en condiciones de mezcla pobre $\Phi = 0.57$, donde además la velocidad media de los reactantes también alcanza sus valores más altos.

Basándonos en esta característica, se realiza la comparación de las velocidades de propagación turbulenta y las velocidades medias de los reactantes en función a los límites previamente establecidos para la inflamabilidad de la mezcla.

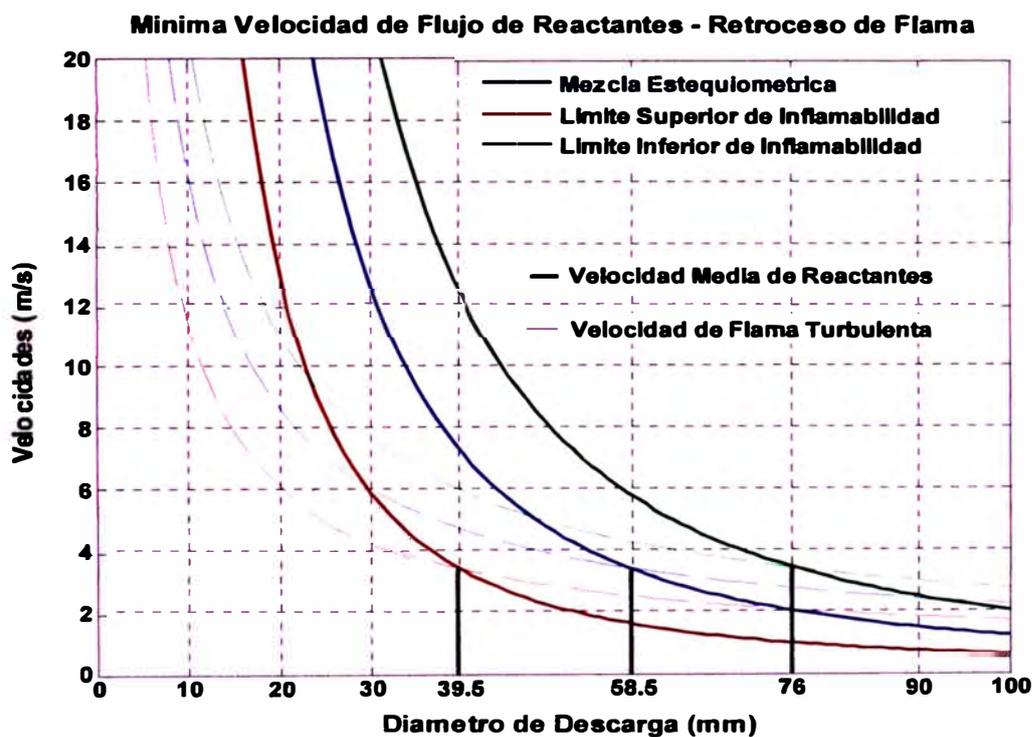


Figura 3.4: Comparación de los diámetros de descarga críticos, en función de la velocidad de propagación de flama turbulenta S_T y la velocidad media de reactantes $U_{reactantes}$.

Del gráfico anterior se deduce que la condición de estabilidad de flama sin que ocurra retroceso, se produce según los siguientes valores del diámetro de descarga del quemador.

Tabla 3.11: Estimación de diámetros máximos permisibles para evitar el retroceso de flama a la potencia nominal de operación.

Condición de Operación	Diámetro Máximo Permisible (mm)
Mezcla Estequiométrica	58.5
Limite Inferior de Inflamabilidad	76.0
Limite Superior de Inflamabilidad	39.5

Paralelamente se realiza el cálculo de la velocidad límite de soplado partiendo de las correlaciones planteadas por Kalghati [79], utilizando la velocidad de soplado adimensional, se calcula el factor H en función al diámetro de descarga D_q .

Antes de realizar el cálculo, se plantean las siguientes premisas.

- El quemador trabaja en una atmosfera con condiciones termofísicas son variables, es decir temperatura y presión variables en la cámara de combustión.
- Se presentan siempre dos situaciones límite, mínima temperatura en la cámara de combustión, asociada al inicio del proceso de cocción de los materiales refractarios, y máxima temperatura de la cámara de combustión, asociada al final del proceso de cocción.

Las temperaturas límite dan como resultado dos densidades límite en la atmósfera de la cámara de combustión, las cuales son introducidas en las correlaciones a fin de investigar su influencia en el diseño del quemador.

$T_{ambiente}^{max}$: Temperatura máxima en la cámara de combustión (K)

$T_{ambiente}^{min}$: Temperatura mínima en la cámara de combustión (K)

$\rho_{ambiente}^{max}$: Densidad a temperatura máxima en la cámara de combustión ($\frac{Kg}{m^3}$)

$\rho_{ambiente}^{min}$: Densidad a temperatura mínima en la cámara de combustión ($\frac{Kg}{m^3}$)

Para las aplicaciones convencionales de operación a las que está sometida el quemador, se requiere que la presión dentro de la cámara de combustión se mantenga constante y cercana a la presión externa (atmosférica).

Considerando que la aplicación actual se llevará a cabo en un horno de cocción de material refractario, el diseño de estos hornos obliga a mantener siempre presiones dentro de la cámara, iguales a la presión atmosférica exterior, considerada en los cálculos como $1\text{atm} = 101300\text{ Pa}$.

El objetivo de mantener presiones cercanas a la atmosférica, es minimizar las pérdidas ya sea por fugas de gases calientes o insuflamiento de aire frío desde

el exterior, las cuales aparecen cuando las presiones exceden o son inferiores a la presión atmosférica respectivamente.

Los rangos de temperatura de operación de los hornos de cocción refractaria, se hallan entre un mínimo de 50 C° en la cámara y una temperatura máxima de quema de 1300 C°, por lo tanto esos valores son tomados como los límites de operación de la cámara de combustión, teniéndose los valores críticos de temperatura mencionados previamente, $T_{ambiente}^{max} = 1573 K$, y $T_{ambiente}^{min} = 323 K$.

Tomando en cuenta que la presión dentro de la cámara de quema debe ser aproximadamente igual a la presión atmosférica exterior, las densidades correspondientes se calculan a partir de la ecuación de estado, considerando la atmosfera interna de la cámara como dióxido de carbono a las temperaturas correspondientes, las densidades son obtenidas de tablas de propiedades

termodinámicas contenidas en la referencia [49], $\rho_{ambiente}^{min} = \rho_{CO2}|_{323K} = 1.5250 \frac{Kg}{m^3}$, y

$$\rho_{ambiente}^{max} = \rho_{CO2}|_{1573K} = 0.3104 \frac{Kg}{m^3}.$$

Utilizando los valores determinados para las condiciones máximas y mínimas en la cámara de combustión, se calculan los valores de las velocidades de soplado en función a la relación de equivalencia Φ , y el valor de la densidad de reactantes bajo distintas condiciones de operación, en base a las ecuaciones 38, 39 y 40.

$$H_{\min} = \left[4 \cdot \Phi \left(\frac{\rho_{\text{reactantes}}}{1.5250 \frac{\text{Kg}}{\text{m}^3}} \right)^{0.5} + 5.8 \right] \cdot D_q = (3.2391(\Phi)(\rho_{\text{reactantes}})^{0.5} + 5.8) D_q$$

$$H_{\max} = \left[4 \cdot \Phi \left(\frac{\rho_{\text{reactantes}}}{0.3104 \frac{\text{Kg}}{\text{m}^3}} \right)^{0.5} + 5.8 \right] \cdot D_q = (7.1795(\Phi)(\rho_{\text{reactantes}})^{0.5} + 5.8) D_q$$

El valor de la máxima velocidad de propagación de flama laminar S_L^{\max} , requerida para el calculo del numero de Reynolds Re_H , viene expresada por el valor de la velocidad de flama laminar en condiciones no perturbadas, evaluada para la relación de equivalencia $\Phi = 1.1$, donde esta alcanza su máximo valor según los datos experimentales de la figura 1.31.

$$S_L^{\max} = S_L^0|_{1.1} = 40.3 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$$

$$Re_H^{\min} = \frac{(\rho_{\text{reactantes}}) \left(0.403 \frac{\text{m}}{\text{s}} \right) \cdot (3.2391(\Phi)(\rho_{\text{reactantes}})^{0.5} + 5.8) D_q}{\frac{\mu_{\text{reactantes}}}{\rho_{\text{reactantes}}}}$$

$$Re_H^{\max} = \frac{(\rho_{\text{reactantes}}) \left(0.403 \frac{\text{m}}{\text{s}} \right) \cdot (7.1795(\Phi)(\rho_{\text{reactantes}})^{0.5} + 5.8) D_q}{\frac{\mu_{\text{reactantes}}}{\rho_{\text{reactantes}}}}$$

Con las expresiones calculadas previamente, se estiman las velocidades límite de soplado para los distintos estados de operación del quemador, en función a distintos diámetros de diseño genéricos, según la siguiente grafica.

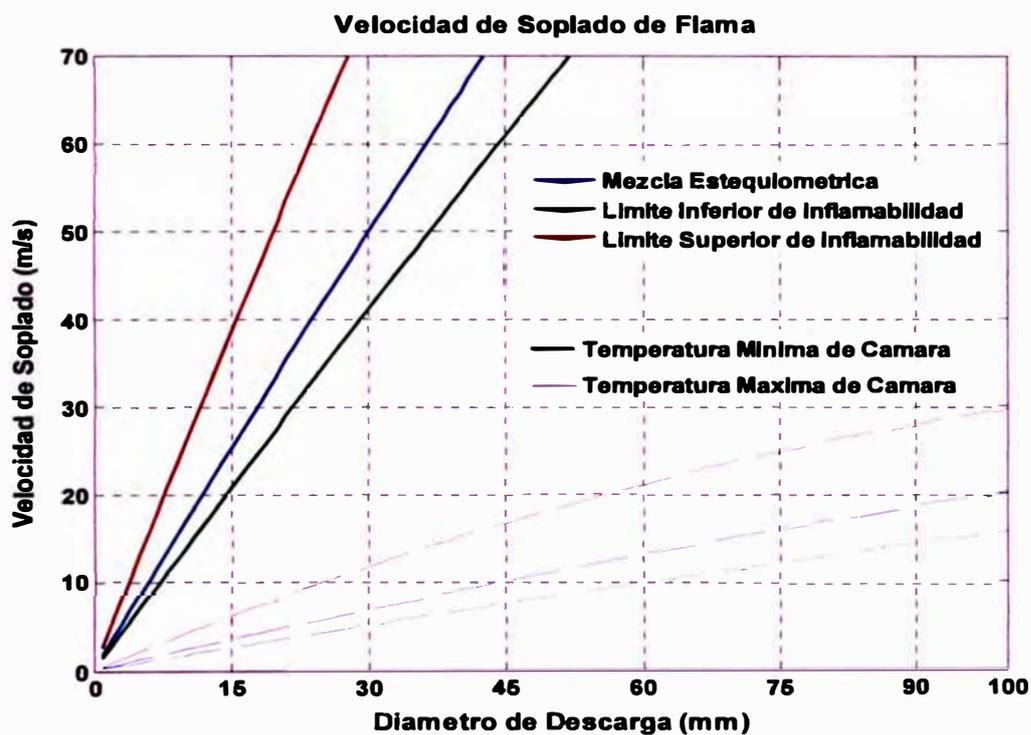


Figura 3.5: Variación de la velocidad límite de soplado $U_{soplado}$, bajo distintos regimenes de operación a la potencia nominal.

Se deduce que a mayores temperaturas en la cámara de combustión, las velocidades límite, a la cual la flama puede extinguirse por soplado, son menores, es decir la flama en el quemador es más vulnerable a extinguirse por soplado.

Este concepto esta relacionado al hecho de tener una menor densidad de los gases en la atmosfera de quema, lo cual favorece la difusión sobregadiante del flujo de reactantes, que se desplaza a $T_{reactantes} = 298K$, hasta antes del inicio del frente de flama, creándose un efecto de tiro directo a traves de la descarga del quemador, lo que propicia la ocurrencia de la extinción por soplado de flama.

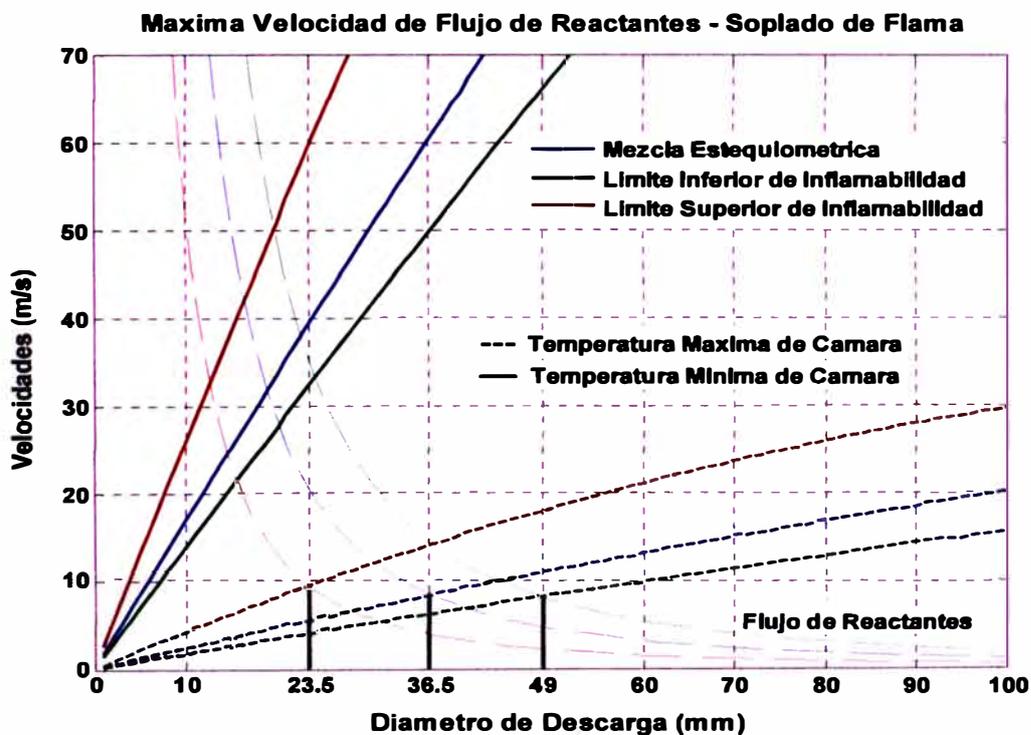


Figura 3.6: Comparación de los diámetros mínimos permisibles para evitar la extinción de flama por soplado, a la potencia nominal de operación.

A partir del gráfico anterior, se puede deducir que el análisis de las velocidades límites permisibles, debe darse bajo las condiciones de temperatura máxima de cámara de combustión $1300C^{\circ}$, ya que las velocidades límite de soplado son

menores y por lo tanto de mayor influencia para el proceso de restricción geométrica en la selección del diámetro de descarga del quemador.

Tabla 3.12: Estimación de diámetros mínimos permisibles para evitar el soplado de flama a la potencia nominal de operación.

Condición de Operación	Diámetro Mínimo Permissible (mm)
Mezcla Estequiométrica	36.5
Limite Inferior de Inflamabilidad	49.0
Limite Superior de Inflamabilidad	23.5

Se realiza el análisis total de restricción en condiciones estequiométricas, considerando los límites de soplado y retroceso de flama.

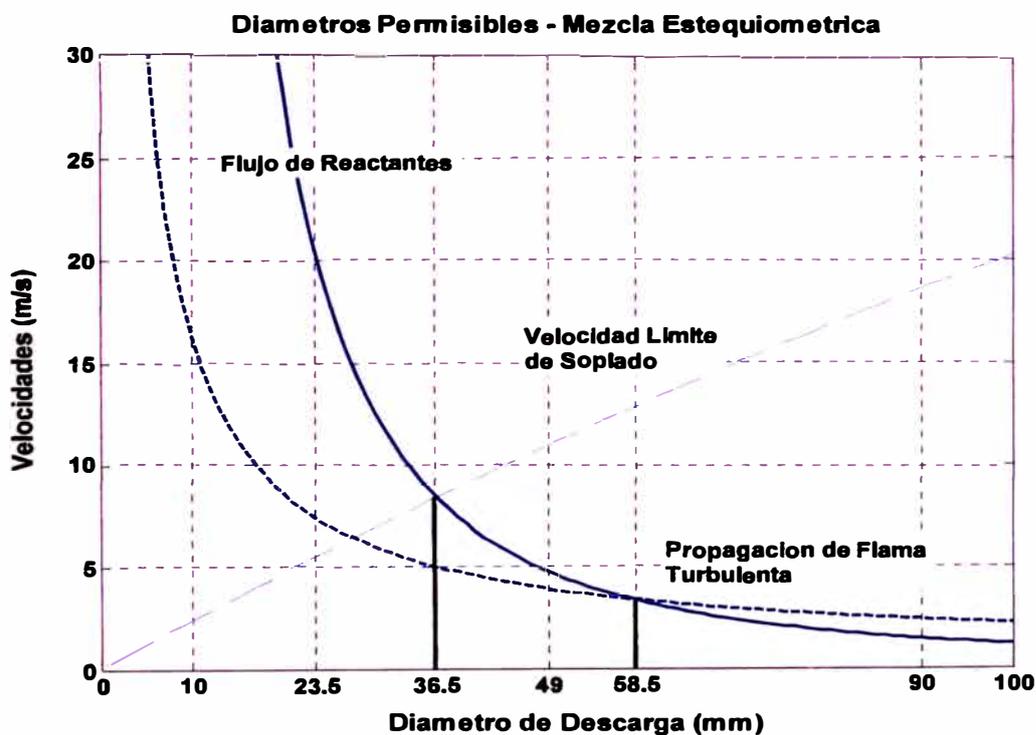


Figura 3.7: Calculo de los diámetros críticos para evitar el soplado y retroceso de la flama, a la potencia nominal en condiciones estequiométricas.

Partiendo del grafico anterior la delimitación del diámetro para condiciones estequiométricas y a la potencia nominal, viene dada por $36.5\text{mm} < D_q^{est} < 58.5\text{mm}$.

Para el análisis total de restricción en el límite inferior de inflamabilidad, debe tenerse en cuenta que los cálculos correspondientes a la velocidad de propagación de flama turbulenta se realizan con los valores de la relación de equivalencia $\Phi = 0.6$ y $\Phi = 0.8$, para el calculo de la velocidad del frente de flama laminar y el numero de Markstein respectivamente, debido a que dichas correlaciones están definidas para estos rangos mínimos.

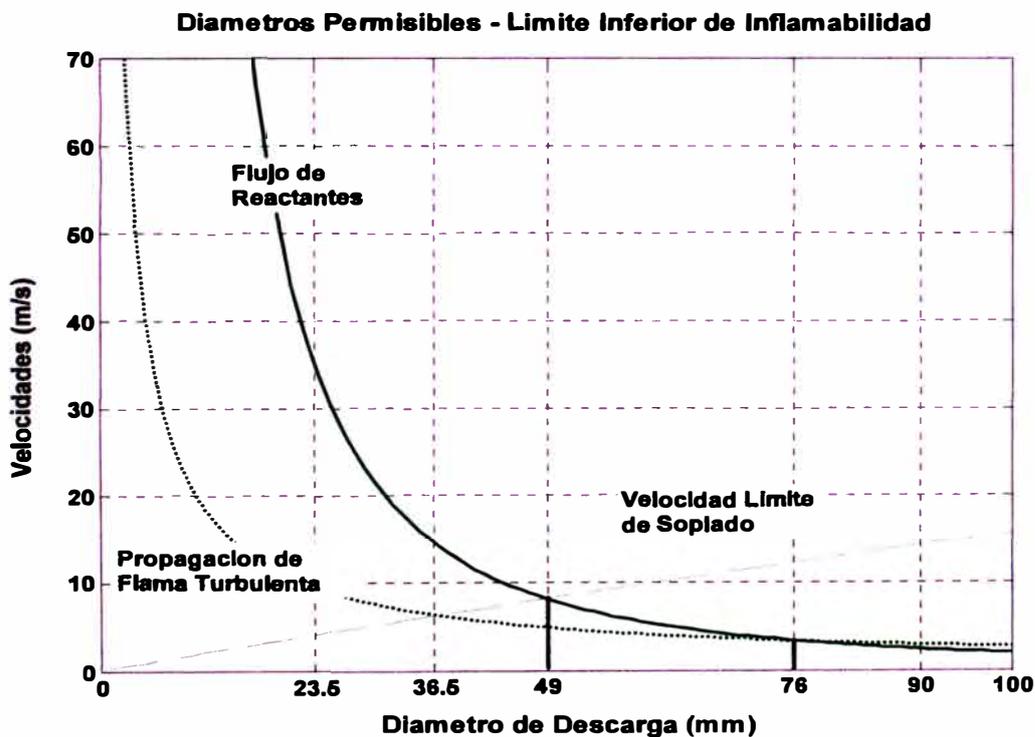


Figura 3.8: Cálculo de los diámetros críticos para evitar el soplado y retroceso de la flama, a la potencia nominal en el límite inferior de inflamabilidad.

Partiendo del grafico anterior la delimitación del diámetro en el límite inferior de inflamabilidad y a la potencia nominal, viene dado por $49\text{mm} < D_q^{\text{inf}} < 76\text{mm}$.

De igual forma el análisis total de restricción en el límite superior de inflamabilidad, se realiza considerando que los valores máximos de la relación de equivalencia utilizados para el calculo de la velocidad de flama laminar y el numero de Markstein son $\Phi = 1.4$ y $\Phi = 1.44$ respectivamente.

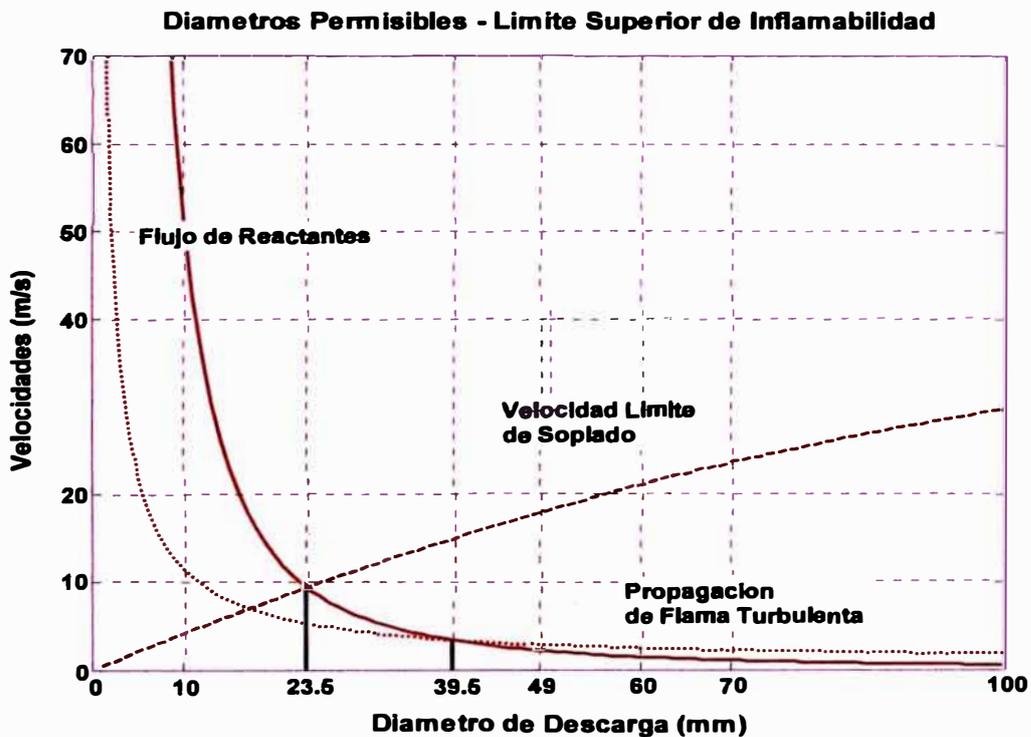


Figura 3.9: Calculo de los diámetros críticos para evitar el soplado y retroceso de la flama, a la potencia nominal en el límite superior de inflamabilidad.

Partiendo del grafico anterior, la delimitación del diámetro en el límite superior de inflamabilidad y a la potencia nominal, viene dado por $23.5\text{mm} < D_q^{\text{sup}} < 39.5\text{mm}$.

Finalmente se realiza la superposición de las curvas a fin de encontrar el intervalo común para la delimitación final de los diámetros.

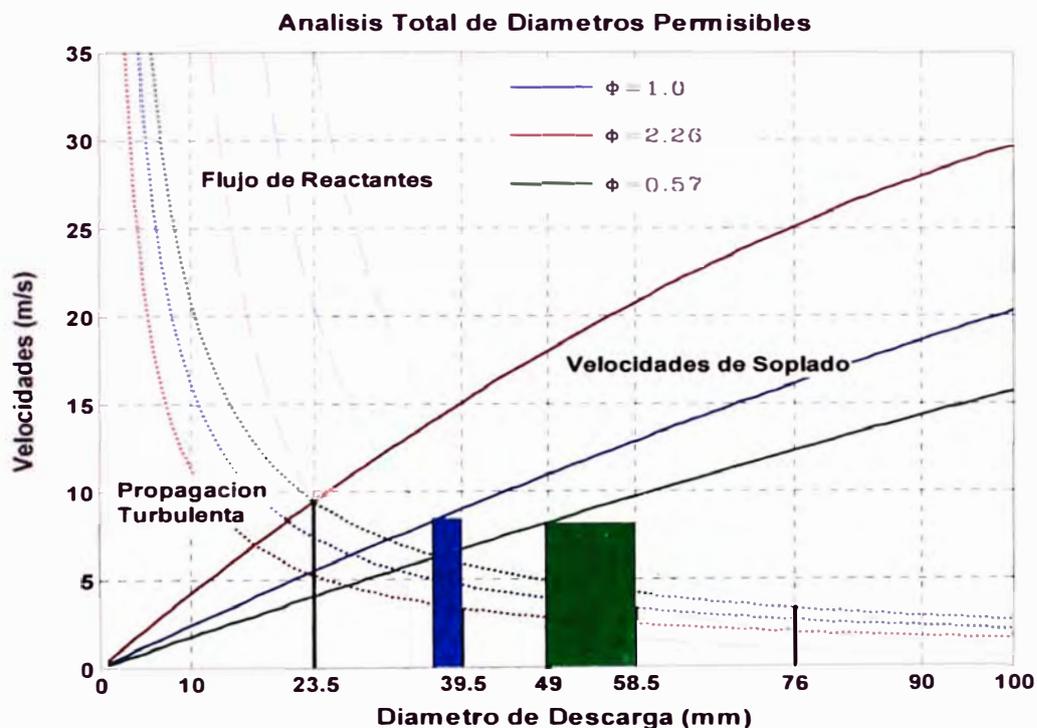


Figura 3.10: Estimación final del diámetro de diseño del quemador considerando los límites requeridos para evitar la extinción por soplado y retroceso de la flama.

La región sombreada en verde corresponde al intervalo de operación permisible común, para el régimen de mezcla estequiométrica y el límite inferior de

inflamabilidad, el diámetro de descarga permisible se halla entre $< 49mm - 58.5mm >$.

De igual modo la región sombreada en azul corresponde al rango de operación permisible para el régimen de mezcla estequiométrica y el límite superior de inflamabilidad, con una variación del diámetro permisible $< 36.5mm - 39.5mm >$.

Debido a que el quemador debe funcionar preferentemente en el rango de mezcla pobre $0.7 < \Phi < 0.8$, a fin de minimizar la generación de NOx, se realiza la selección del diámetro de descarga del quemador considerando las restricciones entre el régimen de funcionamiento en mezcla estequiométrica y el límite inferior de inflamabilidad, obteniéndose una variación permisible de $< 49mm - 58.5mm >$.

Este rango de diámetros posibles, equivalen a una variación de la relación de equivalencia teórica entre $< 0.57 - 1.0 >$, la selección final del diámetro para el quemador, se realiza como el promedio ponderado de los límites anteriormente mencionados, evaluados a partir de la siguiente expresión.

$$D_q = \frac{\sum \frac{D_{qi}}{\Phi_i}}{\sum \frac{1}{\Phi_i}} \quad (\text{Ecuación 66})$$

Se toma en cuenta una variación inversa entre el diámetro y la relación de equivalencia, ya que a mayor diámetro se tendrá un mayor requerimiento de

flujo de reactantes, que esta básicamente compuesto por flujo de aire, el cual al aumentar generara una disminución de la relación de equivalencia, empobreciendo la mezcla.

$$D_q = \frac{\frac{49mm}{1.0} + \frac{58.5mm}{0.571}}{\frac{1}{1.0} + \frac{1}{0.571}} = 55.04mm$$

Normalizando el valor encontrado, se obtiene finalmente el diámetro del quemador a utilizar como restricción geométrica de diseño, para el posterior proceso de optimización del perfil, $D_q = 55mm (2\frac{1}{6}"$).

El valor de la relación de equivalencia máxima correspondiente al diámetro de descarga definido, se recalcula ya que es el nuevo limite superior de inflamabilidad considerando el diámetro de diseño $D_q = 55mm$.

De lo calculado previamente, se utilizan las correlaciones 38, 39 y 40 de soplado de flama para la temperatura máxima de cámara.

$$H_{\max} = (7.1795(\Phi)(\rho_{\text{reactantes}}|\Phi)^{0.5}) + 5.8)D_q$$

$$\text{Re}_H^{\max} = \frac{(\rho_{\text{reactantes}}|\Phi) \left(0.403 \frac{m}{s}\right) \cdot (7.1795(\Phi)(\rho_{\text{reactantes}}|\Phi)^{0.5}) + 5.8)D_q}{\frac{\mu_{\text{reactantes}}}{\rho_{\text{reactantes}}|\Phi}}$$

En la condición límite de soplado debe cumplirse la siguiente igualdad, en base a la ecuación 40.

$$U_{soplado}^{\max} = \left(S_L^{\max} \left(\frac{\rho_{ambiente}^{\max}}{\rho_{reactantes}|\Phi} \right) \right)^{1.5} \left(0.017 Re_H^{\max} \left(1 - 3.5 \times 10^{-6} Re_H^{\max} \right) \right) = U_{reactantes}|\Phi.$$

Reemplazando los valores conocidos se resuelve iterativamente para Φ , obteniéndose $\Phi = 9.06$, para la condición $U_{soplado}^{\max} = U_{reactantes}|\Phi$, este valor se rechaza por estar fuera del rango real permisible.

Para el cálculo de la máxima velocidad de propagación de flama turbulenta, en el evento de retroceso de flama, se tiene

$$S_T|\Phi = \left(S_L^O|\Phi \left(1 + 3.31 \left(\frac{u'}{S_L^O|\Phi} \right)^{0.48} \right) \right) = U_{reactantes}|\Phi.$$

Se obtiene $\Phi = 1.15$, para la condición $S_T|\Phi = U_{reactantes}|\Phi$, este valor se halla en el rango posible de operación y es el valor calculado para el nuevo límite superior de inflamabilidad.

Según el esquema siguiente, la mínima velocidad media de reactantes en el límite superior de inflamabilidad $\Phi = 1.15$, debe ser $3.34 \frac{m}{s}$, en la posición de descarga del quemador, a fin de evitar el retroceso de flama.

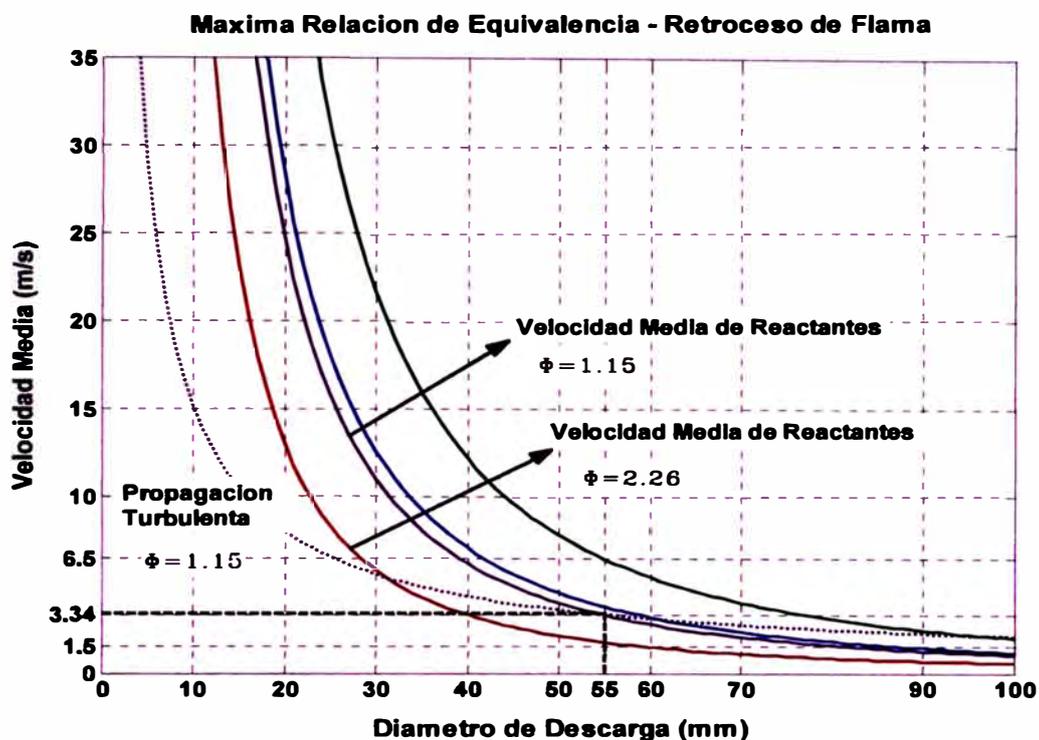


Figura 3.11: Curva crítica de operación para retroceso de flama en el nuevo límite superior de Inflamabilidad $\Phi = 1.15$, según el diámetro seleccionado para el quemador.

En función a los resultados teóricos obtenidos para la operación a la potencia nominal de 32KW, las velocidades máximas y mínimas del flujo de reactivos en la descarga del quemador bajo el régimen del límite superior de inflamabilidad, deben estar en el rango $< 12.98 \frac{m}{s} - 3.34 \frac{m}{s} >$, considerando los escenarios críticos de extinción por soplado y retroceso de flama respectivamente.

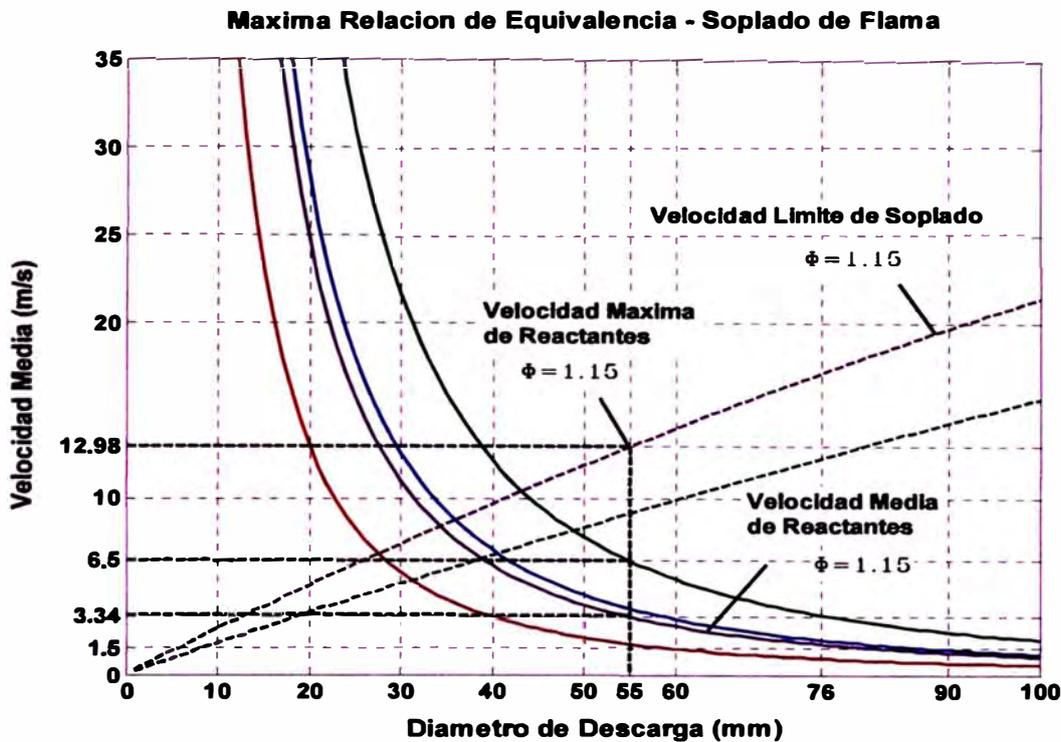


Figura 3.12: Curva crítica de operación para soplo de flama, en el nuevo límite superior de inflamabilidad $\Phi = 1.15$, según el diámetro seleccionado para el quemador.

3.2.3.- Resumen de cálculos fluidodinámicos en el régimen teórico de operación nominal

A partir del valor estimado para la máxima relación de equivalencia permisible $\Phi = 1.15$, se realiza el cálculo predictivo de los valores de velocidad media de reactantes, velocidad de propagación de flama turbulenta, velocidad límite de extinción por soplo y los respectivos flujos máxicos de aire y combustible para cada condición de operación a la potencia nominal de 32KW.

Tabla 3.13: Resumen de cálculos fluidodinámicos para la potencia nominal de operación 32KW, evaluados en el diámetro $D_q = 55mm$.

Φ	$U_{reactantes}$ (m/s)	S_T (m/s)	$U_{soplado}$ (m/s)	$\rho_{reactantes} _{298K}$ (Kg/m ³)	$\dot{m}_{reactantes}$ (Kg/s)	\dot{m}_{comb} (Kg/s)	\dot{m}_{aire} (Kg/s)
1.15	3.595	3.3400	12.9816	1.2437	0.0101	0.00069	0.0094
1.0	4.118	3.5307	12.1586	1.2365	0.0115	0.00069	0.0108
0.80	5.1268	3.8666	10.7931	1.2265	0.0142	0.00069	0.0135
0.70	5.874	4.0858	10.0943	1.2213	0.0162	0.00069	0.0155
0.57	7.182	4.4529	9.1702	1.2148	0.0197	0.00069	0.0190

Se incluyen los valores óptimos de minimización de NOx, operando con exceso de aire $0.7 < \Phi < 0.8$, en el punto de diseño la variación de la relación de equivalencia, se da solo por el control del flujo de aire de combustión.

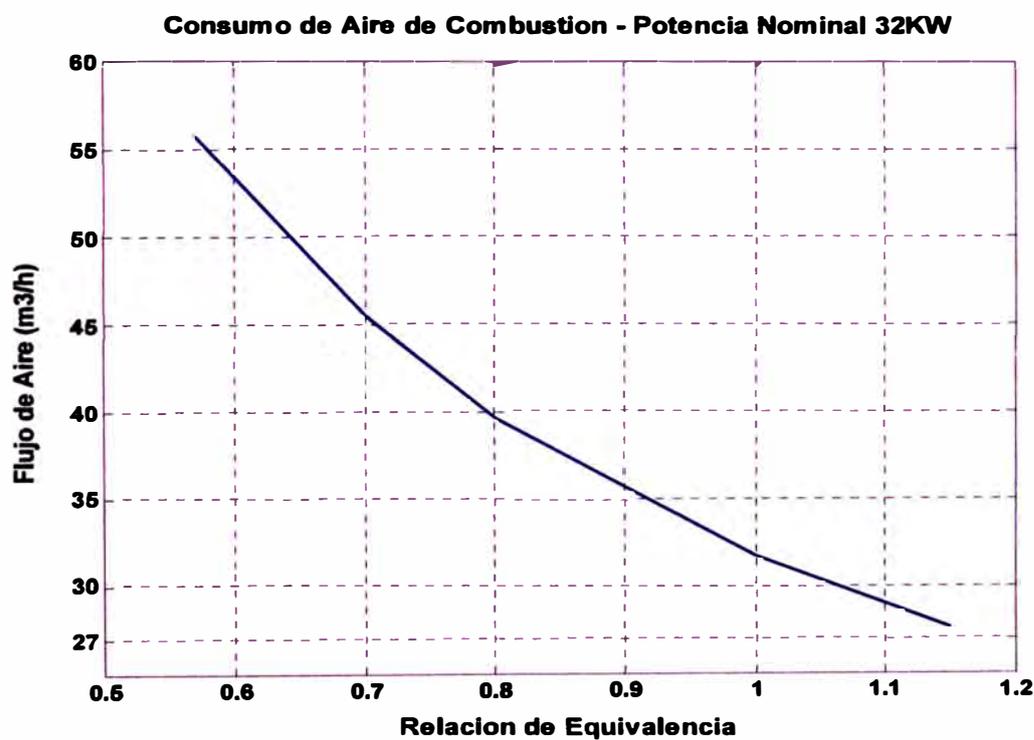


Figura 3.13: Consumo teórico del caudal de aire de combustión a 298K, para la potencia nominal de operación y diferentes regímenes de mezcla.

3.2.4.- Predicción de estados fluidodinámicos en régimen de operación variable

Este cálculo es realizado a partir de los límites establecidos para la velocidad media de los reactantes, que son determinados por las velocidades críticas de retroceso y soplado de flama, según el límite superior de inflamabilidad redefinido en $\Phi = 1.15$.

Se asume en todos los cálculos, que el valor de la intensidad de la turbulencia u' , no cambia con la variación de la velocidad media de los reactantes, de tal forma que se puede mantener constante el valor de la propagación de flama turbulenta S_T .

Para $\Phi = 1.15$ se tiene el mayor flujo másico de reactantes, lo que produce la mayor velocidad media, las máximas velocidades límite de soplado y las mínimas velocidades de propagación de flama turbulenta, definiendo el rango de operación de la mezcla de reactantes, $3.34 \frac{m}{s} < U_{reactantes} < 12.98 \frac{m}{s}$, sin afectar el funcionamiento de la flama.

Para determinar las máximas y mínimas potencias teóricas de operación, se realiza el cálculo del flujo másico de combustible, tomando los límites para la velocidad media de reactantes $U_{reactantes}$, según las velocidades críticas de soplado y retroceso de flama para cada régimen de operación definido por la relación de de equivalencia.

Esta consideración no es totalmente correcta ya que al aumentar o disminuir el valor de la velocidad media de los reactantes, varía también la escala integral de longitud l_o , haciendo que la velocidad de rotación de los vórtices cambie y por lo tanto el valor de u' .

El flujo másico de reactantes para cada velocidad límite, se calcula a partir de las ecuaciones 61, 62, 63 y 64, en el caso del combustible, se utiliza la relación másica aire combustible del propano, que viene expresada para cualquier valor de la relación de equivalencia a partir de la expresión

$$r_{AIC}|_{\Phi} = \frac{r_{AIC}|_{estequimetrica}}{\Phi} = \frac{15.5963 \frac{Kg_{aire}}{Kg_{comb}}}{\Phi}$$

La potencia teórica de operación, se calcula a partir del flujo másico de combustible, usando el poder calorífico inferior del propano comercial

$$H_{ci} = 46.1339 \frac{MJ}{Kg}, \text{ tomado de la referencia [50].}$$

Tabla 3.14: Cálculos fluidodinámicos para la potencia en régimen variable.

Φ	S_T (m/s)	$U_{soplado}$ (m/s)	$\rho_{reactantes}$ (Kg/m ³)	$U_{reactantes}$ (m/s)	$\dot{m}_{reactantes}$ (Kg/s)	\dot{m}_{comb} (Kg/s)	\dot{m}_{aire} (Kg/s)	Potencia (KW)
1.15	3.34	12.98	1.2437	12.98	0.0372	0.0026	0.0346	117.9
				3.34	0.0096	0.0007	0.0089	30.3
1.0	3.53	12.16	1.2365	12.16	0.0347	0.0021	0.0326	96.3
				3.53	0.0101	0.0006	0.0095	28.0
0.8	3.87	10.79	1.2265	10.79	0.0305	0.0015	0.0290	68.6
				3.87	0.0109	0.0005	0.0104	24.6
0.7	4.10	10.10	1.2213	10.10	0.0284	0.0012	0.0272	56.3
				4.10	0.0115	0.0005	0.0110	22.9
0.57	4.45	9.17	1.2148	9.17	0.0257	0.0009	0.0248	41.8
				4.45	0.0125	0.0004	0.0120	20.3

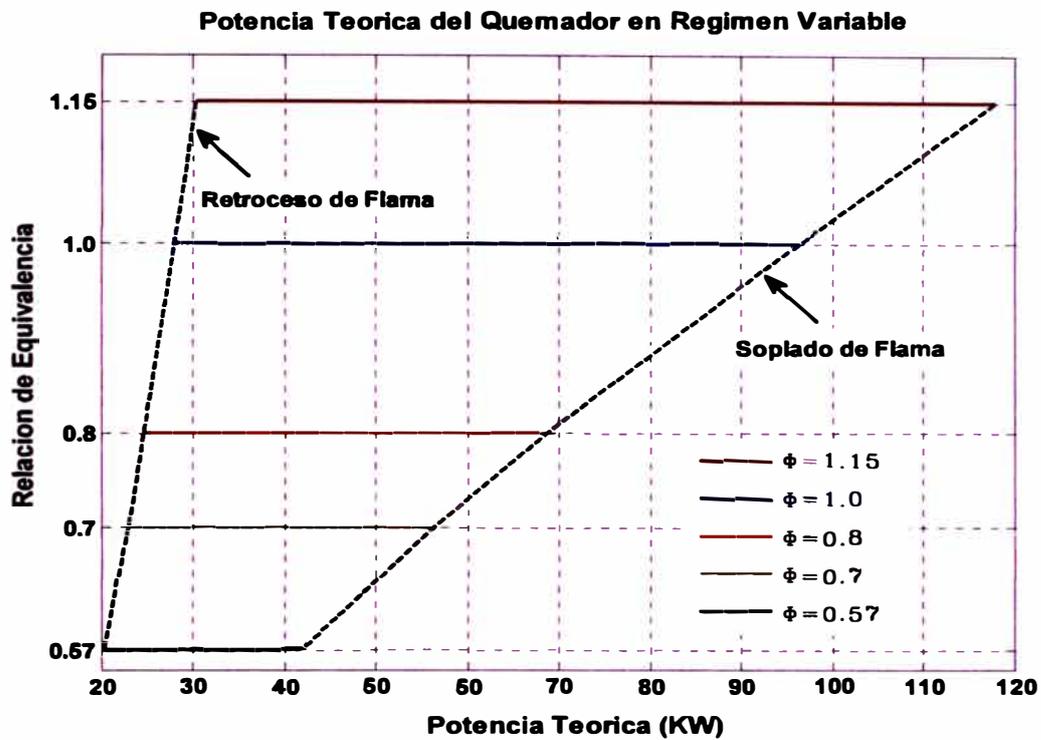


Figura 3.14: Variación teórica de la potencia de operación para distintas relaciones de equivalencia.

La estimación del flujo volumétrico de combustible, se realiza a partir de los resultados teóricos del flujo másico de combustible \dot{m}_{comb} , presentados en la tabla 2.14, considerando una densidad constante de $2.0478 \frac{Kg}{m^3}$, para el propano a 298K.

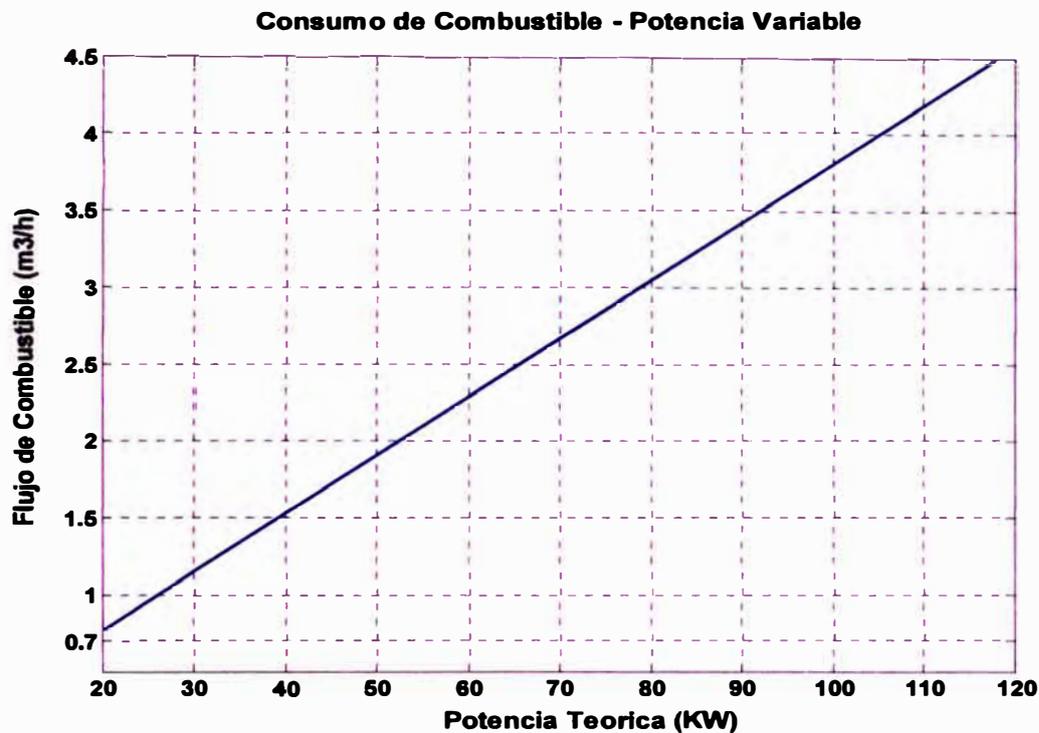


Figura 3.15: Variación teórica del consumo de combustible para distintas potencias de operación.

Los valores calculados para los caudales de aire de combustión y propano, son utilizados posteriormente durante la implementación del ensayo experimental de funcionamiento del quemador.

Los puntos correspondientes al límite de operación definido por la extinción de la flama por soplado, aparecen para los máximos flujos de aire de combustión y gas combustible en cada relación de equivalencia, lo que significa el mayor flujo másico posible para cada condición.

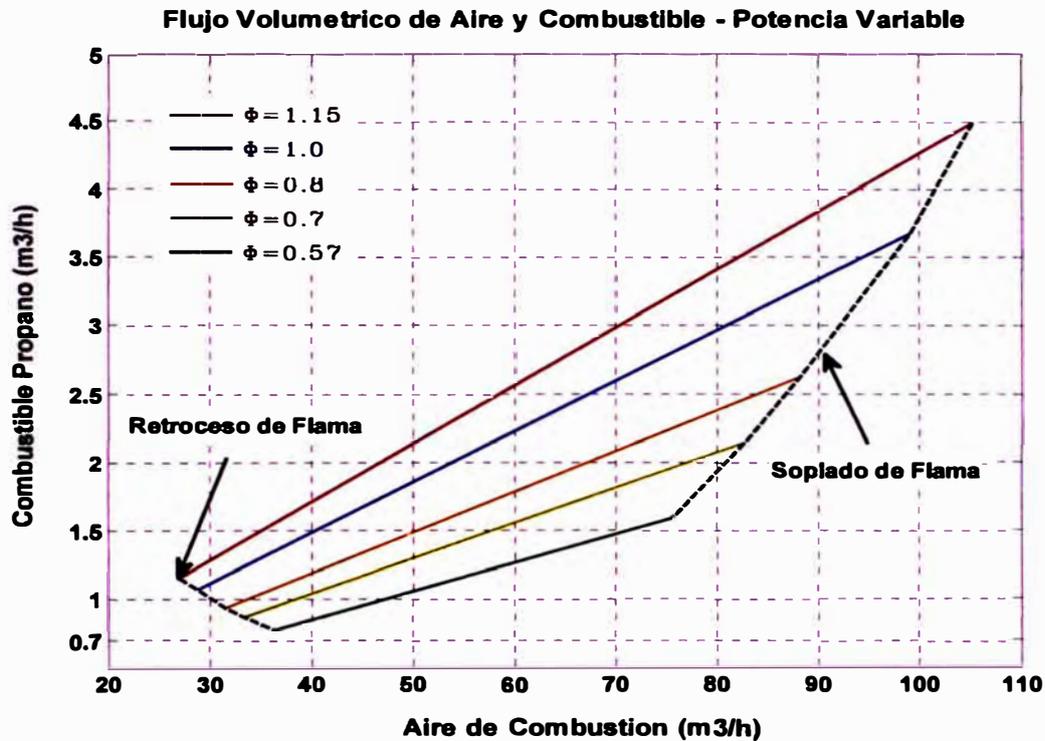


Figura 3.16: Diagrama teórico de la variación del consumo de aire y combustible, entre los límites de inflamabilidad redefinidos.

Para el límite de extinción por retroceso de flama se tienen los mínimos flujos de aire y gas, por lo tanto las mínima velocidad media de reactantes para cada condición de operación.

3.2.5.- Calculo de la presión de descarga máxima

Para estimar la presión estática de descarga máxima, a la que debe operar el quemador, se utiliza el concepto del coeficiente de flujo, cuyo rango usual de valores se halla entre $2.5 \leq K_f \leq 3$, según [31].

Partiendo de la definición de coeficiente de flujo, en la ecuación 41, se despeja para la presión estática del flujo de descarga, obteniéndose la siguiente expresión.

$$P_{estatica}|_{quemador} + P_{velocidad}|_{quemador} - P_{camara} = K_F \left(\frac{\rho_{reactantes} \cdot U_{reactantes}^2}{2} \right)$$

La presión de la cámara de combustión opera en valores cercanos a la presión atmosférica, por lo tanto la presión de velocidad en el punto de descarga del quemador viene expresada por la siguiente relación.

$$P_{velocidad}|_{quemador} = \left(\frac{\rho_{reactantes} \cdot U_{reactantes}^2}{2} \right) \quad (\text{Ecuación 67})$$

Despejando términos en la ecuación 41, para definir la expresión de cálculo de la presión estática manométrica en la descarga del quemador, se tiene la siguiente ecuación.

$$P_{estatica}|_{quemador} = (K_F - 1) \left(\frac{\rho_{reactantes} \cdot U_{reactantes}^2}{2} \right) \quad (\text{Ecuación 68})$$

Se toma el coeficiente de flujo más conservador $K_F = 3$, y se calcula las presiones estáticas absolutas en la descarga, a partir de los cálculos previos para la velocidad $U_{reactantes}$, y la densidad $\rho_{reactantes}$, de la mezcla de reactantes, a la potencia nominal de 32 KW, utilizando los datos establecidos en la tabla 2.13.

Tabla 3.15: Determinación analítica de la presión estática en la descarga del quemador, coeficiente de flujo asumido en $K_F = 3$, potencia nominal.

Φ	$U_{\text{reactantes}}$ (m/s)	$\rho_{\text{reactantes}} _{298K}$ (Kg/m ³)	$P_{\text{estatica}} _{\text{quemador}}$ (Pa)
1.15	3.595	1.2437	101316.1
1.0	4.118	1.2365	101320.9
0.80	5.1268	1.2265	101332.2
0.70	5.874	1.2213	101342.1
0.57	7.182	1.2148	101362.6

A fin de lograr una menor restricción del flujo de reactantes en el quemador, se toma la presión más alta como la presión de diseño para la descarga del quemador, teniéndose que $P_{\text{estatica}}|_{\text{quemador}} = P_{\text{reactantes}}^d = 101362.6 \text{ Pa}$.

3.2.6.- Cálculo de la presión de ingreso de aire de combustión en régimen variable

La presión estática del flujo de aire de combustión en el ingreso a la sección convergente-divergente, se calcula a partir de la teoría del flujo compresible subsónico para toberas convergentes divergentes, considerando el proceso como el flujo isentrópico de un gas perfecto, (Shames, [62]), a partir de la siguiente expresión.

$$P_{\text{aire}}^e = \frac{P_{\text{reactantes}}^d}{\left(1 + \frac{(k-1)}{2} \cdot \text{Mach}_d\right)^{\frac{-k}{k-1}}} \quad (\text{Ecuación 69})$$

Se considera la presión de ingreso del aire P_{aire}^e , como la presión de estancamiento en el plenum de aire de combustión.

El número de Mach en la descarga del quemador $Mach_d$, considera la velocidad del sonido para las condiciones termodinámicas correspondientes a la temperatura en la zona de reacción de la flama T^O , obtenida de los datos de la figura 1.15, y que a su vez son función de la relación de equivalencia Φ y la presión absoluta de descarga $P_{reactantes}^d$.

La correlación para el cálculo de la temperatura en la zona de reacción viene expresada por la siguiente ecuación, obtenida de los valores experimentales de la figura 1.15.

$$T^O = -569.08\Phi^2 + 1157.2\Phi + 768.25 \quad (\text{Ecuación 70})$$

Esta correlación es válida en el rango $0.52 < \Phi < 1.0$, para una presión de reactantes de 1atm (101300 Pa), la cual se toma como un valor aceptable ya que la presión de diseño para la descarga del quemador ha quedado establecida en 101362.6 Pa.

La velocidad del sonido y el número de Mach, para las condiciones termodinámicas en la zona de reacción T^O , vienen dados por las siguientes ecuaciones, (Shames, [62]).

$$C_{sonido} = \sqrt{k.R.(T^O)} \quad (\text{Ecuación 71})$$

$$Mach_d = \frac{U_{reactantes}}{C_{sonido}} \quad (\text{Ecuación 72})$$

El coeficiente isentrópico $k = \frac{C_p}{C_v}$, y la constante universal de los gases

$R = C_p - C_v$, se calculan de los calores específicos a presión y volumen constante, considerando el fluido como aire a la temperatura en la zona de reacción de la flama T^0 .

Para cada caso, el valor del calor específico a volumen constante, es despejado

a partir del conocimiento de la constante universal para el aire $R = 287 \frac{J}{Kg.K}$, y

el calor específico a presión constante, tomado de las tablas termodinámicas contenidas en [49].

Tabla 3.16: Determinación analítica de la presión estática absoluta P_{aire}^e , requerida en el aire de combustión que alimenta al quemador.

Φ	T^0 (K)	$U_{reactantes}$ (m/s)	$k = \frac{C_p}{C_v}$	$Mach_d$	P_{aire}^e (Pa)	$P_{reactantes}^d$ (Pa)
1.15	1346	12.98	1.3168	0.0182	102582.7	101362.6
		3.34		0.0047	101675.5	101362.6
1.0	1356	12.16	1.3158	0.017	102500.6	101362.6
		3.53		0.0049	101692.0	101362.6
0.8	1330	10.79	1.3184	0.0152	102382.8	101362.6
		3.87		0.0055	101727.6	101362.6
0.7	1299	10.10	1.3215	0.0144	102329.8	101362.6
		4.10		0.0058	101754.4	101362.6
0.57	1243	9.17	1.3271	0.0133	102262.0	101362.6
		4.45		0.0065	101798.3	101362.6

Para definir las condiciones termofísicas de la mezcla de reactantes en la descarga del quemador, se asumen condiciones iguales a la frontera entre la mezcla de gases reactantes y el inicio del frente de flama, según el esquema mostrado en la figura 1.14, ya que es esta la presión de descarga que genera el momentum lineal necesario para equilibrar el avance contrario de la propagación de la flama.

En este punto se considera las propiedades de la mezcla como las del aire de combustión solamente, debido a que el efecto de la adición del combustible en el cálculo, es despreciable en la variación de estos valores.

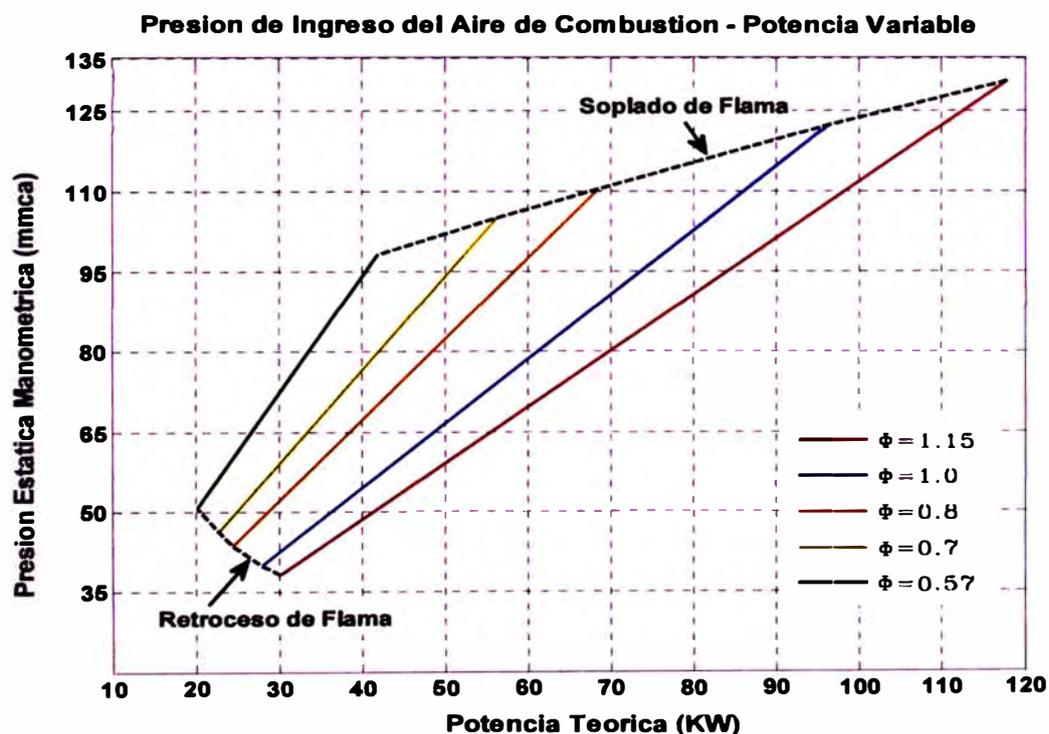


Figura 3.17: Diagrama teórico de la variación de la presión estática manométrica del aire de combustión requerido en la entrada del quemador.

La estimación de la presión del aire de combustión en la entrada al mezclador del quemador, permite obtener los rangos de operación que se utilizan en el ensayo experimental del quemador.

De igual forma, es posible predecir de manera teórica, cuales serán los límites de operación del sistema, en función a la máxima potencia teórica posible del quemador, la cual está basada en el flujo másico de combustible.

En la figura anterior, una mayor presión de ingreso del flujo de aire, genera un mayor flujo másico, produciendo las mayores velocidades medias en la descarga del quemador, dando inicio a las condiciones de extinción por soplado de flama, el caso inverso ocurre para las presiones mínimas, donde el quemador opera cerca al límite de retroceso de flama.

3.2.7.- Cálculo iterativo de parámetros para el diseño preliminar

Como se muestra en la siguiente figura, la introducción del perfil cilíndrico interior denominado "Zeppelin", en la zona de mezcla e inyección del combustible gaseoso, promueve teóricamente el desarrollo de la capa límite hacia la zona de inyección de combustible, por lo tanto genera las condiciones óptimas para el desarrollo del proceso de mezclado por inyección de fluidos en flujo cruzado.

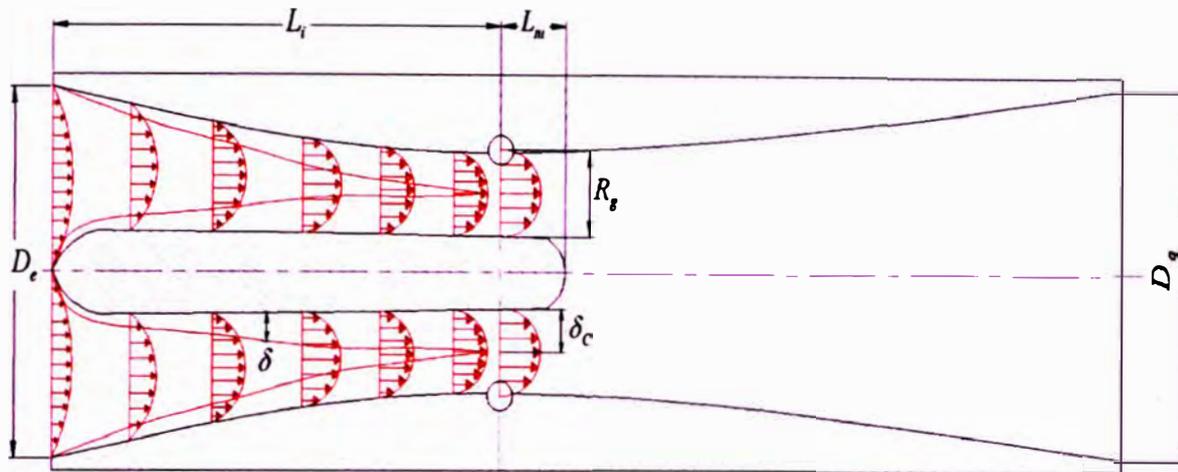


Figura 3.18: Esquema de desarrollo teórico del perfil de velocidad requerido para el flujo de aire de combustión en la zona de mezcla e inyección de gas.

De acuerdo a lo establecido en las consideraciones teóricas referentes a la mezcla por inyección de fluidos en flujos cruzados, para la zona de inyección de combustible, el flujo de aire de combustión, que viaja en sentido axial, debe hallarse teóricamente plenamente desarrollado.

Por lo tanto inmediatamente antes y durante el punto de inyección del combustible, debe cumplirse que $\delta_c \approx \frac{R_g}{2}$, es decir el espesor de la capa límite es igual a la semialtura en la zona de succión del quemador.

Partiendo de las consideraciones para flujo turbulento y teniendo en cuenta la ley de potencia un séptimo utilizada para cálculos de capa límite en flujos turbulentos, se calcula el espesor de la capa límite por medio de la siguiente expresión.

$$\frac{\delta_c}{z} = 0.37 \text{Re}_z^{-1/5} \quad (\text{Ecuación 73})$$

La longitud z corresponde a la posición axial en la que se halla la altura mínima de la zona de succión R_g , para este caso corresponde a la longitud inicial de ingreso definida como Li , reemplazando términos se obtiene la siguiente expresión.

$$\frac{\delta_c}{Li} = 0.37 \left(\frac{\rho_{aire}|_{298K} \left(\frac{U_{aire}^e + U_{aire}^g}{2} \right) \cdot Li}{\mu_{aire}|_{298K}} \right)^{-1/5} \quad (\text{Ecuación 74})$$

Se toma el promedio de las velocidades medias entre el ingreso y la zona de succión o punto de inyección de combustible, este promedio ha sido obtenido asumiendo de manera inicial un perfil de variación lineal desde la velocidad media del aire en la entrada al quemador U_{aire}^e , hasta la velocidad media en el punto de inyección de gas U_{aire}^g .

La consideración de una variación lineal de la velocidad, se debe a que aun no se conoce la forma del perfil interno en la zona convergente, únicamente se puede afirmar que el flujo de aire de combustión es sometido a un proceso de aceleración causada por la reducción gradual del área de paso en esta sección.

La viscosidad absoluta y la densidad del aire de combustión, se asumen como constantes a 298K (25C°) en la región convergente hasta el punto de inyección

de gas, obteniéndose $\mu_{aire}|_{298K} = 1.846 \times 10^{-5} Pa.s$ y $\rho_{aire}|_{298K} = 1.846 \times 10^{-5} Pa.s$, a partir de los datos termofísicos encontrados en [49].

Finalmente se obtiene una relación entre la semialtura de la zona de succión

$\delta_c = \frac{R_g}{2}$, la longitud inicial de ingreso L_i y la velocidad media del flujo de aire

de combustión en la zona de succión.

$$L_i = \left(\frac{\delta_c}{0.37} \right)^{\frac{5}{4}} \left(\frac{\rho_{aire}|_{298K} \left(\frac{U_{aire}^e + U_{aire}^g}{2} \right)}{\mu_{aire}|_{298K}} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (\text{Ecuación 75})$$

Para facilitar el cálculo se expresa la altura mínima en el punto de inyección de combustible R_g , en función a los radios definidos como radio de succión inferior y superior R_1 y R_2 respectivamente, tal como se muestra en la siguiente figura.

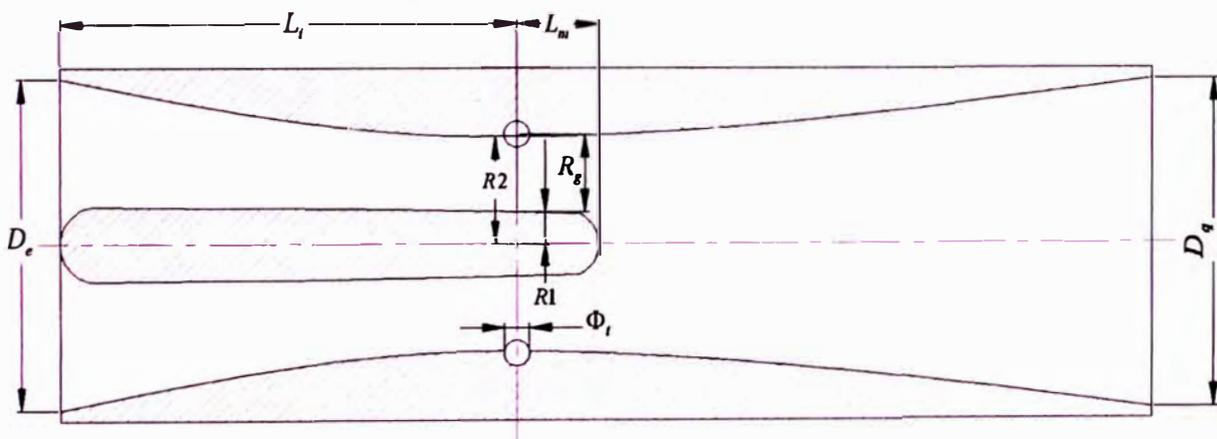


Figura 3.19: Esquema de parametrización de los radios superior e inferior en la zona de succión de la zona de mezcla del quemador.

La expresión que relaciona geoméricamente los parámetros para la zona de succión, en función a la geometría interna del quemador, queda finalmente expresada por.

$$Li = \left(\frac{R2 - R1}{2} \right)^{\frac{5}{4}} \left(\frac{\rho_{aire} |_{298K} \left(\frac{U_{aire}^e + U_{aire}^g}{2} \right)}{\mu_{aire} |_{298K}} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (\text{Ecuación 76})$$

Partiendo de la ecuación de continuidad para el flujo de aire de combustión en la zona de succión, se plantean las siguientes ecuaciones.

$$\dot{m}_{aire} = C_d^g \cdot \rho_{aire}^g \cdot U_{aire}^g \cdot (\pi R2^2 - \pi R1^2) \quad (\text{Ecuación 77})$$

$$C_d^g = 0.99575 - 3.7026(\text{Re}_D^g)^{-0.5} \quad (\text{Ecuación 78})$$

El numero de Reynolds del flujo de aire en la sección transversal de la zona de succión donde se inyecta el combustible, viene dado por $\text{Re}_D^g = \frac{\rho_{aire}^g \cdot U_{aire}^g \cdot D_h^g}{\mu_{aire}^g}$.

El diámetro hidráulico en la sección transversal para el punto de inyección de combustible o zona de succión $D_h^g = \frac{4(\pi \cdot R_2^2 - \pi \cdot R_1^2)}{2 \cdot \pi \cdot R_2 + 2 \cdot \pi \cdot R_1} = 2(R_2 - R_1)$.

El siguiente parámetro fluidodinámico a evaluar es la presión del flujo de aire de combustión en la zona de succión, a fin de determinar el nivel de depresión en

el punto de inyección, para flujos compresibles subsónicos y considerando al aire como un gas perfecto en flujo adiabático, se plantea la siguiente ecuación diferencial, basada en la primera ley de la termodinámica y la teoría de Bernoulli, (Shames, [62]).

$$-\frac{dP}{\rho} = \left(\frac{f_m}{D_m} \right) \frac{U^2}{2} dz + U(dU) + C_p dT \quad (\text{Ecuación 79})$$

El término diferencial $C_p dT$, representa el cambio de temperatura en el fluido por el efecto de la compresibilidad del flujo en la región convergente del quemador.

Se considera además la ecuación de estado $P = \rho.R.T$, y la correlación de Colebrook, para calcular el factor de fricción en intervalos amplios del número de Reynolds, en flujo compresible $5 \times 10^3 < Re < 10^8$, según la siguiente expresión.

$$f_m = \frac{0.25}{\left[\log \left(\frac{e}{3.7D_m} + \frac{5.74}{Re_m^{0.9}} \right) \right]^2} \quad (\text{Ecuación 80})$$

El valor de la rugosidad promedio en las paredes internas del mezclador, se toma igual al de tubería estirada $e = 0.0015mm$, a partir de los datos extraídos de [62].

Ya que no se conocen aun los valores exactos del perfil geométrico en la zona convergente, los parámetros fluidodinámicos son evaluados para un diámetro hidráulico medio entre la sección de ingreso al quemador y el punto de inyección de combustible en la zona de succión, $D_m = \frac{D_h^g + D_e}{2}$.

El flujo asumido para el aire de combustión, corresponde al de un gas perfecto en un proceso isentrópico, cumpliéndose $P \cdot v^k = \frac{P}{\rho^k} = \text{constante}$.

A partir de esta premisa, se obtiene la relación numérica para la variación de la densidad en la zona de succión, según la siguiente expresión.

$$\rho_{aire}^g = \left(\frac{P_{aire}^g}{P_{aire}^e} \right)^{\frac{1}{k}} \cdot \rho_{aire}^e \quad (\text{Ecuación 81})$$

El coeficiente isentrópico $k = \frac{C_p}{C_v}$ y la constante universal de los gases

$R = C_p - C_v$, se calculan de los calores específicos a presión y volumen constante, considerando el fluido como aire a una temperatura constante de 298K (25C°), la densidad del aire en la entrada al quemador es calculada a la misma temperatura y para cada una de las presiones de ingreso mostradas en la tabla 2.16.

Para cada caso, el valor del calor específico a volumen constante, es despejado a partir del conocimiento de la constante universal para el aire $R = 287 \frac{J}{Kg.K}$, y el calor específico a presión constante, de las tablas termofísicas contenidas en [49].

Realizando la integración analítica de la ecuación 79, entre las condiciones de entrada al quemador y la zona de succión o punto de inyección de combustible, se obtiene la siguiente expresión.

$$\left(\frac{k}{k-1}\right) \frac{P_{aire}^e}{\rho_{aire}^e} \left[1 - \left(\frac{P_{aire}^g}{P_{aire}^e}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{f_m U_m^2 \cdot L_i}{2 \cdot D_m} + \frac{(U_{aire}^g)^2 - (U_{aire}^e)^2}{2} \quad (\text{Ecuación 82})$$

A partir de la expresión anterior se puede obtener el valor de la presión estática del aire en la zona de succión P_{aire}^g , considerando las pérdidas de presión por fricción y la compresión del flujo, para todos los cálculos, se considera la viscosidad promedio del aire de combustión, constante a 298K, $\mu_{aire}|_{298K} = 1.846 \times 10^{-5} Pa.s$, obtenido de [49]

Utilizando la expresión semiempírica expresada en la ecuación 16, y considerando el concepto de punto óptimo de penetración del fluido para ductos circulares (Holdeman y Liscinsky, [26]), se obtiene una expresión que relaciona el momentum lineal óptimo, con la geometría interna de la zona de succión a

$$\text{partir de } C_{opt} = \frac{S}{R_g} \sqrt{J_{opt}} = 2.5.$$

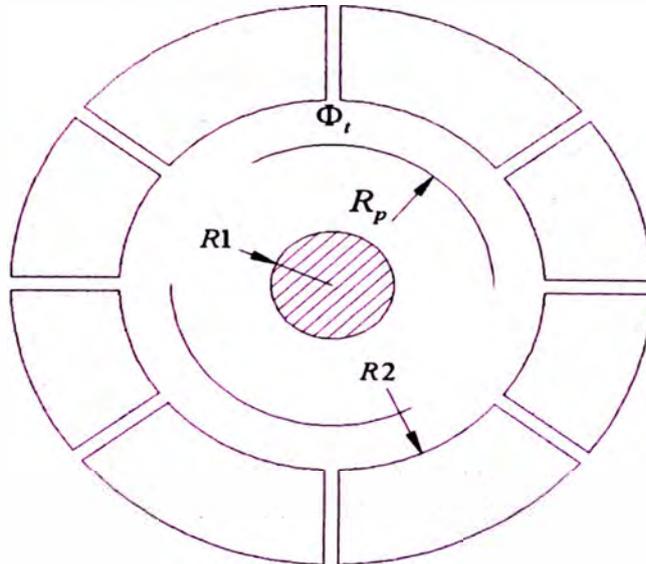


Figura 3.20: Corte transversal que muestra el radio de succión medio para una configuración arbitraria de la zona de succión.

De la figura anterior, para el punto óptimo de penetración del fluido inyectado

por las toberas, se tiene que $R_p = R1 + \frac{(R2 - R1)}{2} = \frac{R2 + R1}{2}$.

El espaciamiento circunferencial entre toberas viene expresado en función al número de toberas y los radios superior e inferior de succión, según

$$S = \frac{2\pi \cdot R_p}{n_t} = \frac{\pi(R2 + R1)}{n_t}.$$

Se plantea entonces la relación entre los radios de succión superior $R2$, e inferior $R1$, utilizando el concepto de penetración óptima del fluido inyectado, a

partir de la siguiente ecuación $C_{opt} = \left[\frac{\pi(R2 + R1)}{R2 - R1} \right] \sqrt{J_{opt}} = 2.5$.

El valor óptimo para la relación de momentum lineal, viene dado por la ecuación 12, donde se incluye el parámetro geométrico del diámetro de la tobera de inyección Φ_t , así como la semilatura de la zona de succión, que viene

expresado por la ecuación
$$J_{opt} = 0.045 \left(\frac{R_g}{\Phi_t} \right)^2 + \frac{3.08 \left(\frac{R_g}{\Phi_t} \right)^{1.65}}{\left(\frac{S}{\Phi_t} + 0.26 \right)^{1.29}}$$

Se calcula además la velocidad de inyección y la presión del plenum o presión de inyección del gas P_{comb} , con lo cual es posible encontrar los distintos diámetros permisibles para las toberas de inyección de acuerdo a cada régimen de operación.

Partiendo de la ecuación de continuidad para el flujo de combustible en cada tobera se plantean las siguientes expresiones.

$$\frac{\dot{m}_{comb}}{n_t} = C_d^{comb} \cdot \rho_{comb} \cdot U_{comb} \cdot \left(\pi \frac{\Phi_t^2}{4} \right) \quad (\text{Ecuación 83})$$

$$C_d^{comb} = 0.99575 - 3.7026 (\text{Re}_d^{comb})^{-0.5} \quad (\text{Ecuación 84})$$

Se asume la densidad y viscosidad absoluta para el propano a condiciones estándar 15C° , $\rho_{comb} = 2.0478 \frac{\text{Kg}}{\text{m}^3}$ y $\mu_{comb} = 8.256 \times 10^{-6} \text{ Pa.s}$, obtenidos a partir de los datos experimentales de [50].

El numero de Reynolds del flujo de combustible para cada tobera en el punto de

inyección (zona de succión), se calcula a partir de $Re_d^{comb} = \frac{\rho_{comb} \cdot U_{comb} \cdot \Phi_i}{\mu_{comb}}$.

El valor de la velocidad de inyección del flujo de combustible es obtenido a partir

del conocimiento de la relación de momentum óptima $\frac{U_{comb}}{U_{aire}^g} = \sqrt{\frac{\rho_{aire}^g}{\rho_{comb}} J_{opt}}$.

Finalmente la presión del plenum de combustible P_{comb} , se calcula partir de la siguiente expresión que toma en cuenta la compresibilidad del flujo de gas, según [31].

$$U_{comb} = \sqrt{2 \cdot \rho_{comb} [P_{comb} - P_{aire}^g]} \left[\left(\frac{\gamma_{comb}}{\gamma_{comb} - 1} \right) \left(\frac{\left(\frac{P_{comb}}{P_{aire}^g} \right)^{\frac{2}{\gamma_{comb}}} - \left(\frac{P_{comb}}{P_{aire}^g} \right)^{\frac{\gamma_{comb} + 1}{\gamma_{comb}}}}{1 - \frac{P_{comb}}{P_{aire}^g}} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

(Ecuación 85)

Los valores $\gamma_{comb} = \frac{C_p^{comb}}{C_v^{comb}}$ se calculan de los calores específicos a presión y

volumen constante del gas propano, para la temperatura en condiciones

estándar 15C°, teniéndose $C_p^{comb} = 1670 \frac{J}{Kg.K}$, $C_v^{comb} = 1480 \frac{J}{Kg.K}$, según

datos obtenidos de [50].

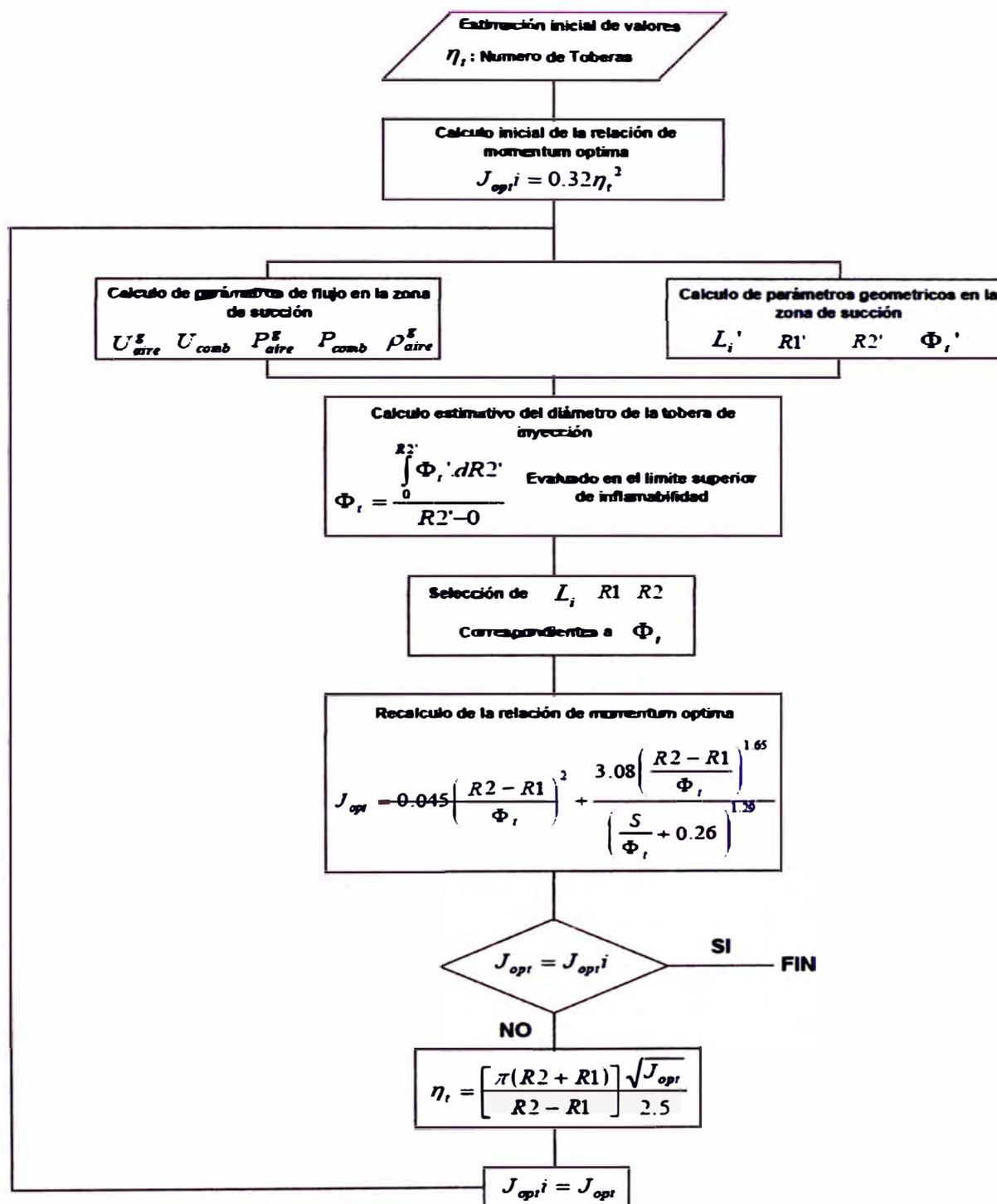


Figura 3.21: Esquema de cálculo para el proceso iterativo de optimización de los parámetros geométricos principales del quemador.

Con el objetivo de poder encontrar los valores óptimos correspondientes al radio inferior y superior en la zona de succión, el diámetro de inyección de las toberas y el número de toberas de inyección, se desarrolla un método iterativo de solución de acuerdo al algoritmo mostrado en la figura anterior.

Finalmente como resultado del cálculo iterativo, se obtienen los parámetros principales de diseño que sirven como rangos de oscilación para los cálculos de optimización del perfil interno del quemador.

Tabla 3.17: Valores geométricos optimizados para el diseño preliminar de la zona de mezcla del quemador.

Parámetro	Valor Óptimo
Numero de toberas n_i	6
Radio superior de succión $R2$	11.4 mm
Radio inferior de succión $R1$	1.9 mm
Diámetro de cada tobera Φ_i	1.4 mm

La longitud inicial de ingreso L_i , es seleccionada en función a los parámetros calculados mediante el método iterativo anterior, teniendo en cuenta para esta selección, la curva correspondiente al límite inferior de inflamabilidad, y utilizando la ecuación 76, previamente definida.

Se considera el punto de selección para el régimen del límite inferior de inflamabilidad $\Phi = 0.57$, ya que se tienen las mayores velocidades medias del flujo de aire de combustión en la región convergente, incrementándose la generación de vórtices en la macroescala y por lo tanto un desarrollo mas lento de la capa limite.

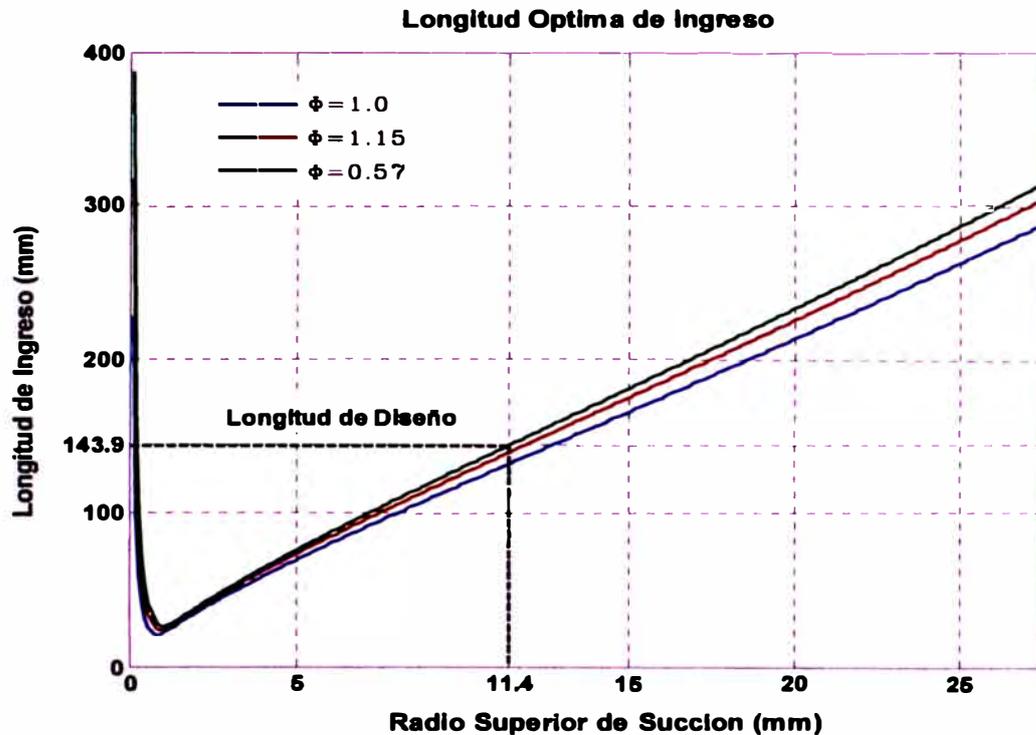


Figura 3.22: Calculo de la longitud inicial de ingreso, en función a los valores geométricos optimizados.

La longitud de ingreso es calculada en $L_i = 143.9\text{mm}$ y sirve como restricción geométrica para la posición de ubicación axial de las toberas de inyección de gas, durante los cálculos de optimización del perfil interno.

Esta longitud de ingreso, define la extensión de la región convergente del mezclador del quemador, en la cual teóricamente se alcanzan las condiciones requeridas para el flujo de aire de combustión plenamente desarrollado en el punto de inyección de combustible.

3.2.8.- Calculo de las dimensiones máximas del inserto de mezcla

La longitud de la zona de mezcla posterior al punto de inyección L_m , se restringe teniendo en cuenta la curva que sigue la trayectoria teórica del fluido inyectado, a fin de evitar el impacto de este con las paredes del inserto interior de mezcla, según el esquema explicativo de la siguiente figura.

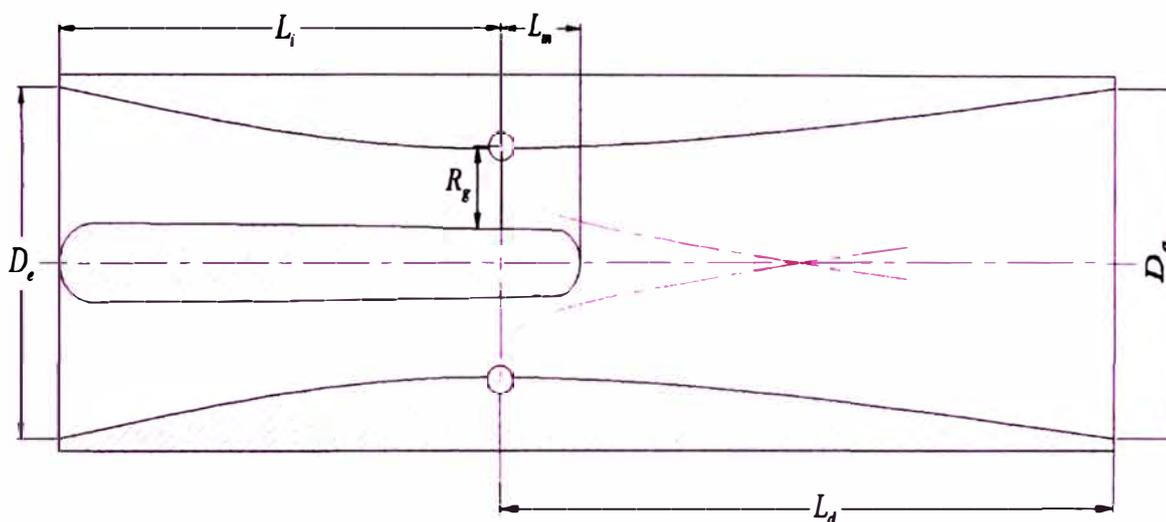


Figura 3.23: Esquema teórico que representa la curva de la trayectoria que seguirá el fluido inyectado y la restricción de no impacto.

Se calcula la trayectoria y penetración del fluido inyectado en el flujo transversal que para este caso es el aire de combustión, estimando la posición axial para la cual se tendrán las condiciones de inflamabilidad de la mezcla a partir de las ecuaciones 5 y 7.

$$\frac{\dot{m}_{\text{reactantes}}}{\dot{m}_{\text{comb}}} = \frac{\dot{m}_{\text{comb}} + \dot{m}_{\text{aire}}}{\dot{m}_{\text{comb}}} = 1 + \frac{J_{sr}}{A \cdot B} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{\text{aire}}^g}{\rho_{\text{comb}}}} \left(\frac{z}{J_{sr} \cdot \Phi_t} \right)^{1-B}, \quad \frac{r}{J_{sr} \cdot \Phi_t} = A \left(\frac{z}{J_{sr} \cdot \Phi_t} \right)^B$$

Las constantes, son el promedio aritmético entre sus límites $A = 2$ y $B = 0.315$.

El valor de la velocidad de inyección del flujo de combustible en cada tobera, se recalcula haciendo uso del valor del diámetro previamente encontrado para esta, así como su número óptimo, utilizando las ecuaciones 83 y 84, para el flujo másico de combustible.

Con los valores encontrados en la tabla 2.14, donde se detallan los límites máximos y mínimos del flujo másico de aire de combustión y combustible para cada potencia teórica de operación, se calculan los valores de la velocidad de inyección del propano U_{comb} , así como la velocidad del aire de combustión en la zona de succión U_{aire}^g .

La densidad del propano es asumida constante a $15C^{\circ}$, $\rho_{comb} = 2.0478 \frac{Kg}{m^3}$, obtenida a partir de los datos de tablas termofísicas [50], para el caso del aire de combustión, la densidad en la zona de succión es calculada a partir de la ecuación 81, conociendo previamente el valor de la presión en la zona de succión P_{aire}^g .

La presión del plenum de combustible P_{comb} , es calculada iterativamente a partir de la ecuación 85, conociendo la velocidad de inyección del propano, según la tabla 2.18.

Tabla 3.18: Resumen de cálculos fluidodinámicos para las velocidades de inyección del combustible y el aire de combustión en la zona de succión.

Φ	\dot{m}_{comb} (Kg/s)	\dot{m}_{aire} (Kg/s)	P_{aire}^e (Pa)	U_{aire}^g (m/s)	P_{aire}^g (Pa)	ρ_{aire}^g (Kg/m ³)	U_{comb} (m/s)	Potencia (KW)
1.15	0.0026	0.0346	102582.7	71.69	99479.7	1.1734	140.99	117.9
	0.0007	0.0089	101675.5	18.45	101462.9	1.1870	37.96	30.3
1.0	0.0021	0.0326	102500.6	67.46	99743.8	1.1753	113.88	96.3
	0.0006	0.0095	101692.0	19.68	101453.8	1.1870	32.54	28.0
0.8	0.0015	0.0290	102382.8	59.88	100204.8	1.1788	81.34	68.6
	0.0005	0.0104	101727.6	21.52	101446.7	1.1871	27.11	24.6
0.7	0.0012	0.0272	102329.8	56.11	100418.5	1.1805	65.07	56.3
	0.0005	0.0110	101754.4	22.75	101433.2	1.1870	27.11	22.9
0.57	0.0009	0.0248	102262.0	51.11	100672.7	1.1823	48.80	41.8
	0.0004	0.0120	101798.3	24.79	101422.9	1.1871	21.69	20.3

Se utilizan las propiedades del propano a condiciones estándar 15C°, a partir de

los datos de propiedades termofísicas obtenidos de [50], $C_p^{comb} = 1670 \frac{J}{Kg.K}$,

$$C_v^{comb} = 1480 \frac{J}{Kg.K}.$$

Tabla 3.19: Calculo teórico de las presiones del plenum de combustible propano, en base a la velocidad de inyección requerida.

Φ	\dot{m}_{comb} (Kg/s)	\dot{m}_{aire} (Kg/s)	P_{aire}^g (Pa)	U_{comb} (m/s)	P_{comb} (Pa)	Potencia (KW)
1.15	0.0026	0.0346	99479.7	140.99	119833.0	117.9
	0.0007	0.0089	101462.9	37.96	102938.3	30.3
1.0	0.0021	0.0326	99743.8	113.88	113022.4	96.3
	0.0006	0.0095	101453.8	32.54	102538.0	28.0
0.8	0.0015	0.0290	100204.8	81.34	106979.1	68.6
	0.0005	0.0104	101446.7	27.11	102199.2	24.6
0.7	0.0012	0.0272	100418.5	65.07	104753.8	56.3
	0.0005	0.0110	101433.2	27.11	102185.7	22.9
0.57	0.0009	0.0248	100672.7	48.80	103111.1	41.8
	0.0004	0.0120	101422.9	21.69	101904.6	20.3

Para cada régimen mostrado en la tabla anterior, se calcula el ratio de impulso J_{sr} , a partir de la ecuación 2, de tal forma que sea posible estimar las trayectorias que desarrolla el combustible inyectado.

Tabla 3.20: Posiciones axiales teóricas para las cuales se alcanzan condiciones de inflamabilidad, según cada régimen de operación.

Φ	U_{aire}^g (m/s)	ρ_{aire}^g (Kg/m ³)	U_{comb} (m/s)	J_{sr}	z (mm)	Potencia (KW)
1.15	71.69	1.1734	140.99	2.60	30.2	117.9
	18.45	1.1870	37.96	2.70	27.5	30.3
1.0	67.46	1.1753	113.88	2.23	40.5	96.3
	19.68	1.1870	32.54	2.17	41.9	28.0
0.8	59.88	1.1788	81.34	1.79	61.6	68.6
	21.52	1.1871	27.11	1.65	70.7	24.6
0.7	56.11	1.1805	65.07	1.53	83.5	56.3
	22.75	1.1870	27.11	1.57	78.7	22.9
0.57	51.11	1.1823	48.80	1.26	121.3	41.8
	24.79	1.1871	21.69	1.15	142.7	20.3

Para definir la longitud del inserto interior de mezcla (Zeppelin) en la región adyacente al punto de inyección, se proyecta el radio inferior de succión $R1$ de tal forma que el perfil del inserto no interfiera con la trayectoria del fluido inyectado para el régimen de operación mas critico, determinado por $\Phi = 1.15$ y 30.3KW, donde las condiciones de inflamabilidad se alcanzan para la posición axial $z = 27.5mm$, siendo la menor de todos los regimenes analizados.

El tener condiciones de inflamabilidad en posiciones axiales muy próximas al punto de inyección de combustible, como en el caso analizado anteriormente, representa un factor de riesgo en la operación del quemador, ya que se tienen

En el escenario de análisis de la máxima longitud del inserto de mezcla, se tienen además las mínimas condiciones de velocidad del flujo de aire de combustión $U_{aire}^g = 18.45 \frac{m}{s}$, y por lo tanto un menor efecto de la interacción con la capa límite del fluido inyectado, el cual se comporta como una descarga en atmosfera libre, facilitando un potencial impacto con el inserto de mezcla.

Finalmente la longitud total del inserto interior de mezcla (Zeppelin), es 149.6mm, considerando la longitud de ingreso de 143.9mm, previamente definida.

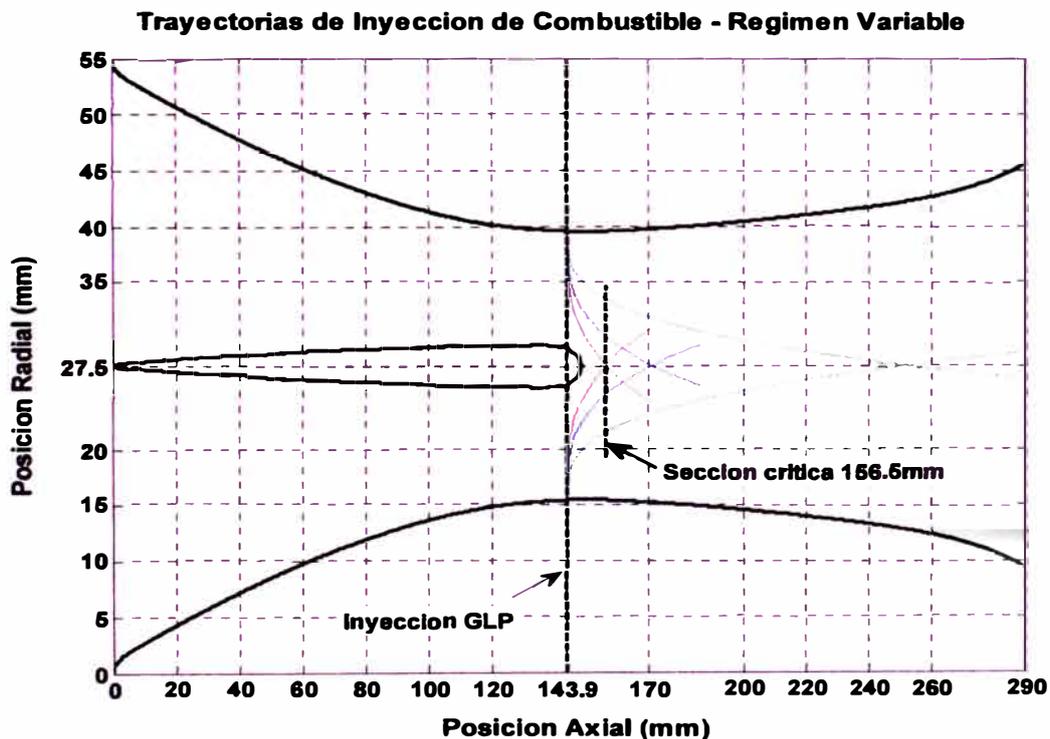


Figura 3.25: Representación de las trayectorias teóricas del flujo de inyección de combustible bajo distintos regimenes de operación y un perfil genérico del quemador.

La sección crítica corresponde a la posición axial en la cual se produce el impacto de las trayectorias del combustible inyectado, el cual ocurre bajo el régimen superior de inflamabilidad $\Phi = 1.15$ y la potencia de operación 30.3KW.

En el punto de impacto entre trayectorias de combustible inyectado, se intensifica, la mezcla entre el aire y el propano, y se generan las condiciones propicias para un inicio temprano del frente de flama.

Este factor se toma en cuenta durante el diseño físico del quemador, de tal forma que la tobera de descarga es construida en material refractario para evitar que la posible aparición temprana del frente de flama, afecte la zona de mezcla metálica por el efecto de recalentamiento.

3.2.9.- Cálculo de la longitud axial de descarga

Para calcular la longitud de descarga L_d , que define la longitud de la región divergente en la zona de mezcla del quemador, se utiliza el valor ya establecido para la presión de descarga de la mezcla de reactantes, reemplazando este valor en la ecuación 82, utilizada previamente para calcular las condiciones en la región convergente.

Reordenando términos, se obtiene la expresión para el cálculo del flujo en la sección divergente, en la que el valor objetivo de la presión de descarga viene dado por $P_{reactantes}^d = 101362.6 Pa$, tal como se definió previamente.

$$\left(\frac{k}{k-1}\right) \frac{P_{aire}^g}{\rho_{aire}^g} \left[1 - \left(\frac{P_{reac}^d}{P_{aire}^g}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] = \frac{f_m^{dg} U_m^{dg^2} \cdot L_d}{2 \cdot D_m^d} + \frac{(U_{reac}^d)^2 - (U_{aire}^g)^2}{2} \quad (\text{Ecuación 86})$$

La velocidad media de los gases reactantes en la región divergente es expresada por la semi suma de las velocidades en la descarga y la zona de

succión, a partir de la siguiente expresión $U_m^{dg} = \frac{U_{reac}^d + U_{aire}^g}{2}$.

Para calcular el diámetro hidráulico medio en la región divergente D_m^d , se toma la media aritmética del diámetro hidráulico en la zona de succión D_g^h , previamente calculado en 19mm, así como el diámetro en la descarga del quemador, cuyo valor establecido es $D_q = 55mm$.

La velocidad en la descarga del quemador U_{reac}^d , es igual a la velocidad de la mezcla de reactantes $U_{reactantes}$, cuyos valores se hallan establecidos en la tabla 2.16 para cada régimen de operación.

El valor del coeficiente de fricción f_m^{dg} , se despeja de la ecuación 80, resolviendo iterativamente la ecuación 86, y utilizando como valores iniciales los parámetros fluidodinámicos encontrados para la zona de succión, según la tabla 2.18, se calculan las longitudes de descarga bajo distintos regimenes de operación.

Los valores del coeficiente isentrópico $k = \frac{C_p}{C_v}$, ya han sido calculados y se toman de los valores contenidos en la tabla 21.

Las propiedades de la mezcla de reactantes, son calculadas a 25C° (298K), a partir de los valores individuales para el aire de combustión y el propano, obtenidos de las tablas termofísicas, según [49] y [50], teniéndose los siguientes valores de viscosidad absoluta $\mu_{aire} = 1.846 \times 10^{-5} Pa.s$ y $\mu_{comb} = 8.256 \times 10^{-6} Pa.s$.

La viscosidad media de la mezcla de reactantes, es estimada por analogía a partir de la ecuación 65, utilizando

$$\mu_{reactantes} |_{298K} = \frac{\dot{m}_{aire} \cdot \mu_{aire} |_{298K} + \dot{m}_{comb} \cdot \mu_{comb} |_{298K}}{\dot{m}_{aire} + \dot{m}_{comb}}$$

Donde las densidades del aire ρ_{aire}^d , y el combustible ρ_{comb}^d , son calculadas independientemente a 298K y a la presión media entre la descarga del quemador $P_{reactantes}^d = 101362.6 Pa$ y la zona de succión P_{aire}^g , utilizando la ecuación de estado de los gases, con las constantes universales

$$R_{aire} = 287 \frac{J}{Kg.K} \text{ y } R_{comb} = 166 \frac{J}{Kg.K}, \text{ tomadas de la referencia [50].}$$

Finalmente la densidad media de los reactantes es calculada utilizando los flujos másicos de aire y combustible, según la siguiente expresión,

$$\rho_{reactantes}^d = \frac{\dot{m}_{aire} \cdot \rho_{aire}^d + \dot{m}_{comb} \cdot \rho_{comb}^d}{\dot{m}_{aire} + \dot{m}_{comb}}$$

Tabla 3.21: Propiedades termofísicas medias de la mezcla de reactantes en la región divergente.

Φ	$\dot{m}_{reactantes}$ (Kg/s)	P_{aire}^g (Pa)	$P_{reactantes}^d$ (Pa)	$k = \frac{C_p}{C_v}$	$\mu_{reactantes} _{298K}$ (Pa.s)	$\rho_{reactantes}^d$ (Kg/m ³)	$Re_{reactantes}^d$
1.15	0.0372	99479.7	101362.6	1.3168	1.775E-05	1.2340	50017
	0.0096	101462.9	101362.6	1.3168	1.772E-05	1.2488	12930
1.0	0.0347	99743.8	101362.6	1.3158	1.784E-05	1.2276	46421
	0.0101	101453.8	101362.6	1.3158	1.785E-05	1.2370	13504
0.8	0.0305	100204.8	101362.6	1.3184	1.796E-05	1.2206	40529
	0.0109	101446.7	101362.6	1.3184	1.799E-05	1.2253	14460
0.7	0.0284	100418.5	101362.6	1.3215	1.803E-05	1.2160	37592
	0.0115	101433.2	101362.6	1.3215	1.802E-05	1.2232	15231
0.57	0.0257	100672.7	101362.6	1.3271	1.810E-05	1.2113	33887
	0.0124	101422.9	101362.6	1.3271	1.813E-05	1.2134	16323

El cálculo del número de Reynolds de los reactantes $Re_{reactantes}^d$, en la descarga del quemador $D_q = 55mm$, muestra que para todos los regímenes de operación analizados, se tiene teóricamente un flujo turbulento $Re_{reactantes}^d > 2300$, siendo este el límite considerado para la zona de transición laminar – turbulenta en flujos internos, (Shames, [62]).

Tabla 3.22: Longitud de descarga requerida en la región divergente bajo distintos regímenes de operación del quemador.

Φ	$U_{reactantes}$ (m/s)	U_{aire}^g (m/s)	P_{aire}^g (Pa)	ρ_{aire}^g (Kg/m ³)	$P_{reactantes}^d$ (Pa)	L_d (mm)	Potencia (KW)
1.15	12.98	71.69	99479.7	1.1734	101362.6	178.2	117.9
	3.34	18.45	101462.9	1.1870	101362.6	—	30.3
1.0	12.16	67.46	99743.8	1.1753	101362.6	171.4	96.3
	3.53	19.68	101453.8	1.1870	101362.6	—	28.0
0.8	10.79	59.88	100204.8	1.1788	101362.6	130.3	68.6
	3.87	21.52	101446.7	1.1871	101362.6	—	24.6
0.7	10.10	56.11	100418.5	1.1805	101362.6	96.2	56.3
	4.10	22.75	101433.2	1.1870	101362.6	—	22.9
0.57	9.17	51.11	100672.7	1.1823	101362.6	68.1	41.8
	4.45	24.79	101422.9	1.1871	101362.6	—	20.3

Los valores que no son calculados, corresponden a aquellas condiciones de operación en las que la presión en la zona de succión es mayor a la presión de descarga mínima requerida $P_{aire}^g > 101362.6 Pa$, por lo tanto teóricamente para cualquier longitud de descarga, se cumplirá el requisito de la recuperación de presión.

Se selecciona la mayor longitud de descarga calculada, ya que para los regímenes de operación que requieren de una menor longitud divergente para la recuperación de la presión, será posible lograr presiones mayores que la requerida de 101362.6 Pa, beneficiando la transferencia de momentum hacia la cámara de combustión.

De igual forma se observa que para la condición de operación $\Phi = 0.57$, a la potencia teórica de 41.8 KW, la longitud de descarga requerida para la recuperación de presión, 68.1mm, es menor que la posición axial en la cual se obtienen las condiciones de inflamabilidad 121.3mm, según los resultados descritos en la tabla 2.20.

Finalmente se selecciona la longitud de descarga $L_d = 178.2mm$, encontrada en las condiciones del máximo límite de inflamabilidad $\Phi = 1.15$, y máxima potencia teórica de operación 117.9 KW, con este valor se consigue cubrir todas las posiciones axiales donde se alcanzan las condiciones de inflamabilidad, para todos los regímenes de operación analizados, asegurando así un desarrollo total del proceso de mezcla de los reactantes.

3.2.10.- Resumen de los resultados de optimización preliminar

Se presentan los parámetros encontrados y que definen las restricciones geométricas que son utilizadas posteriormente en el proceso de optimización del perfil interior del quemador.

Tabla 3.23: Resumen de parámetros optimizados para el diseño geométrico preliminar del quemador.

Descripción	Parámetro	Valor
Longitud de Ingreso	L_i	143.9 mm
Longitud de Descarga	L_d	178.2 mm
Longitud de Mezcla	L_m	5.7 mm
Radio Inferior de Succión	$R1$	1.9 mm
Radio Superior de Succión	$R2$	11.4 mm
Diámetro de Toberas de Inyección	Φ_t	1.4 mm
Diámetro de Descarga	D_q	55 mm
Diámetro de Ingreso	D_e	55 mm

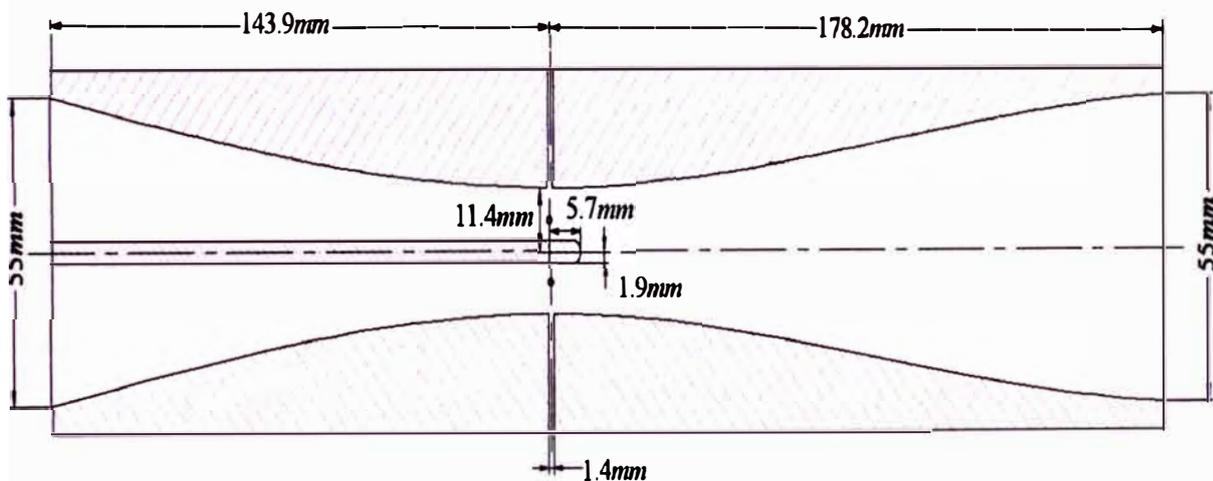


Figura 3.26: Esquema Indicativo del diseño geométrico preliminar del quemador.

3.3.- Resumen de los parámetros teóricos de operación del quemador

En base a los resultados encontrados previamente, se realiza una tabla resumen con los parámetros más importantes de la operación del quemador, los cuales son posteriormente utilizados como línea de referencia para el ensayo experimental.

Para la presión mínima en la zona de succión donde se inyecta el combustible, se desprecia el efecto en el incremento de la presión de los reactantes, causado por la inyección del propano, para las regiones posteriores a la zona de succión.

Todas las presiones son transformadas a escalas de medición manométrica, expresándolas en milímetros de columna de agua, debido a la resolución de las unidades de los instrumentos utilizados en el ensayo experimental.

Tabla 3.24: Resumen de parámetros teóricos de operación para diferentes regímenes de la mezcla de reactantes.

Φ	P_{aire}^e (Pa) abs	P_{aire}^e (mmca)	P_{comb} (Pa) abs	P_{comb} (mmca)	P_{aire}^g (Pa) abs	P_{aire}^g (mmca)	Potencia (KW)
1.15	102582.7	130.8	119833.0	1889.2	99479.7	-185.6	117.9
	101675.5	38.3	102938.3	167.0	101462.9	16.6	30.3
1.0	102500.6	122.4	113022.4	1194.9	99743.8	-158.6	96.3
	101692.0	40.0	102538.0	126.2	101453.8	15.7	28.0
0.8	102382.8	110.4	106979.1	578.9	100204.8	-111.6	68.6
	101727.6	43.6	102199.2	91.7	101446.7	15.0	24.6
0.7	102329.8	105.0	104753.8	352.1	100418.5	-89.9	56.3
	101754.4	46.3	102185.7	90.3	101433.2	13.6	22.9
0.57	102262.0	98.1	103111.1	184.6	100672.7	-63.9	41.8
	101798.3	50.8	101904.6	61.6	101422.9	12.5	20.3

La disminución en la presión del plenum de alimentación de combustible para las condiciones de mínima inflamabilidad, se debe al aumento de la velocidad media del flujo de aire de combustión a su paso por la zona de succión donde se inyecta el combustible, incrementado la depresión (vacío) en este punto, lo que disminuye la restricción para la inyección del flujo másico de gas.

Debido a la variación en las condiciones en el punto de inyección del mezclador, es necesario variar la presión de alimentación de combustible durante el posterior ensayo experimental, de tal forma que se mantenga la relación de equivalencia requerida según la potencia de operación.

Correlación de Presiones de Aire de Combustión y Combustible - Potencia Variable

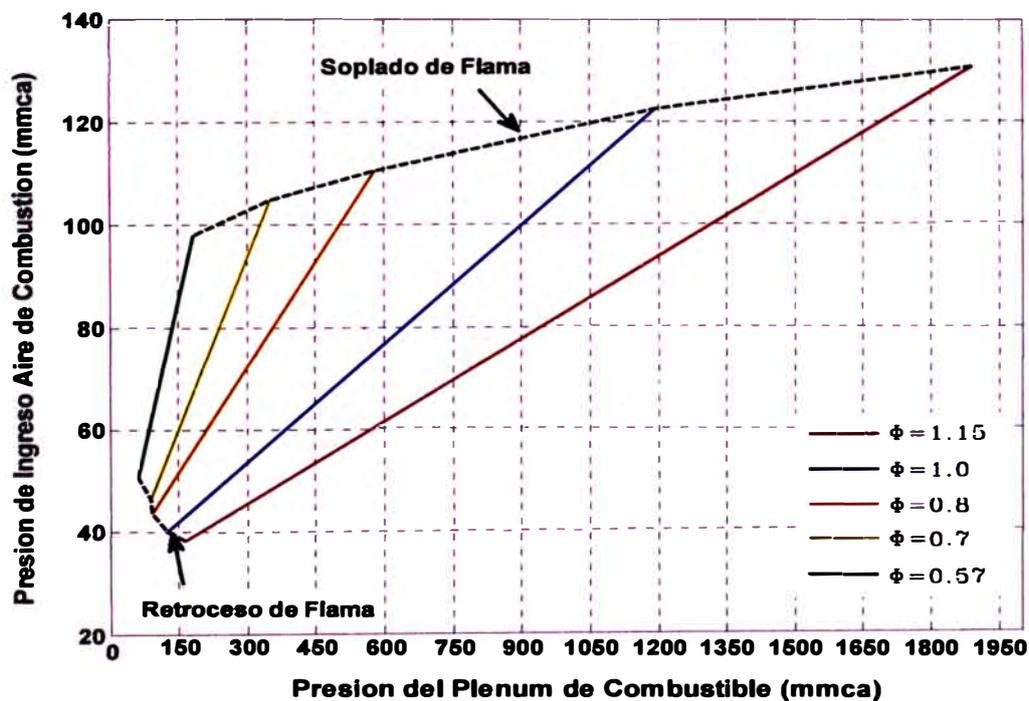


Figura 3.27: Diagrama operacional teórico para las presiones de aire de combustión y combustible, según distintos regímenes de mezcla.

Las condiciones teóricas de operación mostradas, son utilizadas como punto de partida para el ensayo experimental del quemador, donde se analiza el comportamiento de la flama según la variación experimental de los valores de presión de alimentación del aire de combustión y el propano.

Para el caso del régimen de operación en el límite inferior de inflamabilidad $\Phi = 1.15$, se tiene el menor rango de variación teórica posible para los flujos másicos de aire y combustible, lo cual se refleja en un menor ratio de potencias de operación, y por lo tanto mayor inestabilidad del funcionamiento de la flama en términos de la extinción por soplado y retroceso.

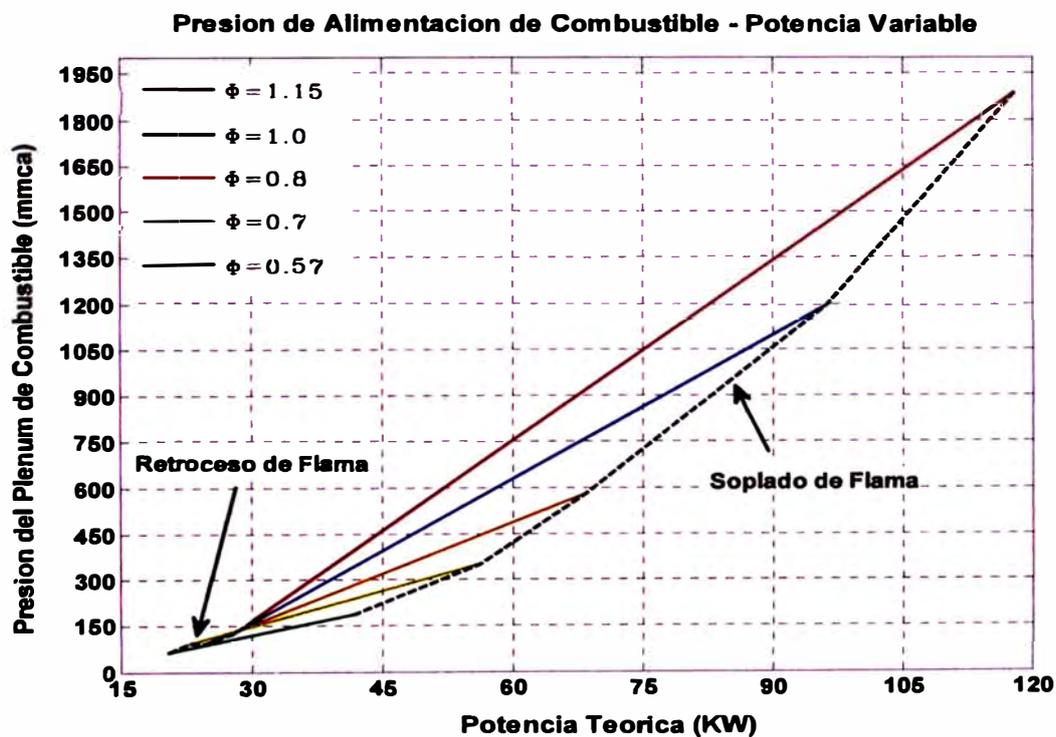


Figura 3.28: Niveles teóricos de operación para la presión de alimentación de combustible en función a la potencia y el régimen de mezcla requerido.

Teóricamente el diseño del quemador considera una flexibilidad en su ratio de potencias mínima y máxima de $\frac{117.9KW}{20.3KW} = 5.8$, el cual esta dentro de los valores comúnmente utilizados en los quemadores industriales de tipo premezcla.

Es importante notar que teóricamente para $\Phi = 1.15$ y la potencia nominal de 32KW, la flama se hallara en un régimen de operación muy cercano al límite de retroceso de flama, este aspecto es considerado en las observaciones durante el ensayo experimental.

3.4.- Condiciones de diseño para la parametrización de los perfiles internos

Previamente ya se han definido los parámetros geométricos en el proceso de diseño preliminar, determinándose las restricciones a utilizarse durante la optimización del perfil interno, definido en base a la representación de curvas con funciones de Bezier.

Los conceptos planteados para la optimización de perfiles aerodinámicos, se aplican para establecer una región de ingreso de perfil redondeado, cuya función es evitar el desprendimiento de la capa limite en la zona convergente antes de llegar al punto de inyección de combustible (zona de succión), a partir del planteamiento de la referencia [63].

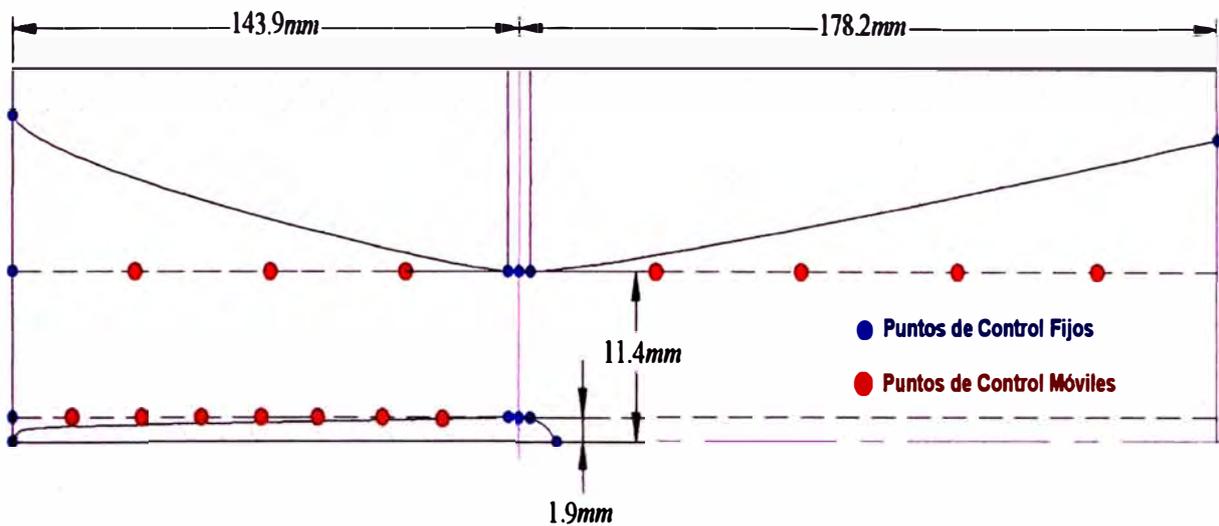


Figura 3.29: Representación de los puntos de control de coordenada fija y móvil para la parametrización del perfil interno del quemador.

Partiendo del concepto de mezcla por flujo cruzado de fluidos, los vórtices generados por la interacción de la capa límite anular del fluido inyectado hacia el flujo transversal, se forman con mayor velocidad cuando la inyección del fluido se da en superficies planas (Priere, [10]), por lo tanto los puntos que definen la zona de inyección del combustible, son puntos de control fijos con una variación nula en el eje vertical de las ordenadas.

Se designan 13 puntos de control para cada perfil representado, esto permite utilizar una curva polinómica de orden 12, la cual ha demostrado ser la más efectiva en procesos de optimización aerodinámica en las que se utilizan perfiles de Bezier en flujos internos subsónicos, según los resultados de [81].

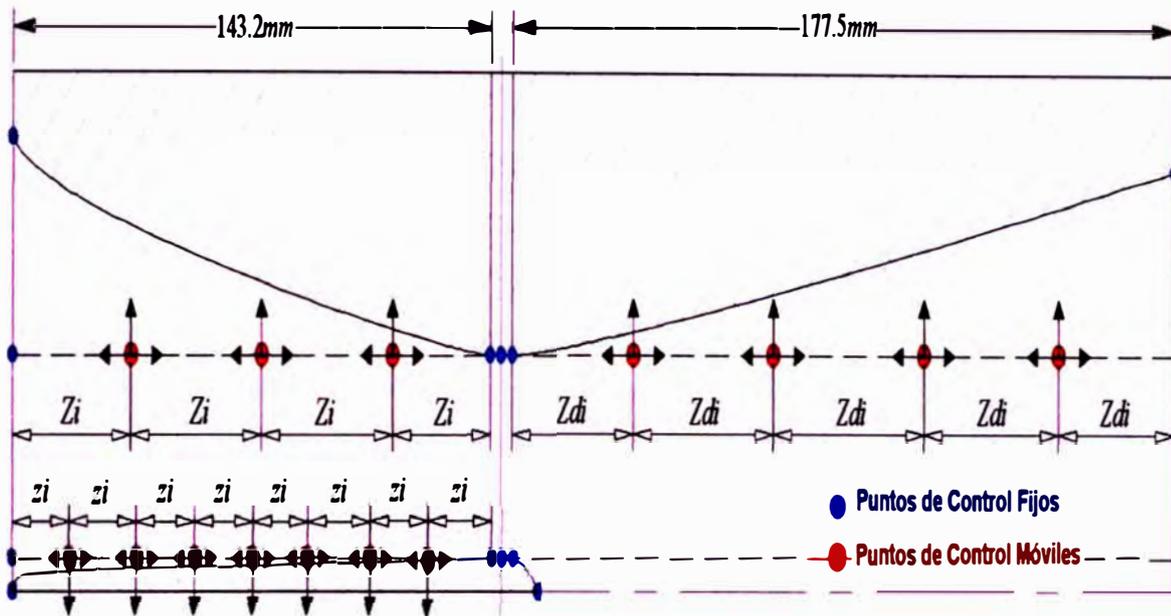


Figura 3.30: Esquematización de los puntos de control fijo y móvil, mostrando los grados de libertad permisibles y el distanciamiento geométrico límite entre ellos.

De la figura anterior, considerando el diámetro de la tobera $\Phi_t = 1.4\text{mm}$, se deducen los siguientes valores para los espaciamentos horizontales en el eje axial.

$$Z_i = \frac{L_i - \frac{\Phi_t}{2}}{4} = 35.8\text{mm}$$

$$Z_{di} = \frac{L_d - \frac{\Phi_t}{2}}{5} = 35.5\text{mm}$$

$$z_i = \frac{L_i - \frac{\Phi_t}{2}}{8} = 17.9\text{mm}$$

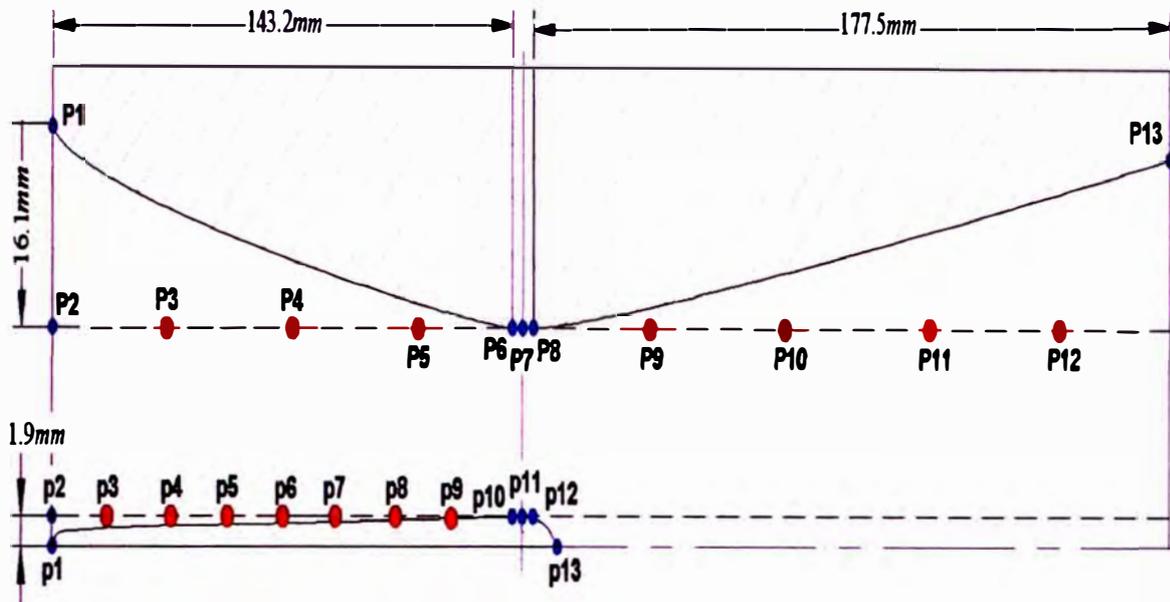


Figura 3.31: Nomenclatura de los puntos de control para el perfil interior considerando el inserto de mezcla (Zeppelin).

Los puntos de control P1 y P13, sumados al radio superior de succión $R2 = 11.4\text{mm}$, representan la amplitud total de los radios de ingreso y descarga respectivamente, su valor es fijo y su variación es nula ya que estos radios no cambian en dimensión.

Para el inserto interior de mezcla (Zeppelin), los puntos p1 y p13, están relacionados a la restricción en la amplitud del diámetro de ingreso D_e , y la longitud de la zona de mezcla L_m , respectivamente.

Del mismo modo la ordenada del punto P7 viene restringida por la optimización preliminar para el radio superior de succión $R2 = 11.4\text{mm}$, cuyo valor es fijo

durante el proceso de optimización aerodinámica, al igual que el punto p11 en el inserto de mezcla, el cual corresponde al radio inferior de succión $R1 = 1.9mm$.

La variación nula en el eje de las ordenadas y abcisas para los puntos del perfil principal P6, P8 y el inserto de mezcla p10 y p12, se debe a que estos puntos forman la zona de inyección del combustible, que en base al requerimiento teórico debe ser plana para lograr las mayores eficiencias de mezclado.

Para la condición de redondeo en la entrada al perfil de la zona convergente, que es requerida para optimización de flujos subsónicos en regiones convergentes, se restringe a cero, la movilidad del punto de control P2 en el eje horizontal de las abcisas, y a 16.1mm en el eje vertical de las ordenadas, medido respecto al eje central axial del quemador.

La misma restricción horizontal igual a cero aplica a p2, excepto que posee una posición fija vertical de 1.9mm en el eje de las ordenadas, medido también respecto al eje central axial del quemador.

A partir de la nomenclatura para los puntos de control mostrados en la figura anterior, se establecen los límites de variación entre los cuales cada coordenada podrá oscilar durante el proceso de optimización.

Tabla 3.25: Determinación de los límites geométricos de variación para los puntos de control del perfil interno del quemador.

Punto	Abcisas (Z_{Pi})		Ordenadas (Y_{Pi})	
	Cota Inferior	Cota Superior	Cota Inferior	Cota Superior
P1	0	0	0	0
P2	0	0	0	$\frac{Dq}{2} - R2$
P3	0	Xi	0	$\frac{Dq}{2} - R2$
P4	Zi	$2Zi$	0	$\frac{Dq}{2} - R2$
P5	$2Zi$	$4Zi$	0	$\frac{Dq}{2} - R2$
P6	$4Zi$	$4Zi$	$\frac{Dq}{2} - R2$	$\frac{Dq}{2} - R2$
P7	Li	Li	$\frac{Dq}{2} - R2$	$\frac{Dq}{2} - R2$
P8	$4Zi + \Phi_i$	$4Zi + \Phi_i$	$\frac{Dq}{2} - R2$	$\frac{Dq}{2} - R2$
P9	$4Zi + \Phi_i$	$4Zi + \Phi_i + Zdi$	0	$\frac{Dq}{2} - R2$
P10	$4Zi + \Phi_i + Zdi$	$4Zi + \Phi_i + 2Zdi$	0	$\frac{Dq}{2} - R2$
P11	$4Zi + \Phi_i + 2Zdi$	$4Zi + \Phi_i + 3Zdi$	0	$\frac{Dq}{2} - R2$
P12	$4Zi + \Phi_i + 3Zdi$	$Li + Ld$	0	$\frac{Dq}{2} - R2$
P13	$Li + Ld$	$Li + Ld$	0	0

Los valores $D_q = 55mm$, $Li = 143.9mm$, $Lm = 5.7mm$, $Ld = 178.2mm$, $R1 = 1.9mm$, $R2 = 11.4mm$ y $\Phi_i = 1.4mm$, han sido previamente establecidos en el proceso de diseño preliminar.

Tabla 3.26: Determinación de los límites geométricos de variación para los puntos de control del inserto de mezcla (Zeppelin).

Punto	Abcisas (x_{pi})		Ordenadas (y_{pi})	
	Cota Inferior	Cota Superior	Cota Inferior	Cota Superior
p1	0	0	0	0
p2	0	0	0	R1
p3	0	x_i	0	R1
p4	z_i	$2z_i$	0	R1
p5	$2z_i$	$3z_i$	0	R1
p6	$3z_i$	$4z_i$	0	R1
p7	$4z_i$	$5z_i$	0	R1
p8	$5z_i$	$6z_i$	0	R1
p9	$6z_i$	$8z_i$	0	R1
p10	$8z_i$	$8z_i$	R1	R1
p11	L_i	L_i	R1	R1
p12	$8z_i + \Phi_i$	$8z_i + \Phi_i$	R1	R1
p13	$L_i + L_m$	$L_i + L_m$	0	0

3.5.- Proceso de generación aleatoria de los perfiles utilizando funciones de Bezier

A partir de lo establecido para los rangos de oscilación de las cotas cartesianas de cada punto de control, se establece un algoritmo que permite modificar de manera aleatoria el valor de las coordenadas cartesianas de dichos puntos, a fin de poder generar distintas curvas que representen el perfil interno del quemador durante cada paso del proceso de optimización.

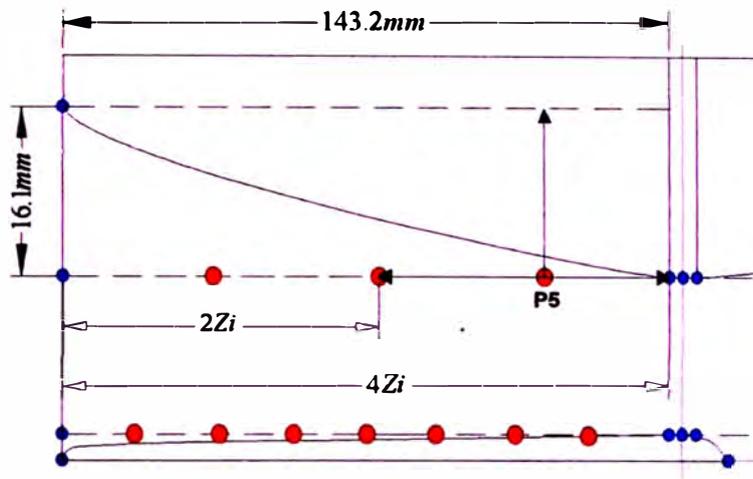


Figura. 3.32: Esquema de variación permisible en las coordenadas cartesianas para un punto de control genérico.

En la figura anterior se representa a modo de ejemplo, la variación permisible que puede tener el punto de control $P5$, durante el proceso de generación aleatoria de las curvas para el perfil interior.

Generalizando para los demás puntos, se establece de manera funcional para el perfil interior los siguientes valores en coordenadas cartesianas para los puntos de control.

$$P1 = (0,0) \quad , \quad P2 = \left(0, K_2^y \left(\frac{Dq}{2} - R2 \right)\right)$$

$$P3 = \left(0 + K_3^z \cdot (Zi), K_3^y \left(\frac{Dq}{2} - R2 \right)\right)$$

$$P4 = \left(Zi + K_4^z \cdot (Zi), K_4^y \left(\frac{Dq}{2} - R2 \right)\right)$$

$$P5 = (2Zi + K_5^z \cdot (2Zi), K_5^y \cdot \left(\frac{Dq}{2} - R2\right))$$

$$P6 = (4Zi, \frac{Dq}{2} - R2)$$

$$P7 = (Li, \frac{Dq}{2} - R2)$$

$$P8 = (4Zi + \Phi_i, \frac{Dq}{2} - R2)$$

$$P9 = (4Zi + \Phi_i + K_9^z \cdot Zdi, K_9^y \cdot \left(\frac{Dq}{2} - R2\right))$$

$$P10 = (4Zi + \Phi_i + Zdi + K_{10}^z \cdot Zdi, K_{10}^y \cdot \left(\frac{Dq}{2} - R2\right))$$

$$P11 = (4Zi + \Phi_i + 2Zdi + K_{11}^z \cdot Zdi, K_{11}^y \cdot \left(\frac{Dq}{2} - R2\right))$$

$$P12 = (4Zi + \Phi_i + 3Zdi + K_{12}^z \cdot (2Zdi), K_{12}^y \cdot \left(\frac{Dq}{2} - R2\right))$$

$$P13 = (Li + Ld, 0)$$

Del mismo modo para el perfil del inserto interior de mezcla (Zeppelin):

$$p1 = (0, 0)$$

$$p2 = (0, k_2^y \cdot R1)$$

$$p3 = (0 + k_3^z \cdot (zi), k_3^y \cdot R1)$$

$$p4 = (zi + k_4^z \cdot (zi), k_4^y \cdot R1)$$

$$p5 = (2zi + k_5^z \cdot (zi), k_5^y \cdot R1)$$

$$p6 = (3zi + k_6^z \cdot (zi), k_6^y \cdot R1)$$

$$p7 = (4zi + k_7^z \cdot (zi), k_7^y \cdot R1)$$

$$p8 = (5zi + k_8^z \cdot (zi), k_8^y \cdot R1)$$

$$p9 = (6zi + k_9^z \cdot (2zi), k_9^y \cdot R1)$$

$$p10 = (8zi, R1)$$

$$p11 = (Li, R1)$$

$$p12 = (8zi + \Phi_i, R1)$$

$$p13 = (Li + Lm, 0)$$

Los valores de cada coeficiente $K_i^{z,y}$, $k_i^{z,y}$, son generados durante cada paso del proceso de iteración, como valores seudo aleatorios, a partir de una función de distribución uniforme estándar, para los valores en el rango $\langle 0,1 \rangle$.

Como parte del proceso de generación de múltiples familias de perfiles, los valores coordinados para las abcisas son modificados aleatoriamente según los

coeficientes $K_i^{z,y}$, $k_i^{z,y}$, de tal forma que se generen diferentes escenarios de evaluación de las funciones objetivo, que toman como base la aerodinámica de cada perfil para realizar la selección del óptimo absoluto.

Utilizando las ecuaciones 50 y 51, para cada valor de los coeficientes $K_i^{z,y}$, $k_i^{z,y}$ en el rango $\langle 0,1 \rangle$, se forman las funciones de Bezier, del perfil principal y el inserto interior de mezcla.

Funciones de Bezier del perfil principal : $Z(u) = \sum_{i=1}^{13} Z_{p_i} \cdot B_{i,13}(u)$, valores de las abcisas para la curva aleatoria que define el perfil interno principal.

$Y(u) = \sum_{i=1}^{13} Y_{p_i} \cdot B_{i,13}(u)$, valores de las ordenadas para la curva aleatoria que define el perfil interno principal.

$B_{i,13}(u) = \left(\frac{13!}{i!(13-i)!} \right) \cdot u^i \cdot (1-u)^{13-i}$, función de ponderación para los valores aleatorios, obtenida de las ecuaciones 48 y 49.

Funciones de Bezier del perfil del inserto interior de mezcla (Zeppelin):

$z(u) = \sum_{i=1}^{13} z_{p_i} \cdot B_{i,13}(u)$, valores de las abcisas para la curva aleatoria que define el perfil del inserto de mezcla.

$y(u) = \sum_{i=1}^{13} y_{pi} \cdot B_{i,13}(u)$, valores de las ordenadas para la curva aleatoria que define el perfil del inserto de mezcla.

Los valores de la variable paramétrica u , varían en el rango $0 \leq u \leq 1$, y permiten formar las curvas de Bezier que definen los perfiles aleatorios para el proceso de optimización.

3.6.- Definición de las funciones objetivo para el proceso de optimización aerodinámica

Tomando en cuenta la teoría presentada para el diseño óptimo de dispositivos de flujo interno y los conceptos de mezcla por flujo cruzado de fluidos, se abstraen los siguientes criterios con la finalidad de definir las funciones objetivo que permiten encontrar el perfil interior óptimo para la zona de mezcla del quemador en estudio.

3.6.1- Primer criterio de optimización aerodinámica del perfil interior de mezcla

Alcanzar la máxima energía cinética del flujo de aire de combustión, de manera que se logre una capa límite completamente desarrollada en su campo de velocidades en el punto de inyección de combustible, logrando así optimizar la eficiencia del mezclado en la zona posterior a la inyección.

Este efecto se logra minimizando las pérdidas por fricción que sufre el flujo de aire en la zona convergente del perfil interno, para lo cual se utiliza la ecuación

43, replanteada de la siguiente forma $Pf = \frac{1}{2} \bar{\rho}_{aire} C_f \cdot U_{aire}^2 \cdot A_{sup}^{con}$.

$$\bar{\rho}_{aire} = \frac{\int_0^{L_i} \rho_{aire}(z) \cdot dz}{L_i}, \text{ es el valor medio de la densidad del aire en } \left(\frac{Kg}{m^3} \right).$$

$$U_{aire} = \frac{\int_0^{L_i} U_{aire}(z) \cdot dz}{L_i}, \text{ es la velocidad media del aire de combustión, en } \left(\frac{m}{s} \right).$$

La superficie interna neta en toda la región convergente A_{sup}^{con} , permite estimar directamente la influencia que ejercen las curvaturas y las posiciones verticales de cada punto de control, respecto a la generación de la fricción interna del flujo de aire.

Esta superficie, se calcula como la suma del área generada por el perfil principal en la zona convergente, y el inserto interior de mezcla hasta el punto de inyección de gas, según la expresión $A_{sup}^{con} = A_p^{con} + A_{zep}^{con}$.

$$A_p^{con} = 2\pi \cdot \bar{Y}_{con} \cdot S_p^{con}, \text{ área superficial generada por el perfil principal en } (m^2)$$

$$A_{zep}^{con} = 2\pi \cdot \bar{y}_{con} \cdot S_{zep}^{con}, \text{ área superficial generada por el inserto de mezcla en } (m^2).$$

\bar{Y}_{con} , \bar{y}_{con} , son los centroides de las curvas que forman el perfil interior principal S_p^{con} y el inserto interior de mezcla S_{zep}^{con} , respectivamente.

S_p^{con} , S_{zep}^{con} , son las longitudes totales de las curvas que forman el perfil interior principal y el inserto interior de mezcla respectivamente.

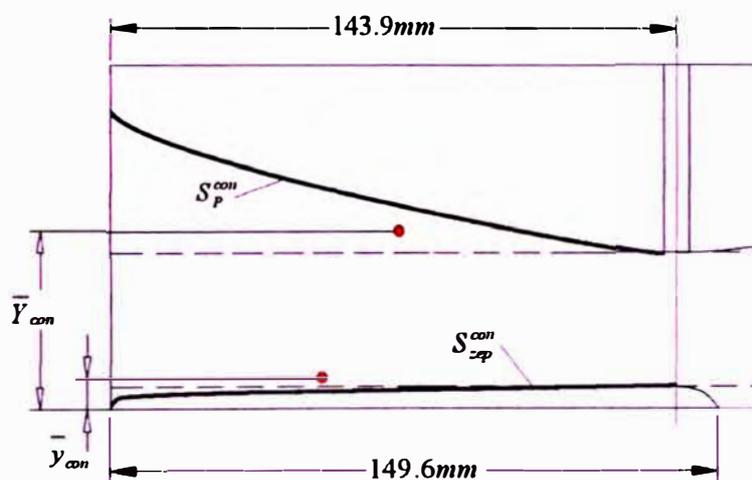


Figura. 3.33: Detalle de los parámetros geométricos utilizados para el cálculo de las áreas superficiales en la región convergente.

En la figura anterior, ambos centroides \bar{Y}_{con} , \bar{y}_{con} son estimados respecto al eje central axial del quemador, para calcular la longitud total de cada curva que forman los perfiles, se deducen las siguientes expresiones.

$$dS_p^{con} = \sqrt{dZ^2 + dY^2} = \left(\sqrt{1 + \left(\frac{dY}{dZ} \right)^2} \right) dZ \quad (\text{Ecuación. 87})$$

$$dS_{sep}^{con} = \sqrt{dz^2 + dy^2} = \left(\sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dz} \right)^2} \right) dz \quad (\text{Ecuación 88})$$

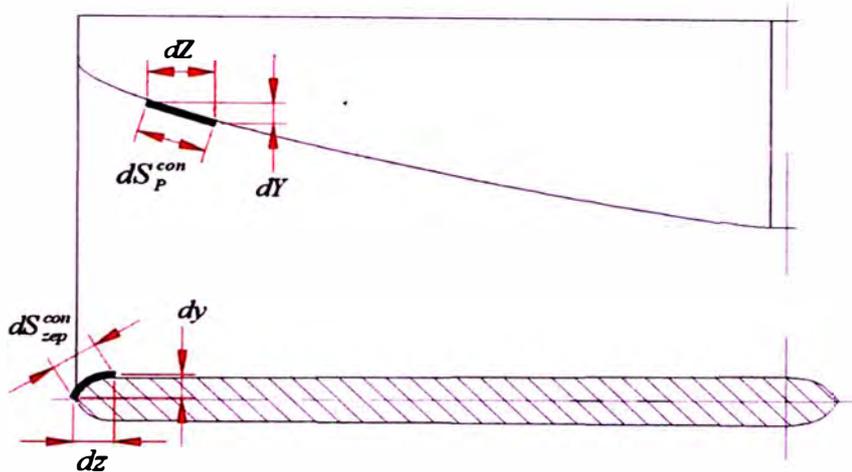


Figura. 3.34: Longitudes de arco diferenciales para el cálculo de la longitud total de cada curva que forma los perfiles internos.

Para realizar el cálculo de la velocidad media del flujo de aire en la zona convergente, se definen las áreas transversales de paso, que son utilizadas para cada sección entre la entrada al quemador y el punto de inyección de combustible, en función a la siguiente grafica.

Y_{con} , y_{con} , son las ordenadas relativas a cada posición axial $Z_{con} = z_{con}$, para el perfil principal y del inserto interior de mezcla (Zeppelin) respectivamente.

Debe tenerse en cuenta que según el esquema mostrado, hasta al punto de inyección de combustible o zona de succión, las coordenadas horizontales para el perfil principal y el perfil del inserto interior de mezcla son iguales $Z_{con} = z_{con}$.

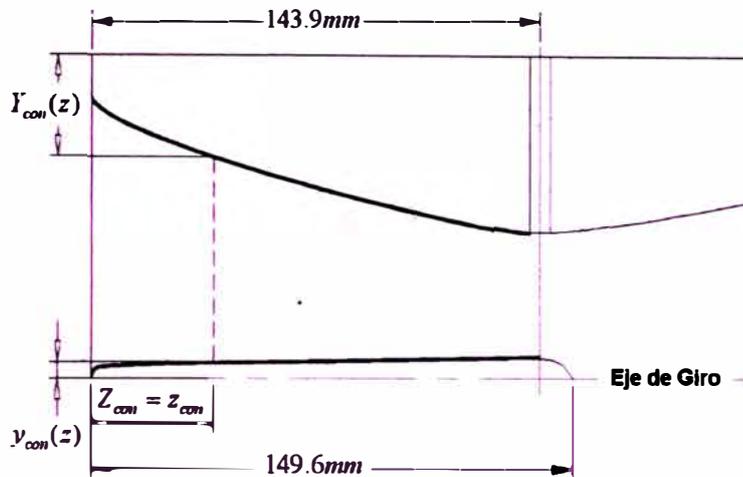


Figura. 3.35: Detalle del esquema de coordenadas cartesianas para el cálculo de las áreas de paso del flujo de aire de combustión en la zona convergente.

El área de paso para el flujo de aire en cada sección de la zona convergente viene definido por la siguiente expresión.

$$F_{con}(z) = \pi \cdot \left[\left(\frac{Dq}{2} - Y_{con}(z) \right)^2 - y_{con}^2(z) \right] \quad (\text{Ecuación 89})$$

Por lo tanto la velocidad media del aire de combustión se replantea utilizando la

ecuación 62, obteniéndose
$$U_{aire}(z) = \frac{\dot{m}_{aire}}{\rho_{aire}(z) \cdot F_{con}(z) \cdot C_d^{con}(z)}$$
.

El cálculo de la densidad del aire de combustión viene acoplado a la estimación de la presión, calculada a partir de la ecuación 82 planteada previamente

$$\left(\frac{k}{k-1}\right) \frac{P_{aire}(z-dz)}{\rho_{aire}(z-dz)} \left[1 - \left(\frac{P_{aire}(z)}{P_{aire}(z-dz)}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{f_m(z) \cdot (U_m(z))^2 \cdot dz}{2 \cdot D_m(z)} + \frac{(U_{aire}(z))^2 - (U_{aire}(z-dz))^2}{2}$$

(Ecuación 90)

$$\rho_{aire}(z) = \left(\frac{P_{aire}(z)}{P_{aire}(z-dz)}\right)^{\frac{1}{k}} \cdot \rho_{aire}(z-dz) \quad (\text{Ecuación 91})$$

El coeficiente de fricción superficial viene definido por la siguiente expresión deducida para capas límite turbulentas, (Shames, [62]).

$$Cf = \frac{0.0577}{(\text{Re}_{aire}(z))^{\frac{1}{5}}} \quad (\text{Ecuación 92})$$

Todas las expresiones son evaluadas en el rango $0\text{mm} < z < 143.9\text{mm}$, el cual es el límite de las coordenadas horizontales para la región convergente.

El coeficiente de fricción superficial para fluidos compresibles, esta ligado a la fuerza de fricción superficial que realiza el flujo de aire de combustión en la zona convergente del mezclador, la minimización de esta fuerza se traduce en una mínima pérdida de energía cinética del flujo hacia los vórtices de la microescala, que son los responsables del retardo en el desarrollo de la capa límite.

Los cálculos se efectúan para el régimen del límite superior de inflamabilidad $\Phi = 1.15$, a la potencia máxima de 117.9KW, ya que se tiene el mayor flujo para el aire de combustión, en el proceso se considera la viscosidad del aire como

constante al valor de 25C° (298K), $\mu_{\text{aire}} = \mu_{\text{aire}}|_{25\text{C}^\circ} = 1.846 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, datos tomados a partir de [50].

Los valores del coeficiente isentrópico $k = \frac{C_p}{C_v}$, son obtenidos de tablas termofísicas para el aire de combustión, obtenidas de [49], la densidad del aire en la entrada al quemador es calculada a la temperatura de 298K .

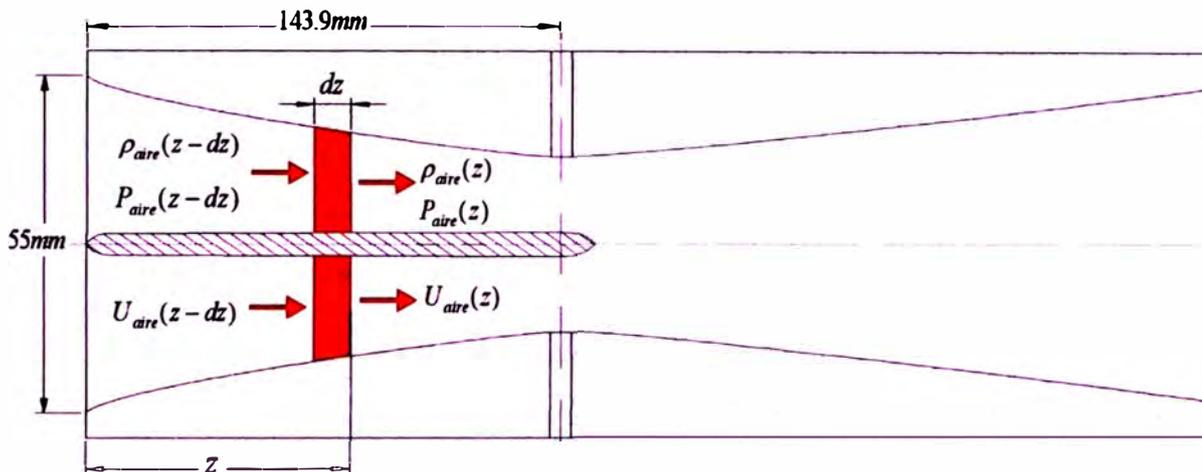


Figura. 3.36: Análisis diferencial del flujo de aire unidimensional en una sección genérica dentro de la región convergente.

La velocidad promedio entre dos secciones normales al flujo, separadas una distancia diferencial dz , viene representada en la figura anterior, y es expresada por la siguiente relación.

$$U_m(z) = \frac{U_{\text{aire}}(z) + U_{\text{aire}}(z - dz)}{2} \quad (\text{Ecuación 93})$$

El número de Reynolds para cada sección axial genérica viene calculado por la

$$\text{ecuación general, } Re_{aire}(z) = \frac{\rho_{aire}(z) \cdot U_m(z) \cdot D_h(z)}{\mu_{aire}}.$$

El diámetro hidráulico viene expresado en función a las ordenadas, para una posición genérica dentro de la región convergente.

$$D_h(z) = \frac{4\pi \left[\left(\frac{Dq}{2} - Y_{con}(z) \right)^2 - y_{con}^2(z) \right]}{2\pi \left[\left(\frac{Dq}{2} - Y_{con}(z) \right) + y_{con}(z) \right]} = 2 \left[\left(\frac{Dq}{2} - Y_{con}(z) \right) - y_{con}(z) \right]$$

(Ecuación 94)

Consecuentemente el diámetro hidráulico medio entre 2 secciones separadas una distancia diferencial dz , se calcula a partir de $D_m(z) = \frac{D_h(z) + D_h(z - dz)}{2}$.

Del mismo modo el número de Reynolds medio,

$$Re_m(z) = \frac{Re_{aire}(z) + Re_{aire}(z - dz)}{2}.$$

Para números de Reynolds en el rango $5 \times 10^3 < Re_m(z) < 10^8$, el factor de fricción medio puede estimarse a partir de la ecuación 86, replanteándola para los valores medios en una posición axial genérica.

$$f_m(z) = \frac{0.25}{\left[\log \left(\frac{e}{3.7 D_m(z)} + \frac{5.74}{Re_m(z)^{0.9}} \right) \right]^2} \quad \text{(Ecuación 95)}$$

El valor de la rugosidad promedio de las paredes de la zona convergente, se toma igual al de la tubería de acero estirada $e = 0.0015mm$, a partir de los datos obtenidos en [62].

Consecuentemente el coeficiente de descarga del flujo másico para el cálculo de las velocidades, viene expresado a partir de la ecuación 63, replanteada para los valores medios del flujo en una posición axial genérica.

$$C_d^{con}(z) = 0.99575 - 3.7026(\text{Re}_m(z))^{-0.5} \quad (\text{Ecuación 96})$$

Finalmente se tienen establecidos todos los parámetros necesarios a fin de poder calcular la función objetivo establecida para la región convergente, la cual es aplicada para cada generación nueva de perfiles, durante el proceso de optimización.

3.6.2- Segundo criterio de optimización aerodinámica del perfil interior de mezcla

El segundo criterio de optimización a usarse para la región divergente, es lograr la máxima recuperación de la presión estática para el flujo de reactantes en la región de descarga, con el objetivo de mantener altos niveles de momentum del flujo de productos de la combustión hacia la cámara del horno, promoviendo una mayor transferencia convectiva de calor hacia la carga térmica y una mayor circulación de los gases.

Partiendo de la ecuación 45, se reordenan términos para establecer la segunda

función objetivo a utilizar,
$$Cp = \frac{\int_{g}^{lim} dP_{aire} + \int_{lim}^{des} dP_{reac}}{\frac{1}{2} \rho_{aire}^g \cdot (U_{aire}^g)^2}$$

El subíndice “g” indica condiciones en la garganta o punto de inyección de combustible, del mismo modo el subíndice “lim” se refiere a la posición axial dentro de la zona divergente para la cual se han alcanzado de manera teórica las condiciones de inflamabilidad en el límite superior $\Phi = 1.15$.

El subíndice “des” denota las condiciones en la descarga del quemador para la mezcla de reactantes, es decir en el diámetro $D_q = 55mm$.

Se considera el límite superior de inflamabilidad en el análisis, evaluado según los flujos máxicos en operación a 117.9KW, bajo este régimen se tienen los valores mas altos del flujo máxico de reactantes, por lo tanto un mayor efecto en la generación de vórtices en la macroescala para la región divergente, que afectan el proceso de recuperación de presión, a medida que el flujo de reactantes se expande.

Del mismo modo que se procedió para el cálculo de las presiones en la zona convergente, a partir de la ecuación 86 se establece la ecuación diferencial que permite obtener el coeficiente de recuperación de presión en la zona divergente, hasta la posición axial donde se alcancen condiciones de inflamabilidad en el límite inferior.

$$\left(\frac{k}{k-1}\right) \frac{P_{aire}(z-dz)}{\rho_{aire}(z-dz)} \left[1 - \left(\frac{P_{aire}(z)}{P_{aire}(z-dz)} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{f_m(z) \cdot U_m(z)^2 \cdot dz}{2 \cdot D_m(z)} + \frac{(U_{aire}(z))^2 - (U_{aire}(z-dz))^2}{2}$$

(Ecuación 97)

En esta etapa del cálculo se consideran las propiedades del fluido, solamente como aire a 25C°, sujeto a las variaciones de densidad y temperatura, como resultado del proceso de expansión isentrópica, los valores del coeficiente isentrópico $k = \frac{C_p}{C_v}$, se asumen como los correspondientes al aire, obtenidos de tablas termofísicas contenidas en [49].

Desde la posición en que se alcanzan las condiciones de inflamabilidad en el límite inferior, hasta la posición de descarga del quemador, se tiene que plantea la ecuación para el flujo de gases, a partir de la ecuación 86.

$$\left(\frac{k}{k-1}\right) \frac{P_{reactantes}(z-dz)}{\rho_{reactantes}(z-dz)} \left[1 - \left(\frac{P_{reactantes}(z)}{P_{reactantes}(z-dz)} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{f_m(z) U_m(z)^2 \cdot dz}{2 \cdot D_m(z)} + \frac{(U_{reactantes}(z))^2 - (U_{reactantes}(z-dz))^2}{2}$$

(Ecuación 98)

3.7.- Implementación del algoritmo de optimización aerodinámica

- Región convergente del mezclador, la primera función objetivo, es la minimización de las pérdidas por fricción superficial a fin de lograr la máxima energía cinética en el punto de inyección de combustible, evitando el desprendimiento de la capa límite, que es el causante del retardo en el desarrollo del flujo hacia la zona de succión, para esto se plantea la función de minimización, $FO_1 = \min(Pf)$.

- Región divergente del mezclador, la segunda función objetivo, es la maximización del coeficiente de recuperación de presión a fin de alcanzar la presión de descarga requerida sin que se presente el desprendimiento temprano de la capa límite, el cual trae como consecuencia la formación de gradientes adversos de presión que generan recirculaciones del flujo de reactantes en la descarga del quemador, la función de maximización que se define es $FO_2 = \max(Cp)$.

El algoritmo de optimización esta basado en la creación aleatoria de un predeterminado numero de generaciones de curvas, cada generación esta formada por un predeterminado numero de familias de curvas generadas también de manera aleatoria.

De cada generación se extraerán dos curvas, la primera de ellas corresponde a la función objetivo que minimiza la fricción superficial $FO_1 = \min(Pf)$, evaluada en la región convergente del perfil interno, la segunda corresponde al máximo coeficiente de recuperación de presión $FO_2 = \max(Cp)$, evaluada en la región divergente del perfil interno del quemador.

Las dos curvas extraídas con el procedimiento anterior, son acopladas en el punto de intersección común, que es la posición axial de inyección de combustible, calculada previamente en 143.9mm, formándose una nueva curva, que a su vez vuelve a ser comparada con las demás curvas resultantes de las otras generaciones de perfiles.

Para el perfil principal, que cubre las regiones convergente y divergente del quemador, se obtiene la curva resultante $Y_{resul\ tan\ te} = Y(\min(Pf))|_{convergente} + Y(\max(Cp))|_{divergente}$, esta expresión representa la intersección de las curvas convergente y divergente en el punto común igual a 143.9mm.

El caso del perfil del inserto interior de mezcla (Zeppelin), solo se analiza en la región convergente, debido a que solo penetra 5.7mm en la región divergente y puede asumirse como despreciable, obteniéndose por lo tanto

$$y_{resul\ tan\ te} = y(\min(Pf))|_{convergente} .$$

Se toma el perfil interno óptimo que minimiza la función objetivo $FO_1 = \min(Pf)$, en la región convergente, luego se acopla en el punto de inyección de combustible (143.9mm), con la curva que maximiza la función objetivo $FO_2 = \max(Cp)$, en la región divergente.

3.7.1.- Criterio de restricción del perfil divergente por separación de capa límite

Adicionalmente a las funciones de optimización aplicadas en las regiones convergente y divergente, cada curva resultante optimizada es analizada nuevamente partiendo de la condición que establece el requerimiento de tener la posición axial mas alejada, con respecto al punto de inyección de combustible, para el punto de inicio separación de la capa límite, por lo tanto, utilizando la ecuación 46, se plantea un tercer criterio final de selección de los perfiles

$$\text{óptimos para el quemador } \left(C_{pz}|_{sep} \left[z \cdot \frac{\partial C_{pz}}{\partial z} \right]_{sep}^{0.5} \left(Re_z \cdot 10^{-6} \right)_{sep}^{-0.1} = C$$

El subíndice "sep" indica condiciones en el punto de separación de la capa límite, el subíndice "g" indica condiciones en el punto de inyección de combustible, "z" cuantifica una posición axial genérica en la zona divergente del quemador.

Para el calculo de la posición de inicio de desprendimiento de la capa límite, el coeficiente toma el valor de $C = 0.55$, en el punto de separación, de donde se calcula la posición z_{sep} .

En cada perfil optimizado, el número de Reynolds Re_z , es calculado para la posición de desprendimiento z_{sep} , considerando el fluido como la mezcla del aire de combustión y el propano, en el límite inferior de inflamabilidad $\Phi = 0.57$, a la potencia nominal de 32KW.

Finalmente cada perfil resultante de las "N" generaciones creadas, es sometido al calculo del punto de separación de la capa limite mostrado previamente, considerándose como optimo aquel que posea el punto de inicio de separación mas alejado con respecto al punto de inyección de combustible (143.9mm), dentro de la zona divergente del quemador.

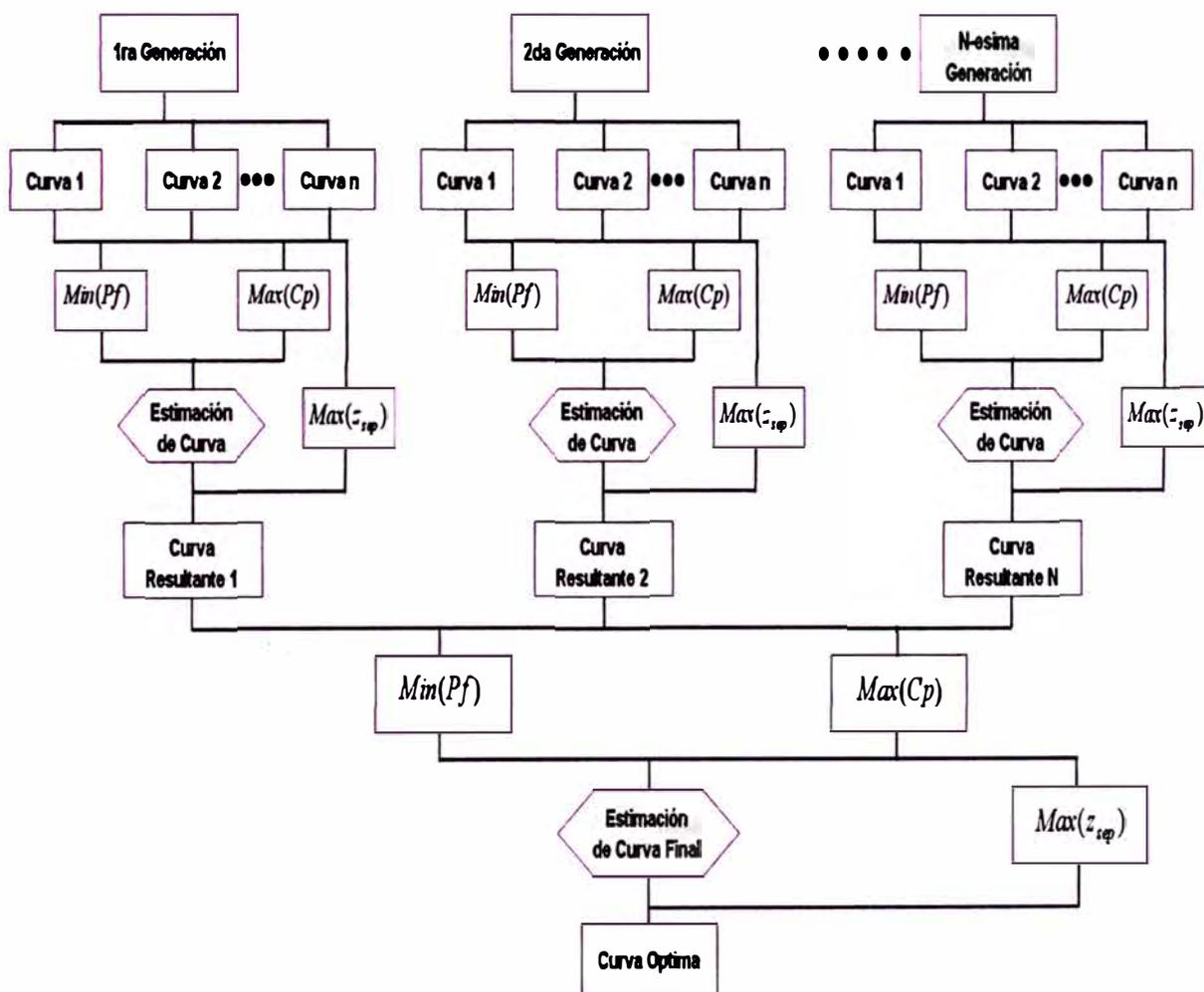


Figura. 3.37: Algoritmo de generación de familias de curvas para la evaluación de las funciones objetivo en el proceso de optimización.

Tal como se muestra en el esquema anterior, el algoritmo de optimización funciona a partir de la creación de “N” generaciones de perfiles cada una de las cuales posee a su vez “n” familias de curvas generadas de manera aleatoria, según lo establecido previamente con las ecuaciones que dan origen a las curvas de Bezier.

3.7.2.- Estimación del número de generaciones de perfiles requeridos para la optimización por etapas

Con el objetivo de obtener el número de generaciones que deben crearse para lograr un proceso adecuado de optimización, se realiza el cálculo de los valores de las funciones objetivo para distintos números de perfiles, esto sirve para obtener el número de muestras en las cuales convergen los valores de cada una de las funciones objetivo.

Tabla 3.27: Evolución de la función objetivo $FO_1 = \min(Pf)$, en función al número de perfiles analizados.

Numero de Perfiles	$FO_1 = \min(Pf)$ (N)
10	0.0169
50	0.0151
100	0.0088
500	0.0164
1000	0.0123
5000	0.0145
10000	0.0139
15000	0.0136

Todos los perfiles son generados a partir de la variación aleatoria de los coeficientes $K_{i,z,y}$, $k_{i,z,y}$, que son el resultado de una variación estadística con distribución uniforme estándar, en el rango de valores $\langle 0,1 \rangle$.

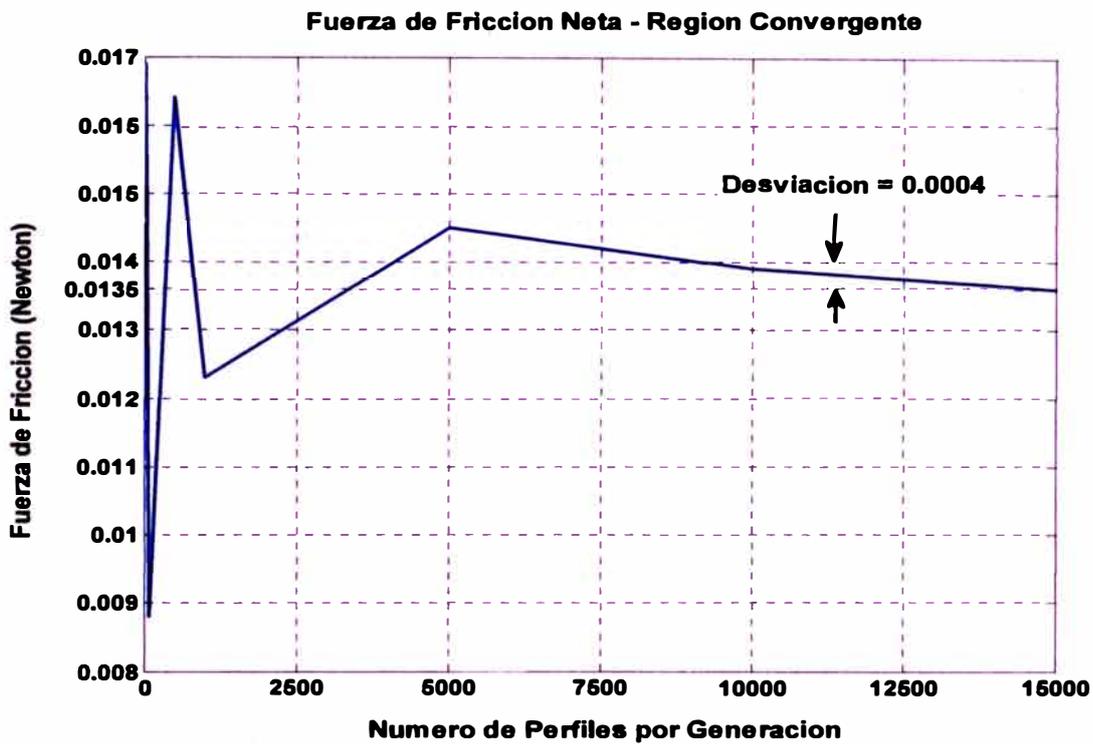


Figura. 3.38: Evolución de la fuerza neta de fricción aerodinámica en la sección convergente, en función al número de perfiles generados aleatoriamente.

Para mas de 10000 perfiles de la zona convergente, generados de manera aleatoria, el algoritmo de optimización converge hacia valores cercanos a 0.0136 Newtons, estableciéndose en este rango con una variación de ± 0.0004 Newtons, independientemente del numero de perfiles generados.

Tabla 3.28: Evolución de la función objetivo $FO_2 = \max(Cp)$, en función al número de perfiles analizados.

Numero de Perfiles	$FO_2 = \max(Cp)$
10	0.348
50	0.396
100	0.400
500	0.446
1000	0.438
5000	0.412
10000	0.415
15000	0.412

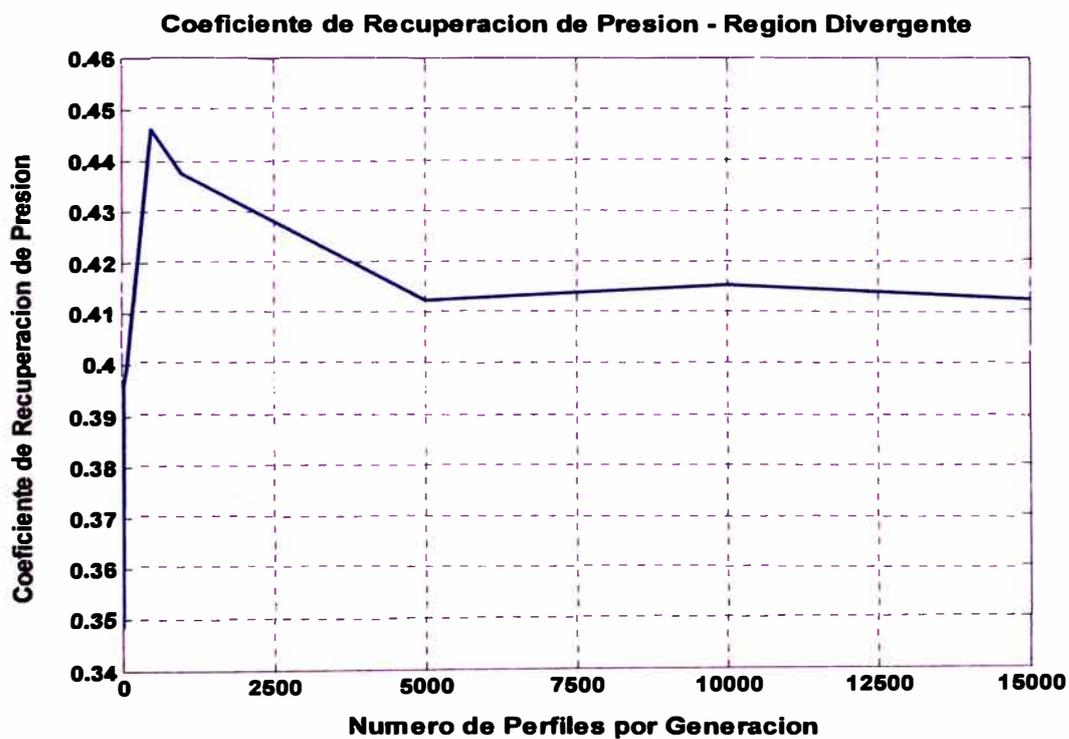


Figura. 3.39: Evolución del valor del coeficiente de recuperación de presión en la sección divergente, en función al número de perfiles generados aleatoriamente.

Como puede observarse, a partir de 10000 perfiles divergentes creados en cada generación, los valores de la función objetivo convergen también hacia un valor o conjunto de valores en cierto rango que puede asumirse como convergente, alcanzándose un coeficiente de recuperación de presión máximo de 0.415.

Con la finalidad de realizar el cálculo de optimización final, se toma un valor de selección de 10000 perfiles creados por generación, para un número total de 100 generaciones a ser analizadas a partir de las funciones objetivo, es decir se analizan un total de 1000000 curvas que son discriminadas con las funciones objetivo definidas previamente.

El número de generaciones asumido toma en cuenta la capacidad computacional disponible y además tiene como objetivo ser un referente en futuros procesos de optimización para perfiles que utilizan curvas de Bezier.

El algoritmo de optimización selecciona a la curva resultante óptima de cada generación de 10000 perfiles, sometiéndola al cálculo del punto de separación de la capa límite en la zona divergente, creándose una nueva expresión para la curva final resultante de cada generación, teniendo que para el perfil principal en la región divergente $Y_{final} = Y_{resultante} | \max(z_{sep})$.

Ya que el inserto interior de mezcla solo abarca 5.7mm de la región divergente, no es considerado en el análisis final de optimización por separación de capa límite, todos los cálculos son realizados en el límite superior de inflamabilidad $\Phi = 1.15$, y con los flujos máxicos de reactantes calculados para la potencia de operación 117.9KW.

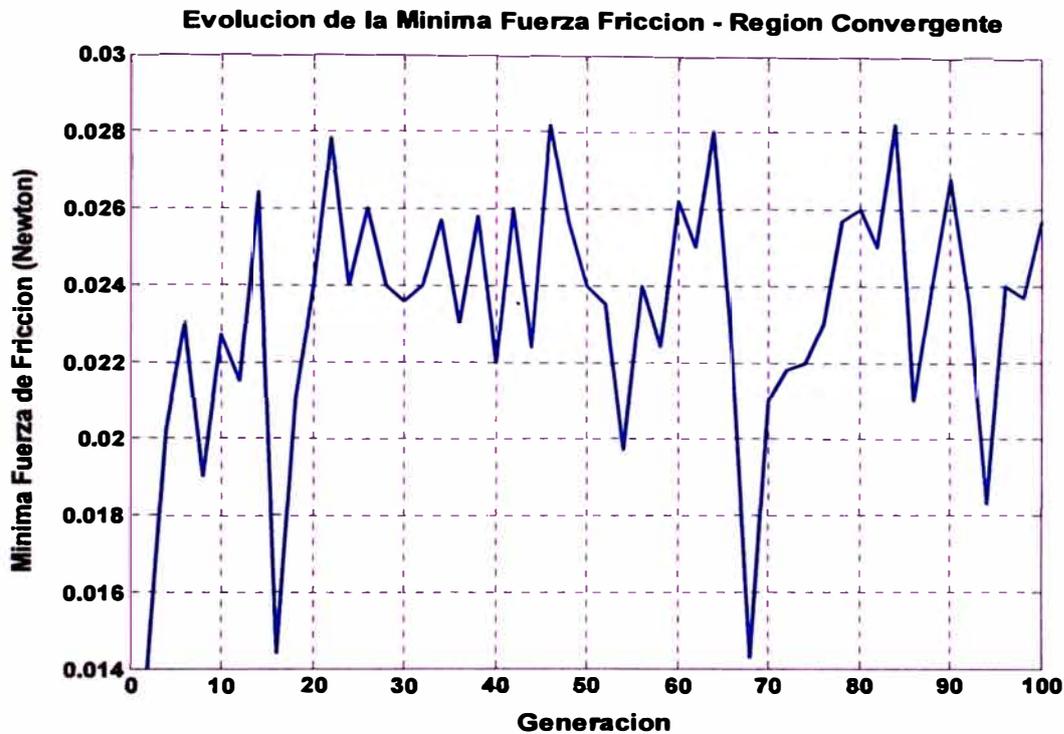


Figura. 3.40: Variación de la fuerza de fricción neta en la zona convergente para 100 generaciones con familias de perfiles creados aleatoriamente.

Los resultados mostrados en la grafica anterior para el perfil resultante de cada generación, corresponden al perfil que posee la menor fuerza de fricción superficial dentro de los 10000 perfiles aleatorios creados por cada generación.

Puede notarse que no necesariamente una población de 10000 perfiles por cada generación, convergen hacia los mismos valores mínimos de fuerza de fricción (0.0136 Newtons), observados previamente, esto ocurre debido al origen aleatorio en la creación de los valores de los coeficientes $K_i^{z,y}$, $k_i^{z,y}$, en el rango $\langle 0,1 \rangle$.

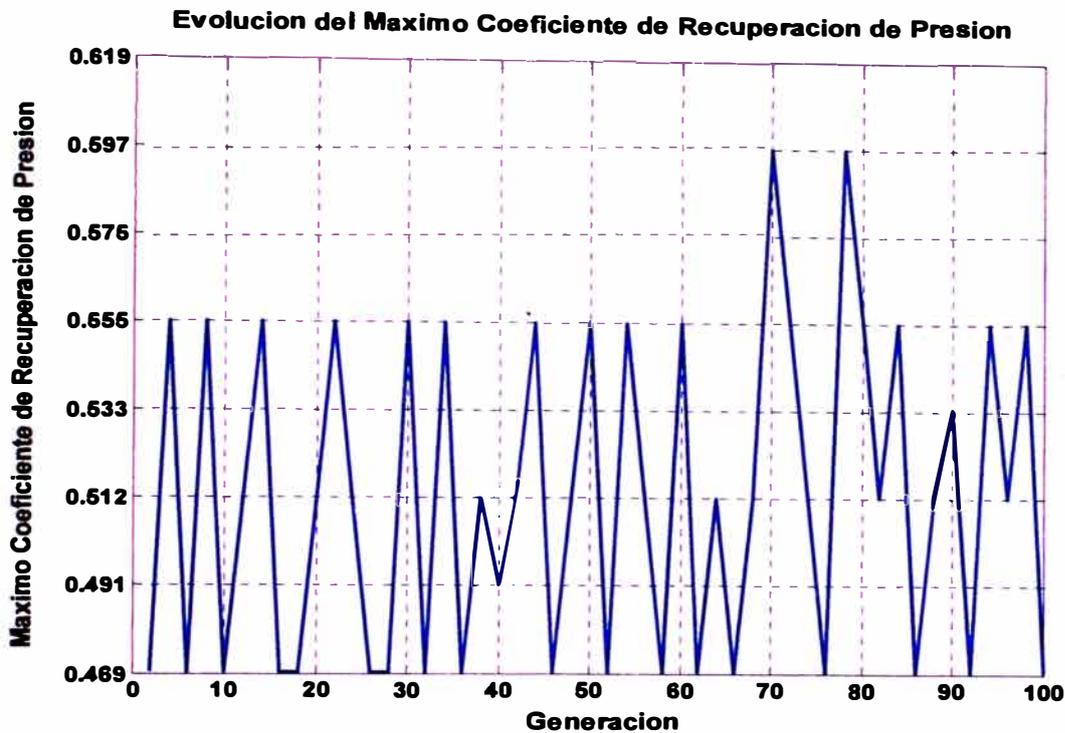


Figura. 3.41: Variación del coeficiente de recuperación de presión en la zona divergente para 100 generaciones.

De manera similar, los resultados mostrados en la grafica anterior para cada generación, consideran el perfil resultante en la sección divergente, con el mayor coeficiente de recuperación de presión dentro de los 10000 perfiles aleatorios creados por cada generación.

Al final del proceso para cada generación, cada uno de estos 100 perfiles resultantes es sometido al cálculo de la posición axial de inicio del desprendimiento de la capa límite, para obtener el perfil óptimo final.

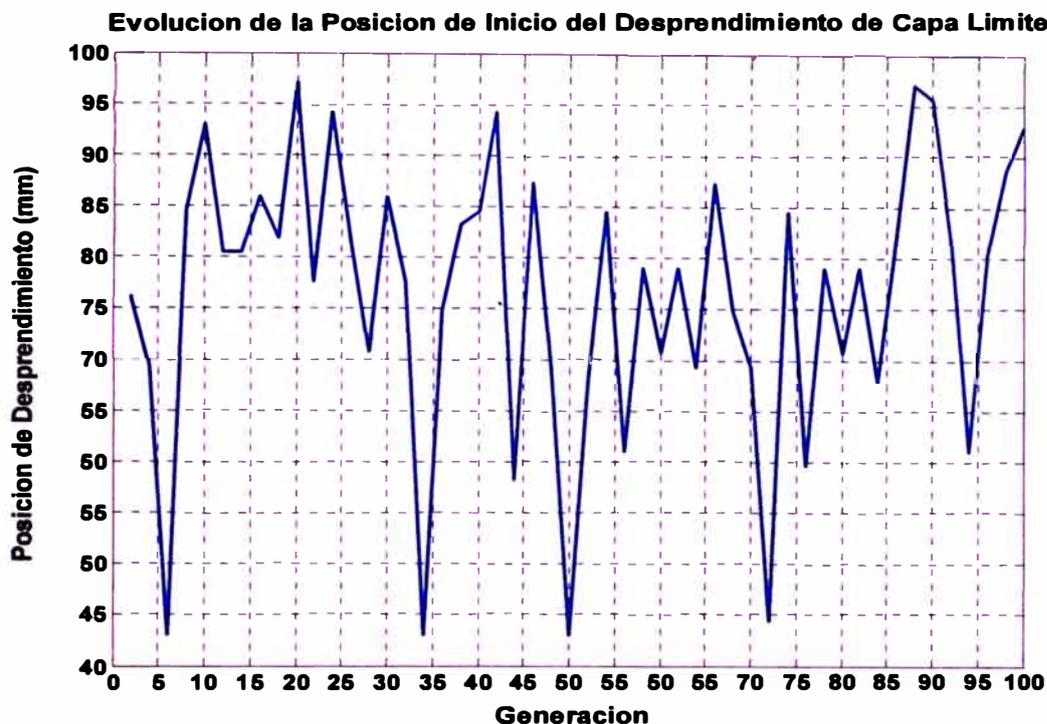


Figura. 3.42: Variación de la posición axial del punto de inicio de desprendimiento de la capa limite en la zona divergente para 100 generaciones.

Las posiciones axiales mostradas corresponden a la longitud medida desde el punto de inyección de combustible 143.9mm, que es tomado como el punto cero, hacia la descarga del quemador, ubicada en la posición axial 322.1mm, es decir se analiza el rango divergente $< 0mm - 178.2mm >$.

Seleccionando un perfil con la posición mas alejada del punto de inicio del desprendimiento de la capa limite, disminuye teóricamente la posibilidad de que se formen en el perfil de velocidad del flujo de reactantes, zonas cuya velocidad sea menor a la velocidad de flama laminar, y que por lo tanto den origen a condiciones para el retroceso de la flama, (Lewis y Von Elbe, [40]).

En la siguiente figura se muestra la variación aleatoria de los perfiles generados durante el proceso de optimización, puede observarse como se modifica la forma de los perfiles en función a los resultados del cálculo de las funciones objetivo.

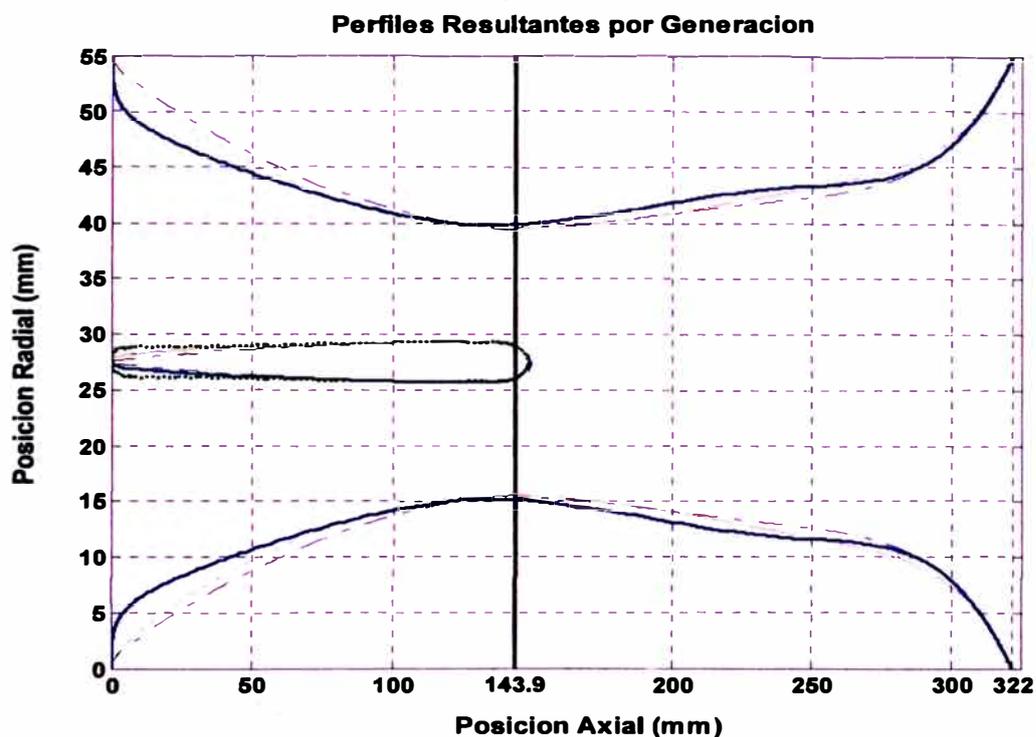


Figura. 3.43: Generación aleatoria de perfiles durante el proceso de selección por funciones objetivo.

Nótese que la variación en el perfil del inserto de mezcla es mínima, esto se debe a que la influencia sobre la función objetivo de la mínima fricción superficial Pf , es pequeña, ya que el área que representa el inserto es de menor magnitud que el área del perfil principal en la región convergente.

3.8.- Resultados teóricos comparativos del proceso de optimización

En esta sección se realiza el análisis de los resultados teóricos obtenidos con la generación y optimización aerodinámica de los perfiles internos del mezclador, la comparación en el desarrollo del flujo de reactantes para distintos perfiles óptimos, permite determinar el diseño final requerido para el quemador.

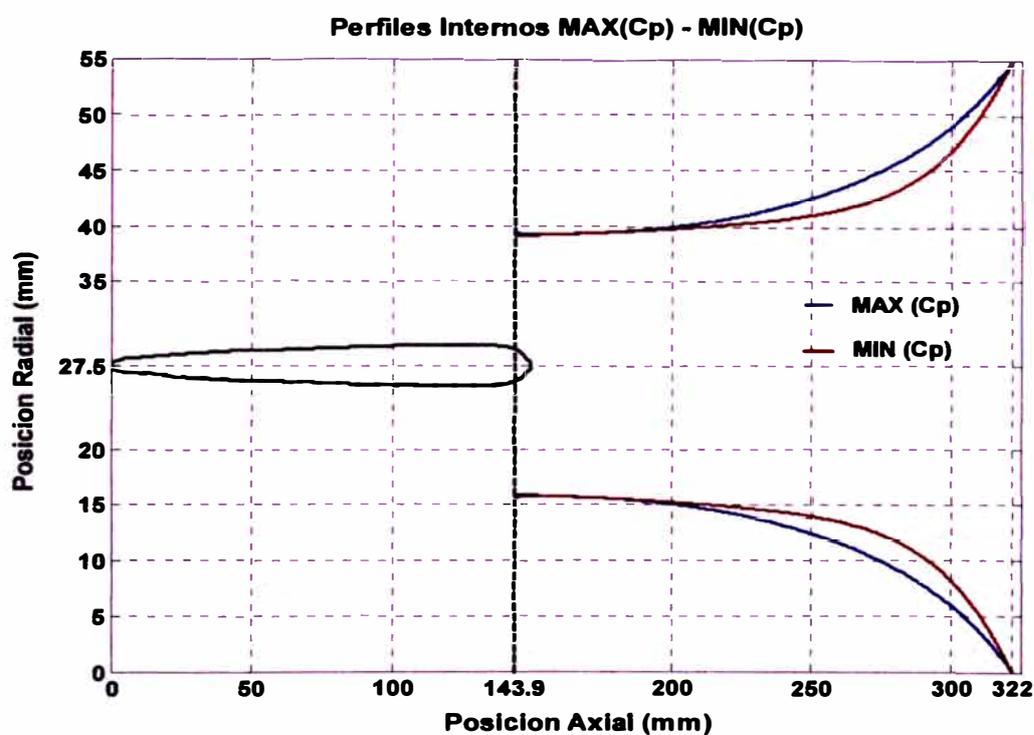


Figura. 3.44: Comparación gráfica de los perfiles optimizados encontrados para los casos de máximo y mínimo coeficiente de recuperación de presión en la región divergente.

El escenario de un mínimo C_p , que muestra un cambio brusco en el área de la sección transversal cerca de la descarga del quemador, promueve que los efectos de la desaceleración del flujo aumenten la intensidad de los vórtices en la

microescala en la capa límite, favoreciendo una separación temprana, y afectando consecuentemente la recuperación de presión estática.

La grafica anterior permite diferenciar la geometría de las secciones divergentes, donde un mínimo coeficiente de recuperación de presión C_p , esta relacionado a una menor sección transversal y mayor ángulo de curvatura en el perfil, al acercarse hacia la zona de descarga del quemador, se considera el inicio de la sección divergente la posición axial 143.9mm, correspondiente al punto de inyección del propano.

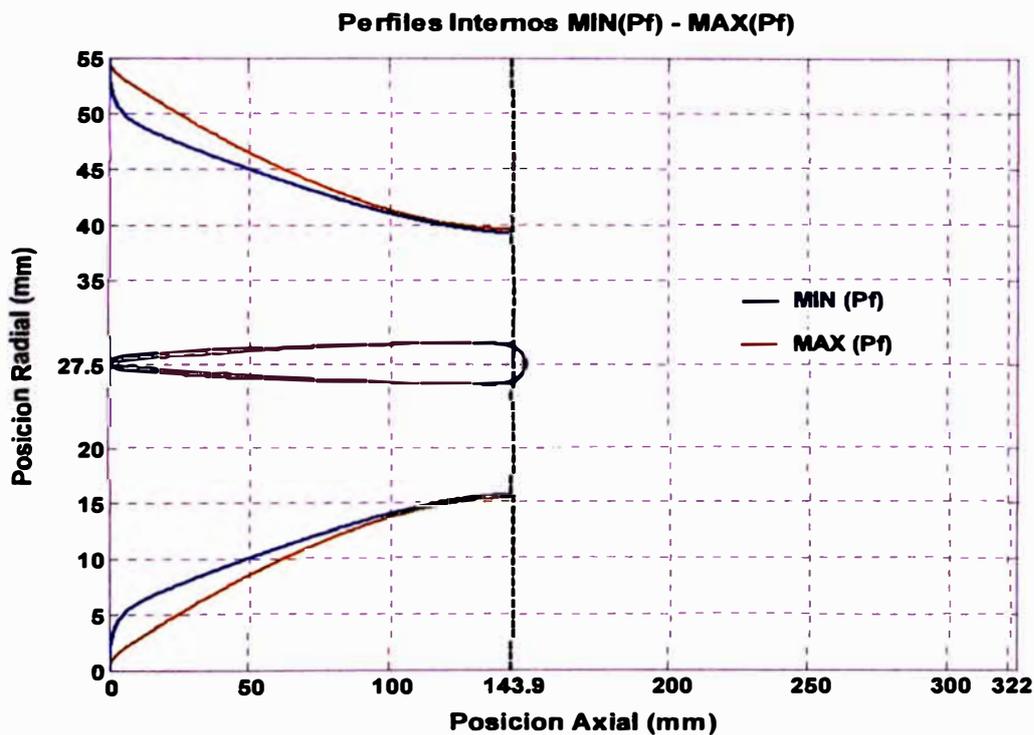


Figura. 3.45: Comparación grafica de los perfiles optimizados encontrados para los casos de máxima y mínima fricción aerodinámica en la región convergente.

El final de la sección convergente, es considerado como el punto en el cual se alcanza la mínima sección transversal, para el caso del perfil con la máxima fricción superficial, esta es alcanzada cerca de la posición axial 143.9mm, mientras que el perfil con mínima fricción superficial alcanza la mínima sección transversal en la posición axial de 164.9mm, sin embargo el valor de 143.9mm es considerado como el final de la región divergente, la sustentación de esta selección es detallada en el análisis de las velocidades medias de la región convergente.

Una mayor fuerza de fricción aerodinámica esta relacionada a un cambio más pronunciado en el área de la sección transversal de la zona convergente, teniendo a su vez el perfil interno una mayor inclinación o ángulo de convergencia hacia la entrada al quemador.

La intensa aceleración a la que es sometida el flujo de aire de combustión, al reducirse el área de paso en la sección convergente, así como el cambio brusco en la componente radial del perfil de velocidad, causado por la variación pronunciada del área de paso, genera vórtices en la microescala que intensifican la fricción superficial.

El perfil interno convergente que produce la máxima fuerza de fricción, muestra secciones transversales mayores, lo que significa que existe una mayor área superficial, siendo la fuerza de fricción generada directamente proporcional a esta área.

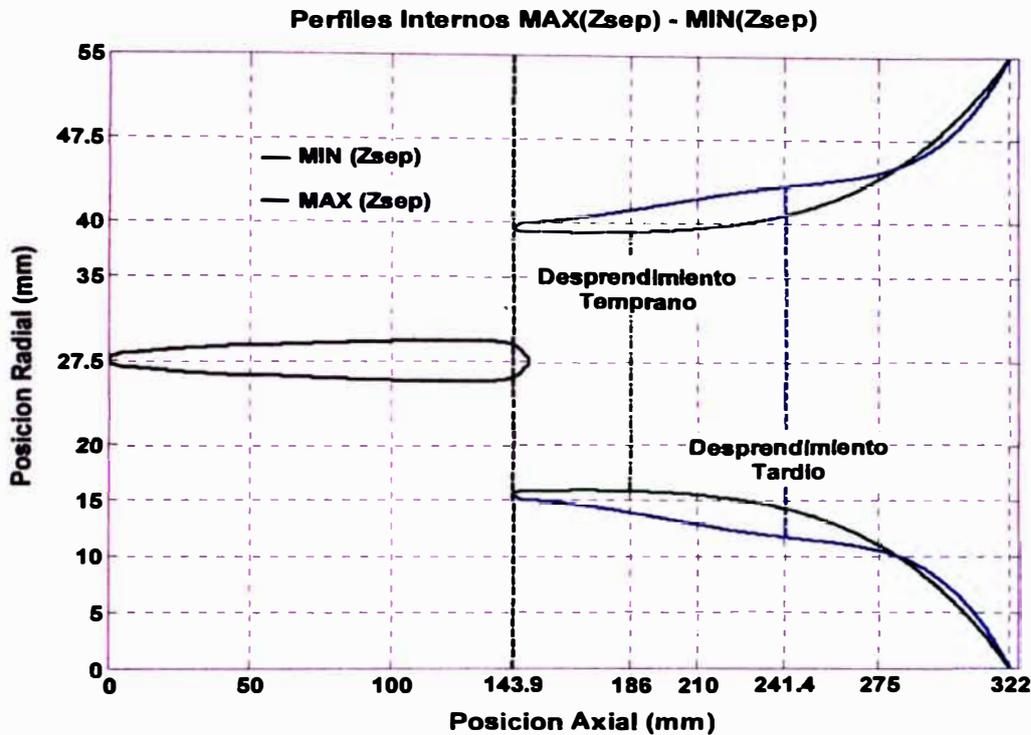


Figura. 3.46: Comparación gráfica de los perfiles optimizados encontrados para la mínima y máxima posición de inicio del desprendimiento de la capa límite.

Según los resultados mostrados, una región divergente que posea en su mayor parte una sección transversal con mínima variación en el área de paso, similar a un ducto cilíndrico, conviene teóricamente a fin de retardar el punto de inicio del desprendimiento de la capa límite.

A partir de los resultados de optimización, el desprendimiento temprano se da para la posición axial de 186mm, mientras que el desprendimiento tardío, que es el requerido para el diseño del quemador, se da en la posición axial 241.4mm, medida respecto a la entrada del quemador.

La comparación de los perfiles en el análisis del retraso del desprendimiento de capa límite, concuerda con la teoría del gradiente adverso de presión, en la que los cambios en la dirección de las líneas de corriente del flujo, dan lugar a corrientes circulantes en la microescala cerca de la pared, favoreciendo la destrucción de la capa límite.

Una mayor estabilidad en la dirección de las líneas de corriente del flujo de reactantes en la región divergente, se consigue teniendo una sección transversal con la menor variación posible en el área de cada sección y en el ángulo de divergencia del perfil interno.

Para realizar el cálculo de las velocidades medias y la distribución de la presión estática en los perfiles analizados previamente, se utiliza los siguientes datos obtenidos a partir de las tablas 2.20 y 2.21.

Tabla 3.29: Datos teóricos de operación utilizados para el análisis y evaluación de los perfiles aerodinámicos.

Relación de Equivalencia Φ	\dot{m}_{comb} (Kg/s)	\dot{m}_{aire} (Kg/s)	P_{aire}^e (Pa)	Potencia (KW)
1.0	0.00066	0.0102	101397	33.1
1.15	0.00071	0.0096	101393	35.8
0.57	0.00048	0.0131	101423	24.1

Se han escogido para el análisis, los valores mas cercanos a la condición de potencia nominal 32KW, para la mezcla estequiométrica y los regimenes superior $\Phi = 1.15$, e inferior de inflamabilidad $\Phi = 0.57$.

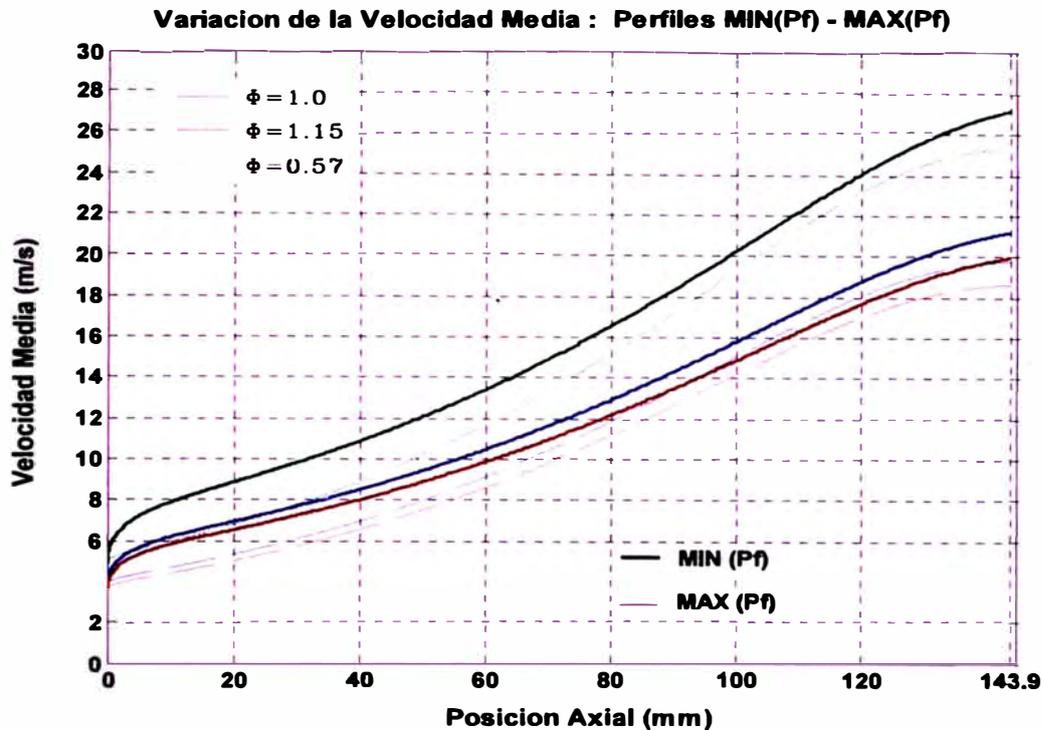


Figura. 3.47: Desarrollo de la velocidad media para los perfiles encontrados con mínima y máxima fuerza de fricción superficial respectivamente.

Una menor fuerza de fricción superficial en la región convergente, representa menores pérdidas de energía por fricción del flujo, la cual se traslada hacia los vórtices en la microescala y finalmente se disipa en forma de calor.

Por lo tanto se obtiene una mayor velocidad media del flujo de aire de combustión en el punto de inyección de gas, es decir menos energía cinética del flujo es transformada en energía cinética turbulenta en forma de vórtices.

El cambio en la pendiente de la curva de aumento de velocidad media del aire, que en términos prácticos es la aceleración, es menor con el perfil óptimo de mínima fricción superficial, por lo tanto menos energía es utilizada por el flujo para su aceleración, lográndose obtener mayores velocidades medias para el aire de combustión en el punto de inyección del combustible, lo que incrementa la succión que facilita el proceso de mezcla por flujo cruzado con el gas inyectado.

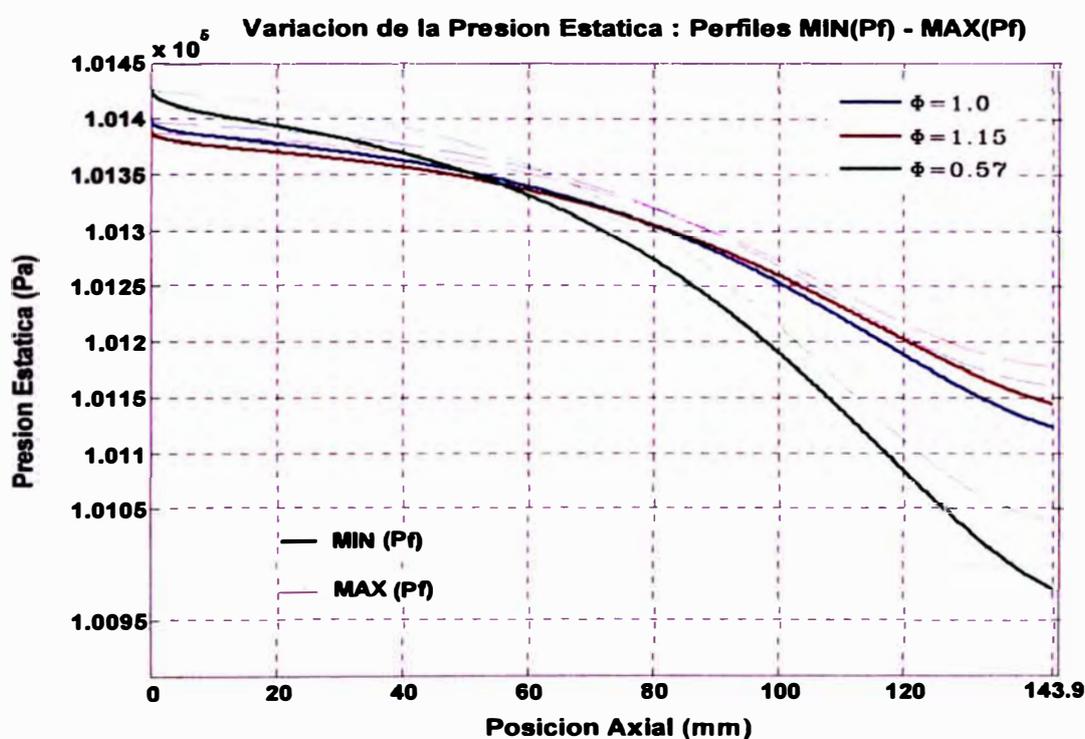


Figura. 3.48: Comparación de perfiles de presión estática absoluta para las condiciones de mínima y máxima fuerza de fricción superficial.

Como consecuencia de una mayor velocidad del aire de combustión en el punto de inyección de combustible, se tiene menores presiones estáticas que facilitan el proceso de inyección de gas y su posterior mezcla en la región divergente, una

menor presión estática en la zona de succión, se traduce en una menor restricción del flujo de gas a ser inyectado.

Valores mas altos de la velocidad del aire de combustión, se alcanzan cerca de la posición axial 164.9mm, correspondiente al perfil de minima fricción en la zona convergente, en comparación al perfil de máxima fricción donde los valores de máxima velocidad se alcanzan cerca a 143.9mm (punto de inyección de combustible), este fenómeno es explicado por el hecho de que al tener una menor aceleración del flujo de aire de combustión, la distancia total requerida para lograr condiciones de flujo completamente desarrollado aumenta.

Sin embargo para la posición axial 143.9mm, el perfil interno que genera la minima fuerza de fricción superficial, alcanza mayores velocidades medias que el perfil con la máxima fuerza de fricción, considerando iguales flujos másicos de aire de combustión.

Como comparación, a partir de los valores mostrados en la figura 3.19, para la posición axial 143.9mm, la velocidad media del flujo de aire de combustión es $27.1 \frac{m}{s}$, con el perfil de minima fricción superficial, y $25.2 \frac{m}{s}$, para el perfil de máxima fricción superficial, evaluados en el límite inferior de inflamabilidad $\Phi = 0.57$.

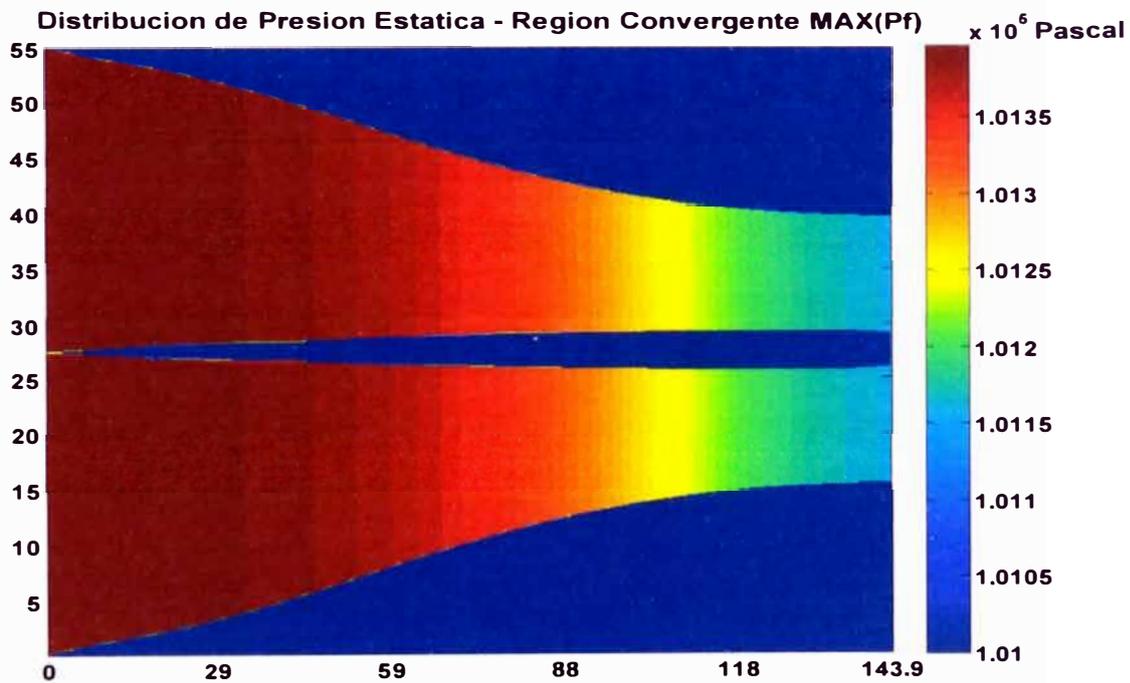
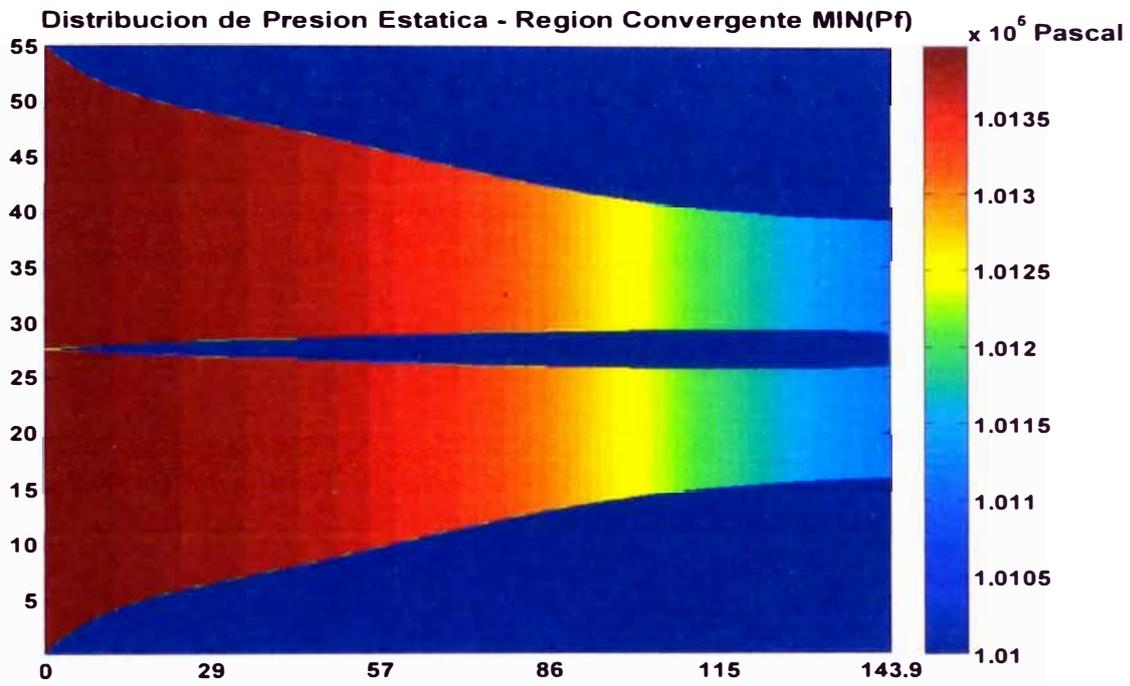


Figura. 3.49: Distribución de la presión estática absoluta para $\Phi = 1.0/33.1KW$, perfiles MIN(Pf) y MAX(Pf).

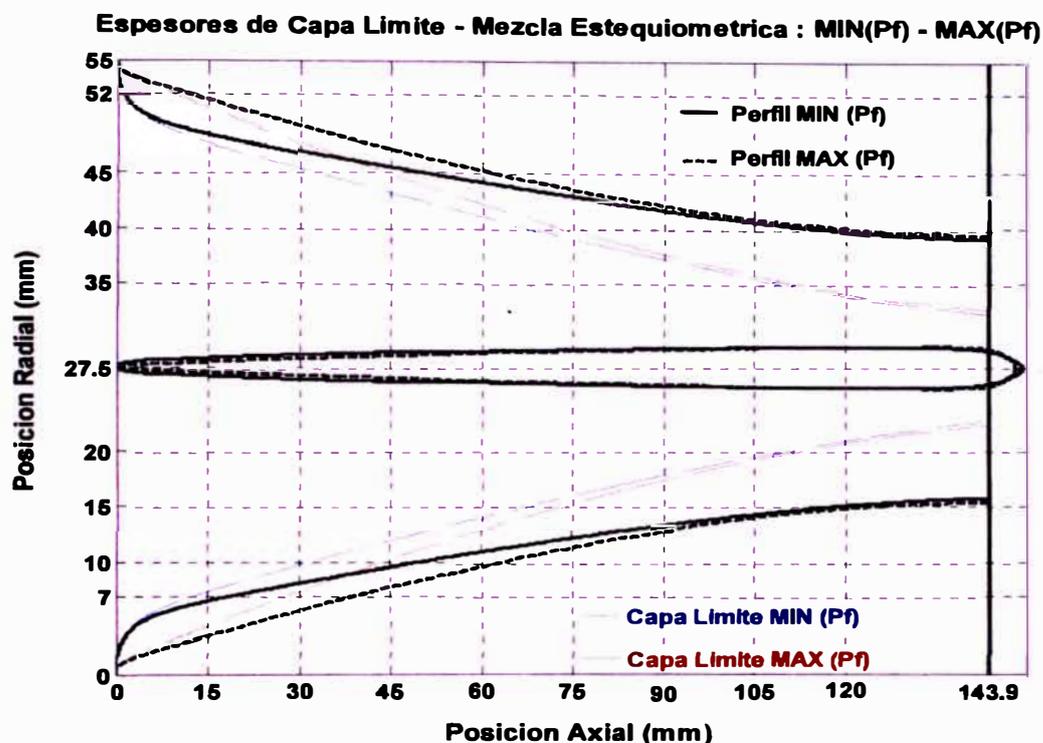


Figura. 3.50: Representación del desarrollo teórico de capa límite en la zona convergente para los perfiles MIN(Pf) y MAX(Pf).

El espesor de la capa límite en la mezcla estequiométrica, para la potencia de 33.1KW, es mayor en 0.1mm, para el caso del perfil con la mínima fricción superficial, con respecto al perfil con la máxima fricción superficial, aun considerando que las condiciones de máxima velocidad se alcanzan en la posición 164.9mm con el primer perfil.

Una menor presión estática en el punto de inyección de combustible, promueve la creación de los pares de vórtices en contrarrotación y su intensidad dentro de la sección divergente en el "campo lejano", ya que aumenta la intensidad del momentum lineal del gas que es inyectado, reflejándose finalmente en una mayor

eficiencia de mezclado entre el aire de combustión y el propano antes del inicio del frente de flama.

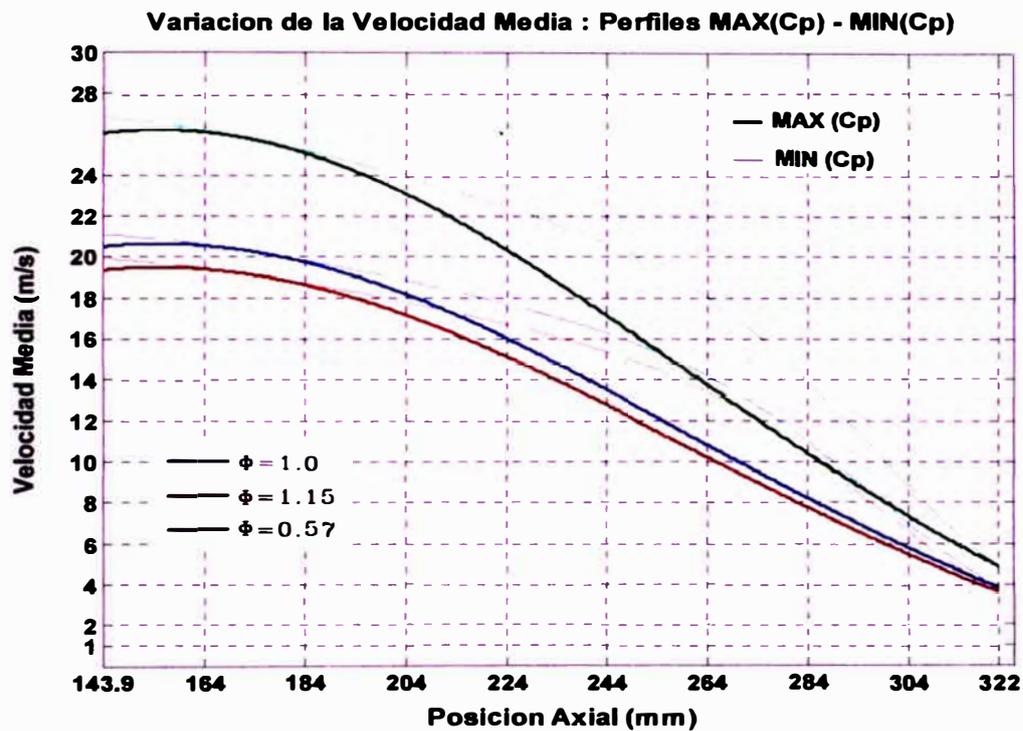


Figura. 3.51: Comparación del desarrollo del perfil de velocidades medias generadas por el flujo de reactantes para las condiciones de mínimo y máximo coeficiente de recuperación de presión.

Para todos los regímenes de operación analizados, puede observarse que el perfil que produce el máximo coeficiente de recuperación de presión en la región divergente, posee una evolución gradual de la expansión del flujo de reactantes, reflejado en la curva que grafica la magnitud de la velocidad media en función a la posición de recorrido axial.

Todas las curvas de velocidad media del flujo de reactantes, correspondientes al perfil con máximo coeficiente de recuperación de presión, muestran en general un perfil menos pronunciado, con menor ángulo de inclinación, con respecto al perfil de mínimo coeficiente de recuperación de presión, estas observaciones son congruentes con la teoría del gradiente adverso de presión, donde aparecen flujos recirculantes bajo expansiones súbitas del flujo principal, afectando la recuperación de presión estática.

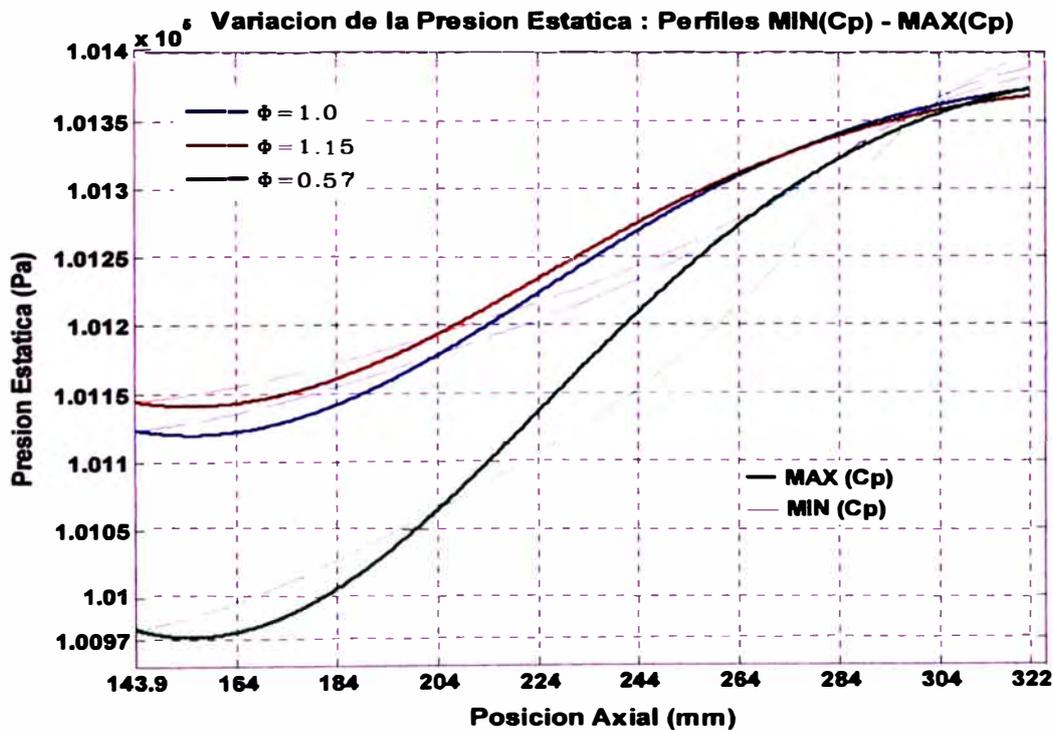


Figura. 3.52: Comparación del desarrollo del perfil de presión estática absoluta para las condiciones de mínimo y máximo coeficiente de recuperación de presión.

Se muestra un comportamiento contradictorio en el desarrollo de las presiones estáticas de la región divergente, ya que se observa una mayor presión en el punto

de descarga del quemador, para el perfil con el mínimo coeficiente de recuperación de presión.

Esta aparente contradicción es explicada por el hecho de que el coeficiente de recuperación de presión, ha sido definido como la integral de la variación diferencial de la presión estática en toda la región divergente, dividida entre la presión dinámica en la zona de succión donde se inyecta el propano, según la ecuación 45, esta definición para el coeficiente de recuperación de presión es en términos prácticos el área bajo la curva de la evolución de la presión estática en toda la región divergente.

Como puede verse en la figura 3.24, entre las posiciones axiales correspondientes a los 204mm y 304mm, el área bajo la curva de la evolución de la presión estática para el perfil con máximo coeficiente de recuperación de presión, supera notoriamente la diferencia de áreas con la evolución de presiones correspondiente al perfil con mínimo coeficiente de recuperación de presión, entre las posiciones axiales de 143.9mm y 204mm y las correspondientes a 304mm y 322mm, por lo tanto se explica la observación inusual respecto a la presión final en la descarga del quemador.

Sin embargo la evolución de la presión estática en la región divergente, para el perfil con el máximo coeficiente de recuperación de presión, muestra una gradiente mas pronunciada que para el caso del perfil con el mínimo coeficiente de presión, este escenario es analizado posteriormente ya que es un potencial origen de desprendimiento temprano de la capa limite del flujo de reactantes.

La recuperación de presión estática es más rápida con el perfil que produce el máximo coeficiente de recuperación de presión, a partir de lo observado en la figura 3.24, sin embargo es imposible alcanzar recuperaciones de presión estática reales, cuando el flujo se halla en un estado de operación con separación de capa límite, ya que la generación de vórtices en las zonas de recirculación, reducen el área de paso real de la mezcla de reactantes, reduciendo también la presión estática absoluta.

La evolución de la velocidad media del flujo de reactantes, para el caso del perfil interior con el inicio más retardado del desprendimiento de la capa límite, muestra una menor variación al comparar las pendientes de las curvas mostradas en la figura 3.26, para la zona divergente entre 143.9mm y 284mm.

Esta característica favorece el mantenimiento de las condiciones de intensidad de los pares de vórtices en contrarrotación en el "campo lejano" antes del inicio del frente de flama, ya que se inhibe la generación de las estelas de vórtices por rompimiento de la capa límite del flujo de reactantes, alcanzándose mayores niveles teóricos de mezcla entre el aire y el propano.

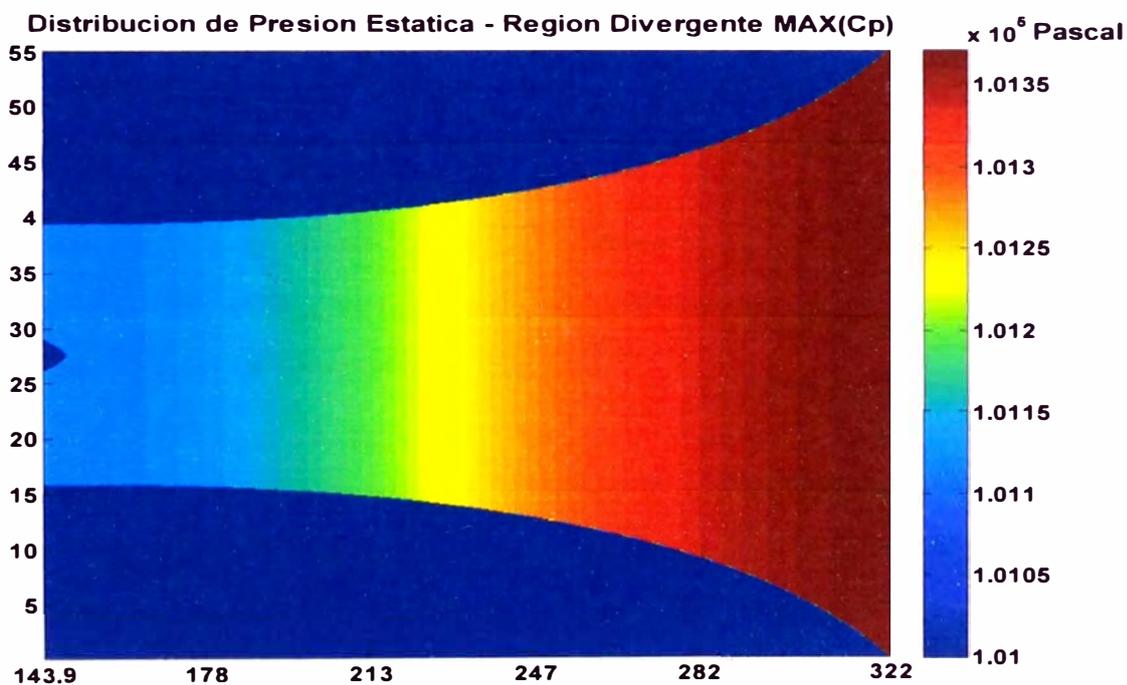
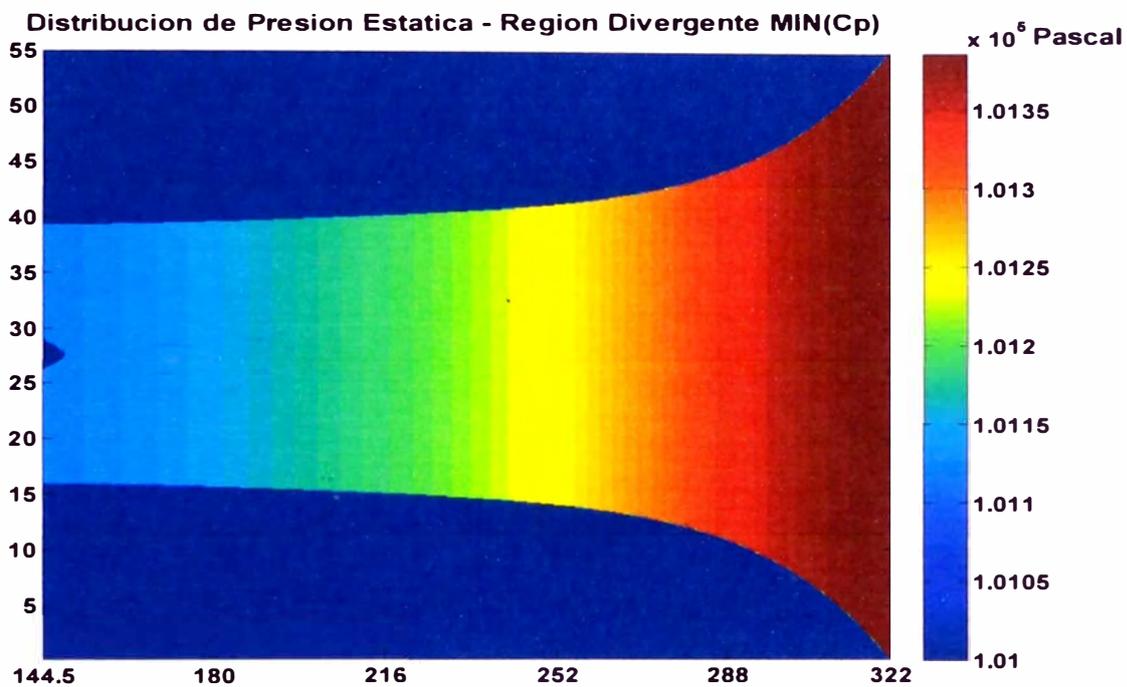


Figura. 3.53: Distribución de la presión estática absoluta para $\Phi = 1.0/33.1KW$, perfiles MIN(Cp) y MAX(Cp).

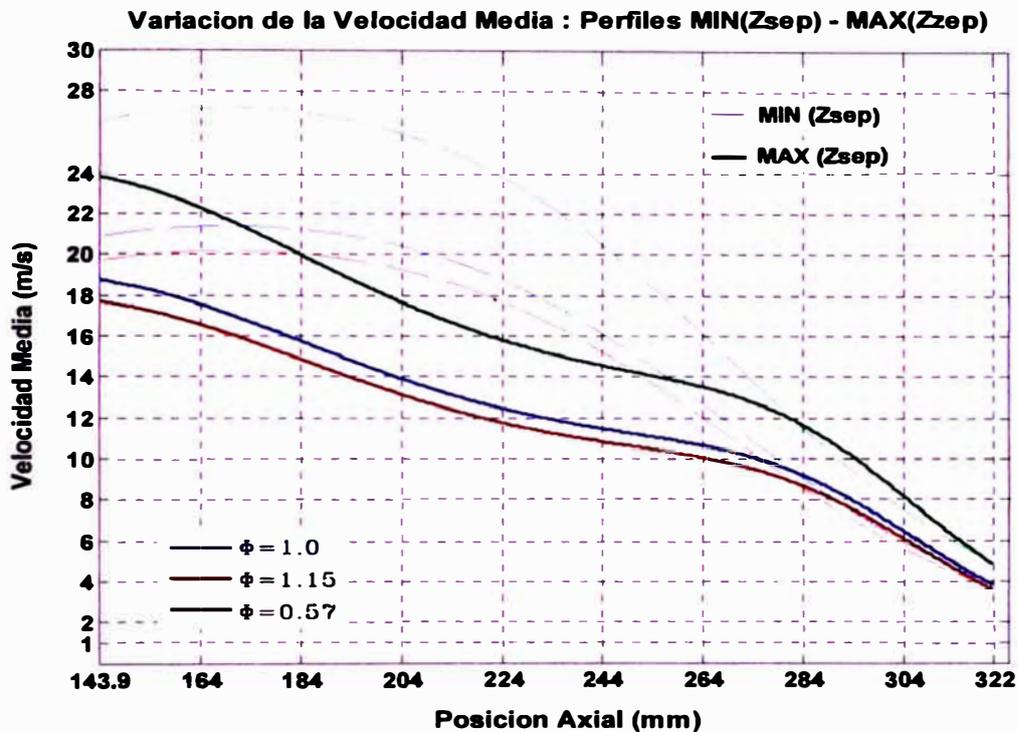


Figura. 3.54: Comparación del perfil de velocidades medias para los perfiles con mínimo y máximo punto de inicio de desprendimiento de la capa límite.

Los pares de vórtices en contrarrotación generados poseen un mayor tiempo de existencia dentro de la zona divergente, aumentando la eficiencia del mezclado antes del inicio del frente de flama.

El aumento de la presión estática debido a la expansión del flujo de gases reactantes en la región divergente, se da de forma gradual mostrando una menor pendiente en el perfil de evolución de la presión, al compararse los perfiles que generan el desprendimiento tardío y temprano de la capa límite.

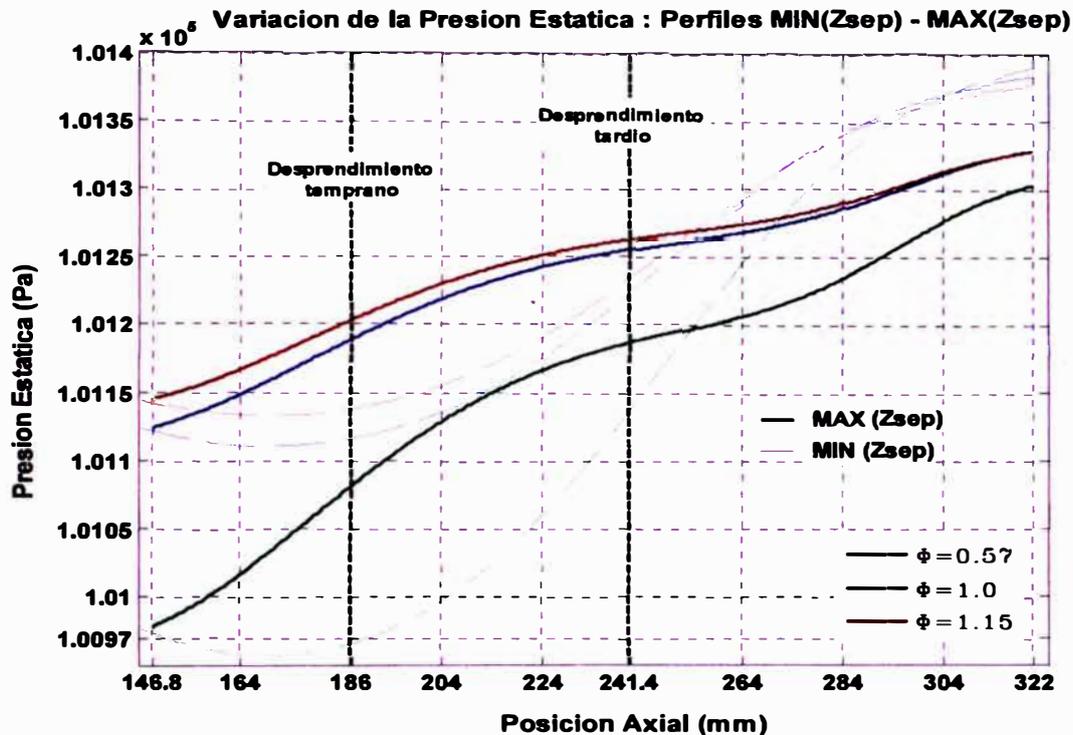


Figura. 3.55: Comparación de la variación de presión estática absoluta generada por el flujo de reactantes en la zona divergente para mínima y máxima posición de inicio de separación de capa límite.

Una expansión controlada, disminuye la aparición de las zonas recirculantes del flujo cerca de las paredes de la región divergente, evitando la generación de los vórtices en la microescala que son los causantes del desprendimiento y destrucción de la capa límite.

Un desprendimiento temprano de la capa límite, reduce también el área de paso real del flujo de gases reactantes hacia el frente de flama, generando inestabilidades que dan lugar a la extinción por retroceso de flama y una reducción del momentum.

Luego del punto de separación de la capa límite, que para el perfil optimizado ocurre teóricamente a 241.4mm, en la posición axial respecto a la entrada del quemador, se genera una disminución del ratio de variación de la velocidad del flujo de reactantes, causada directamente por el rompimiento de las estructuras de vórtices en contrarrotación, que dan lugar a las estelas de vórtices y estos a los vórtices en la microescala, produciendo la cascada de transferencia de energía cinética turbulenta.

El perfil que genera el mayor retraso en el punto de inicio de separación de la capa límite, muestra asimismo condiciones más homogéneas en la variación de la presión estática para la zona divergente, esta característica es de suma importancia a fin de evitar recirculaciones de flujo cerca a las paredes interiores, con la consecuente disminución en la intensidad de los vórtices en contrarrotación, responsables de eficiencia de la mezcla antes del inicio de la flama.

Puede notarse también una mayor presión estática del flujo de reactantes, en todo el tramo del mezclador hasta antes del punto teórico de separación, para el perfil que produce el desprendimiento tardío de la capa límite, esta característica es atribuida a la mínima generación de vórtices en la microescala que se producen al separarse la capa límite y aparecer los gradientes adversos de presión como las estelas de vórtices en el "campo lejano" del flujo de reactantes, antes del inicio del frente de flama.

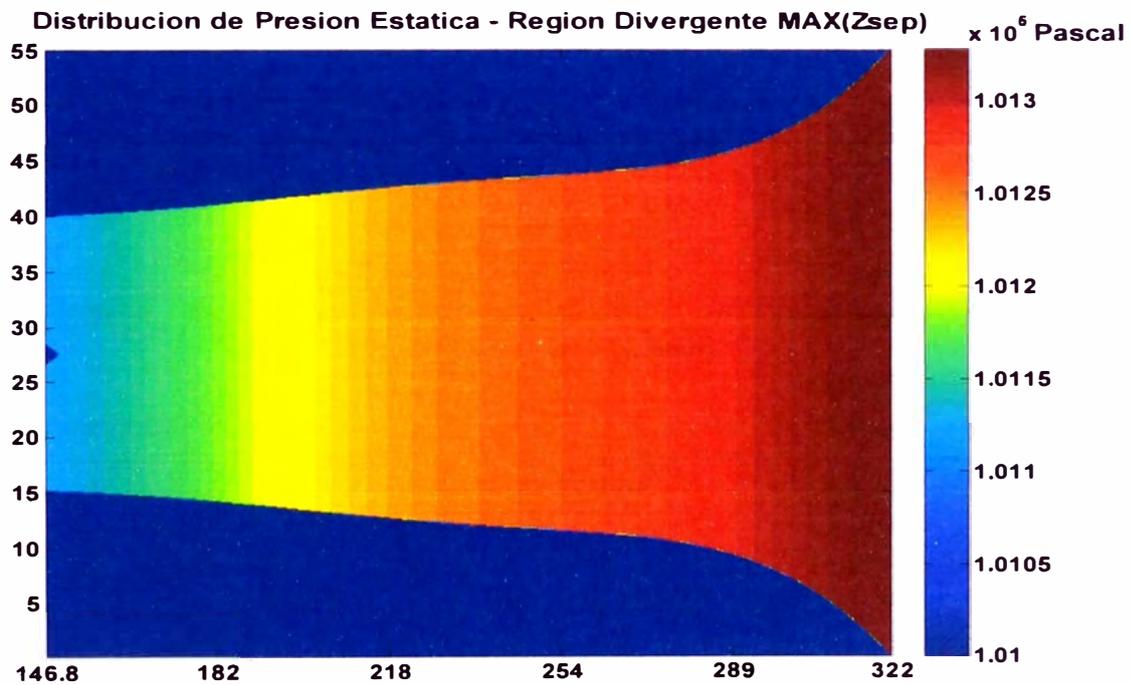
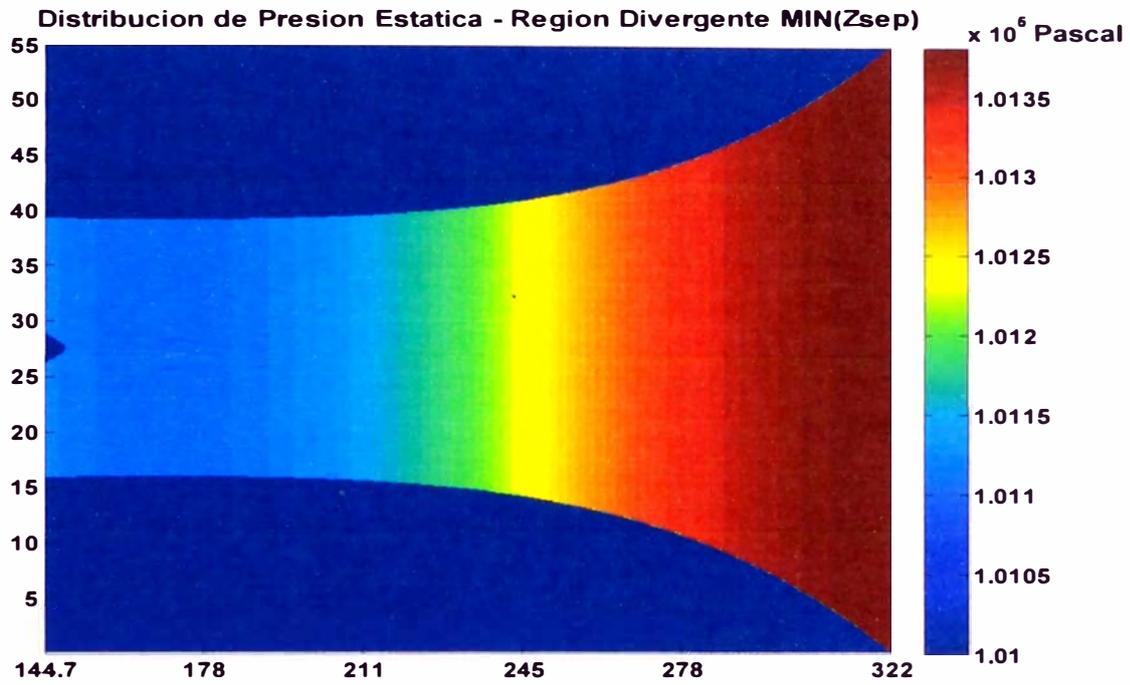


Figura. 3.56: Distribución de la presión estática absoluta para $\Phi = 1.0/33.1KW$, perfiles MIN(Zsep) y MAX(Zsep).

El diseño óptimo requiere el uso del perfil optimizado para el punto de inicio de desprendimiento de la capa límite más alejado respecto al punto de inyección de combustible, a fin de no afectar las características de operación de la flama, la gráfica siguiente muestra en detalle la curva optimizada y la comparación del desarrollo teórico de la capa límite bajo este requerimiento.

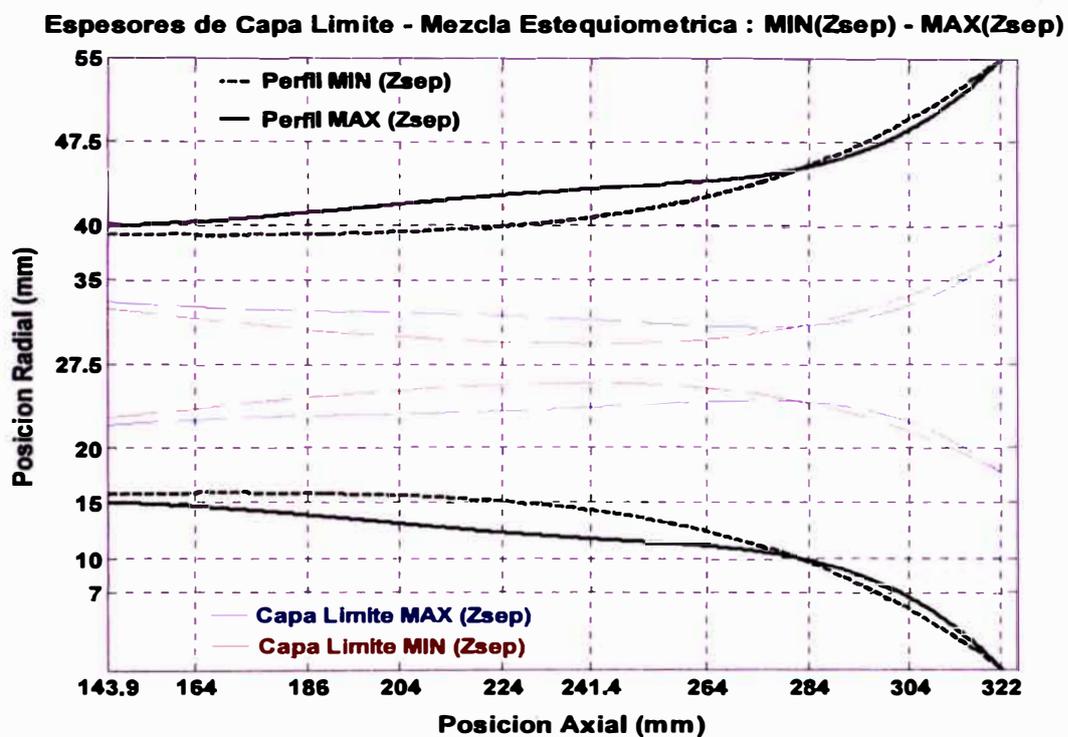


Figura. 3.57: Representación del desarrollo teórico de la capa límite en la zona divergente del mezclador para los perfiles con máximo y mínimo punto de separación.

El menor espesor de capa límite para el perfil con el punto de desprendimiento tardío, se debe a las menores velocidades medias del flujo de reactantes en prácticamente todo el recorrido axial de la región divergente, notándose además un crecimiento casi nulo de este espesor, en comparación a la evolución que muestra

el perfil con el punto de separación temprana, con un acelerado crecimiento de la capa límite, el cual da lugar a la aparición de los gradientes adversos de presión que producen la destrucción de la capa límite.

3.9.- Selección final del perfil interno de diseño para el quemador

Como se ha definido previamente, la región convergente optimizada es aquella que posee el mínimo coeficiente de fricción superficial, en el rango $< 0\text{mm} - 143.9\text{mm} >$, correspondiendo la posición de 143.9mm al punto de inyección del propano.

Las curvas que corresponden a los perfiles internos que producen el máximo coeficiente de recuperación de presión estática y el punto más alejado del inicio de la separación de la capa límite en la zona divergente, son analizadas de tal forma que se valida el criterio de selección final para esta región del quemador, es por ello que debido a que los valores de presión estática absoluta en la descarga del quemador, son similares para ambos perfiles, se realiza el análisis del desprendimiento de capa límite, a fin de sustentar la definición del perfil óptimo final en la región divergente.

El retardo al inicio del desprendimiento de la capa límite se da para la posición axial de 211.2mm en el perfil óptimo que produce la máxima recuperación de presión, mientras que en 241.4mm para el perfil divergente con el punto de inicio de desprendimiento más alejado, según se muestra en la siguiente figura.

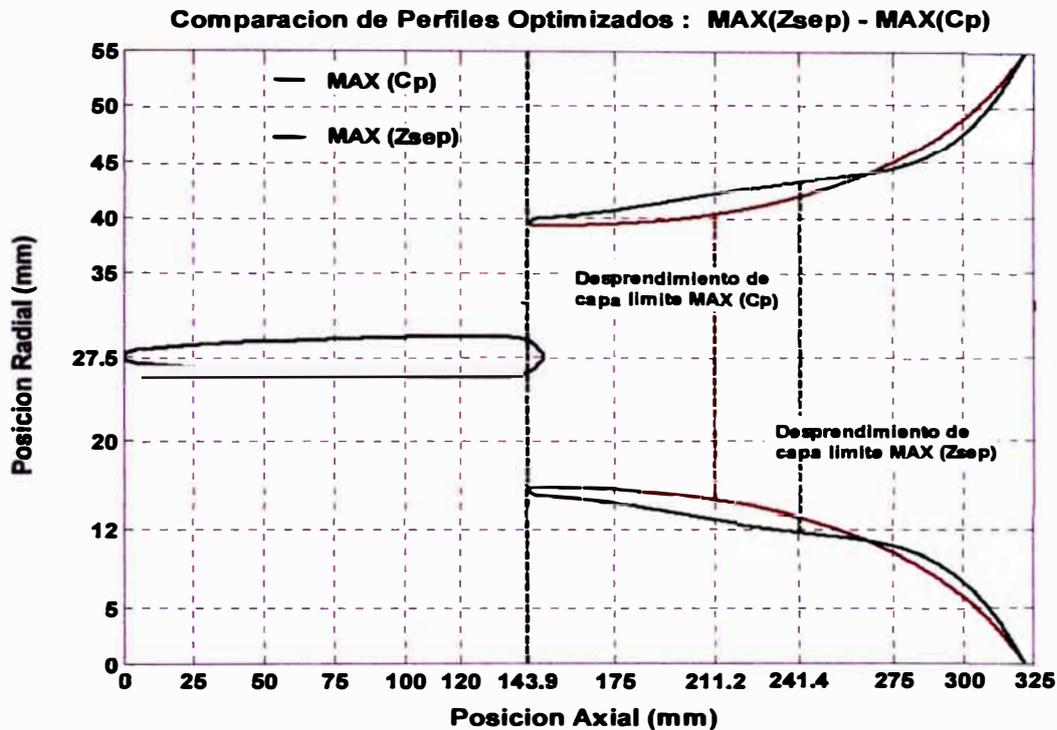


Figura. 3.58: Comparación de perfiles optimizados para MAX(Cp) y MAX(Zsep).

Como se muestra en la figura 3.31, la evolución de la presión estática para el perfil con el máximo coeficiente de recuperación de presión, es más acentuada que la evolución de presiones en el perfil que produce un inicio retardado de la separación de la capa límite, factor relacionado al gradiente adverso de presiones, que da lugar al rompimiento de la capa límite y por lo tanto un régimen de operación inestable para el quemador.

Finalmente se realiza la selección del perfil que posea el menor coeficiente de fricción aerodinámica en la región convergente y el punto más alejado de inicio de desprendimiento de la capa límite en la región divergente.

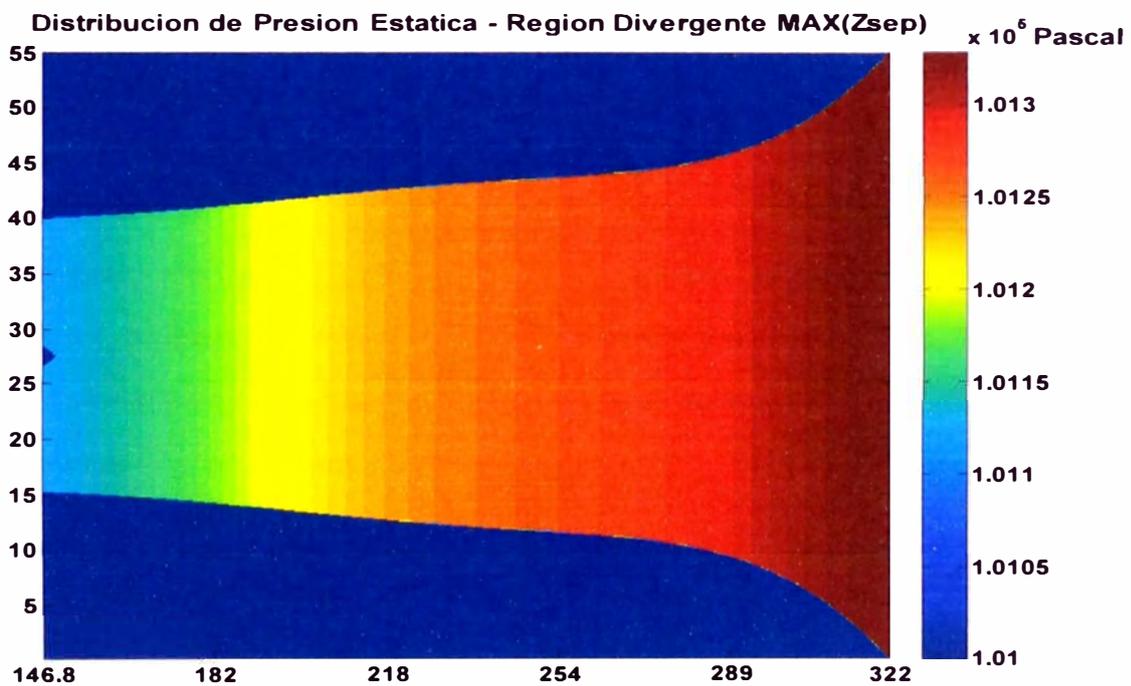
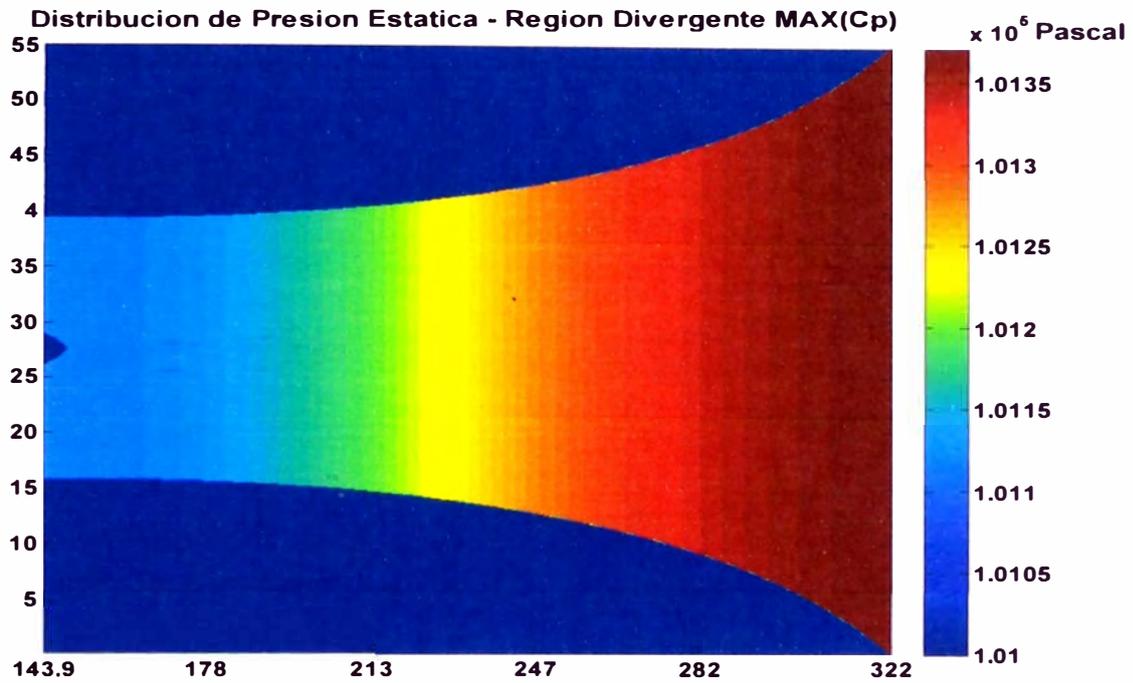


Figura. 3.59: Distribución de la presión estática absoluta para $\Phi = 1.0/33.1KW$, perfiles MAX(Cp) y MAX(Zsep).

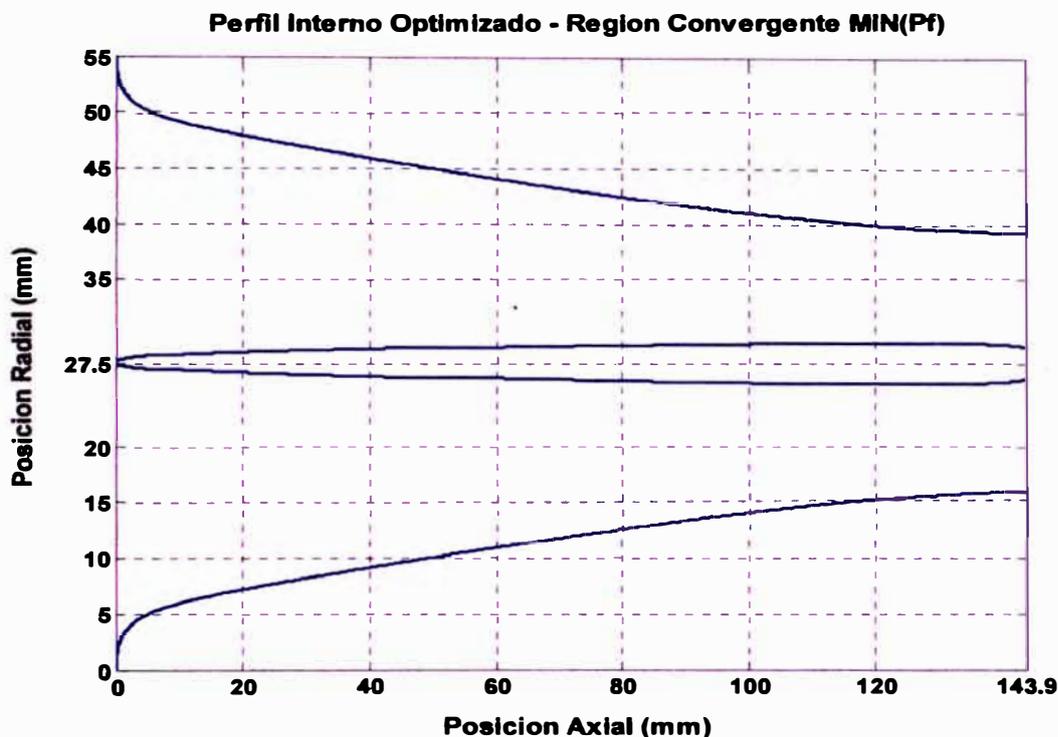


Figura. 3.60: Representación final del perfil optimizado para la zona convergente del mezclador, se muestra el perfil del inserto interior de mezcla (Zeppelin).

La condición de redondeo en la zona de entrada al perfil convergente del mezclador, facilita la entrada del aire de combustión y su posterior desarrollo hacia el punto de inyección de combustible, al disminuirse la generación de gradientes adversos de presión en la entrada.

En la grafica anterior puede notarse la planitud de la curva del perfil interior de mezcla, en las zonas cercanas al punto de inyección de combustible, en el rango $< 120\text{mm} - 143.9\text{mm} >$.

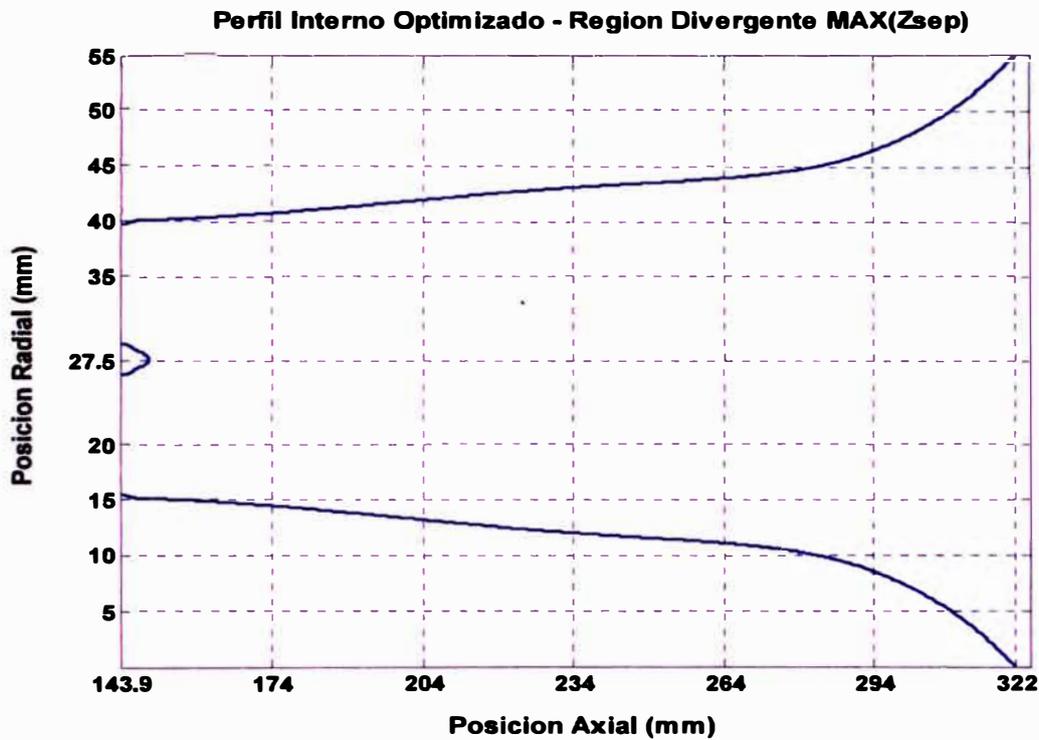


Figura. 3.61: Representación final del perfil optimizado para la zona divergente del mezclador.

Una característica importante observada para el perfil interno optimo en la zona divergente, es el mínimo ángulo de inclinación que posee la curvatura del perfil luego del punto de inyección de combustible, de tal forma que el flujo de reactantes logra alinearse en la dirección axial, homogenizando el perfil de velocidad transversal hasta antes del punto de inicio teórico del frente de flama.

Esta forma de la curvatura del perfil interno divergente, favorece además el retraso de la aparición del gradiente adverso de presiones, reduciendo el riesgo del inicio de la flama en posiciones muy cercanas al punto de inyección de combustible.

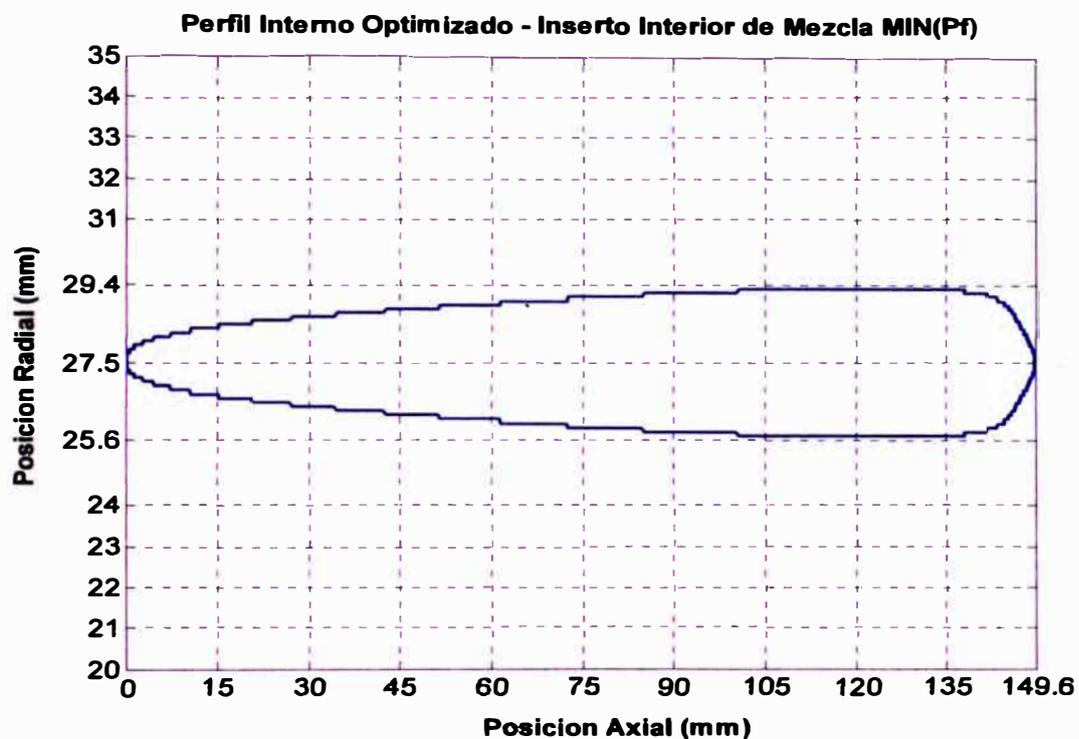


Figura. 3.62: Representación final del perfil optimizado para el inserto de mezcla o Zeppelin.

Para fines prácticos, el inserto de mezcla es construido con un solo diámetro en toda su extensión, siendo este el diámetro mayor, que da lugar al radio inferior de succión $R1$, es decir el diámetro único del inserto de mezcla es 3.8mm.

La siguiente figura muestra el perfil optimizado para la región convergente y divergente de la sección de mezcla, así como el inserto interior de mezcla o Zeppelin.

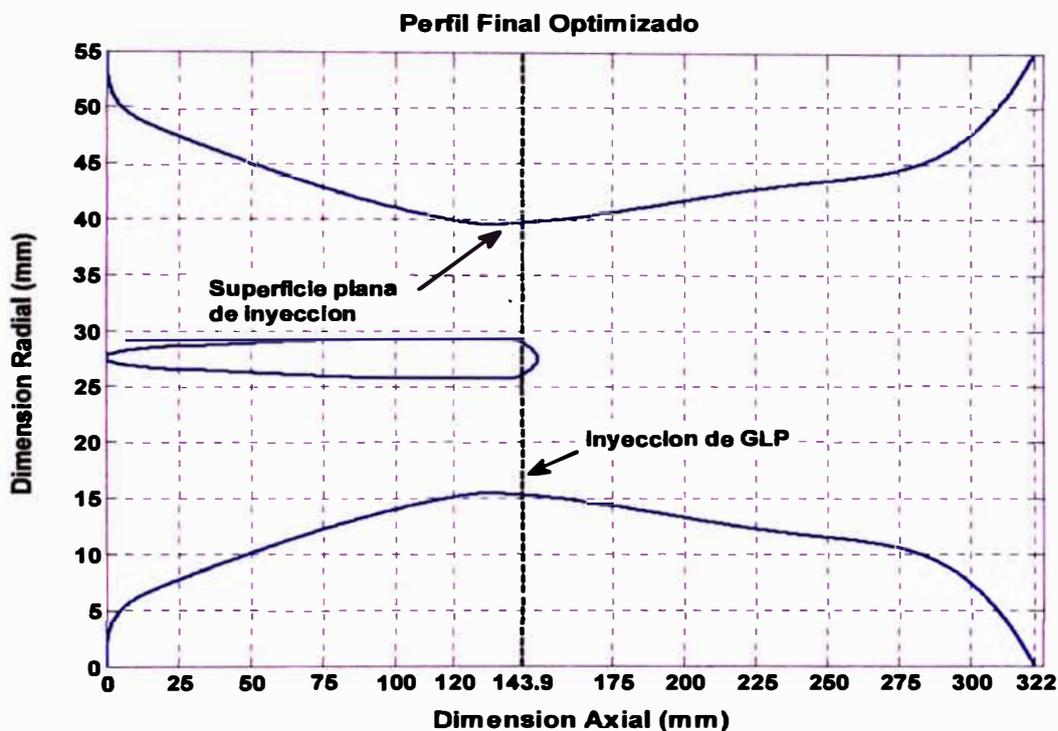


Figura. 3.63: Representación total del perfil óptimo seleccionado para el quemador.

En la zona anterior a la inyección de combustible (143.9mm), se puede observar un perfil interno con mínima variación de su eje ordenado, casi paralelo al eje axial, a partir de la posición 120mm hasta el punto de inyección 143.9mm, en este tramo se genera la colinealidad entre los perfiles encontrados para el mínimo coeficiente de fricción y el máximo punto de inicio del desprendimiento de la capa límite de la región divergente, esta zona es llamada superficie plana de pre inyección.

En la siguiente grafica se muestra la evolución de la velocidad media del flujo de reactantes, considerando el perfil final optimizado para las regiones convergente y divergente del quemador.

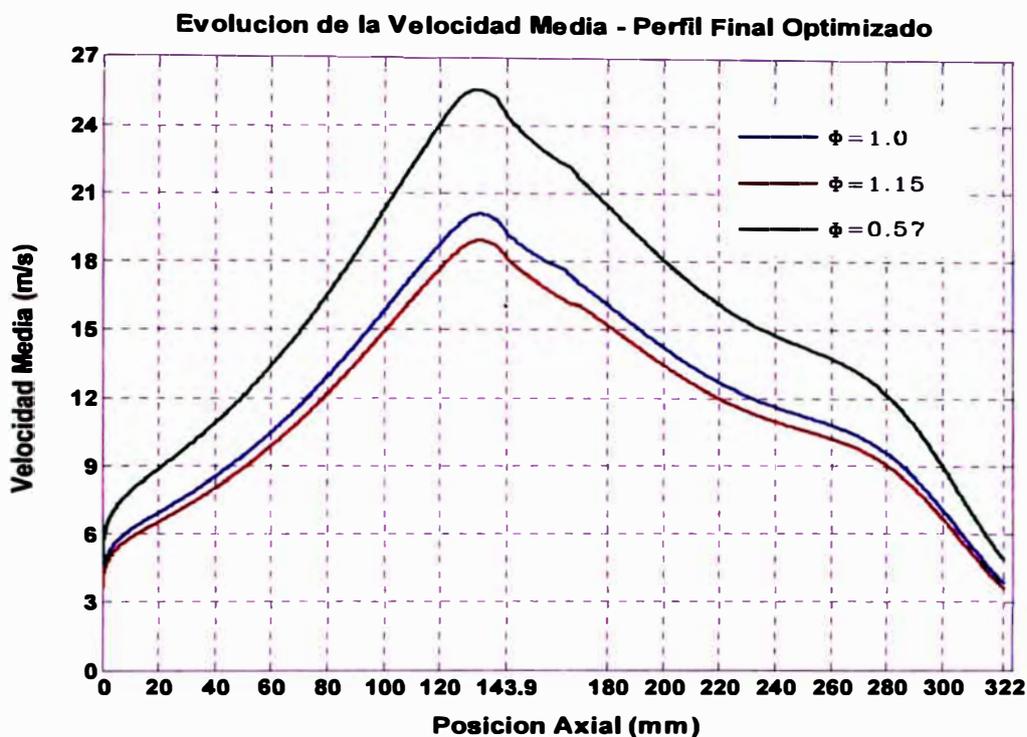


Figura. 3.64: Evolución de la velocidad media de reactantes para el perfil final optimizado

La máxima velocidad del aire de combustión en la región convergente, se alcanza cerca a la posición axial de 132mm, antes del punto de inyección de combustible, la diferencia entre la magnitud de las velocidades para el régimen de máximo flujo de aire de combustión $\Phi = 0.57$, es de $1.5 \frac{m}{s}$ entre las posiciones axiales de 132mm y 143.9mm, donde se inyecta el propano.

La variación respecto a los cálculos iniciales que muestran a la posición axial de 143.9mm, como el punto donde se alcanza la máxima velocidad del flujo de aire de combustión, se debe a que el proceso de optimización de la región convergente y

divergente, realiza cálculos independientes de las funciones objetivo para cada región, generando perfiles óptimos que son también independientes, en términos de curvatura y colinealidad.

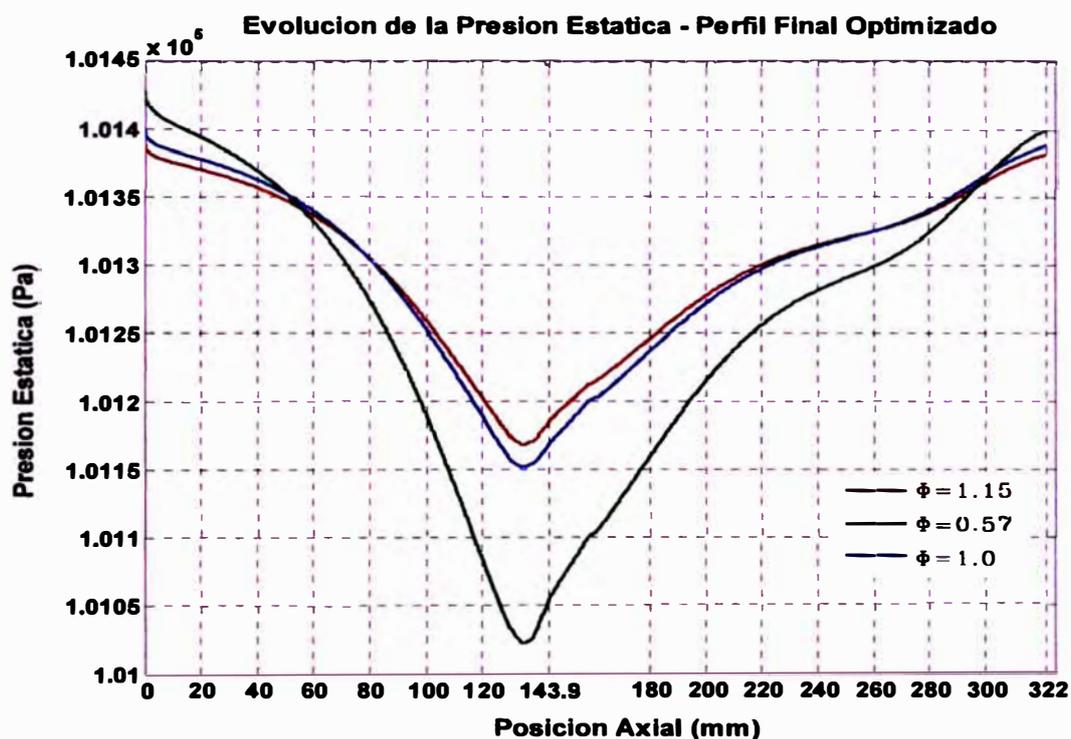


Figura. 3.65: Evolución de la presión estática absoluta del flujo de reactantes para el perfil final optimizado.

Los cambios en el perfil interno final optimizado, cerca al punto de inyección de combustible, dan lugar a una menor depresión en el punto de mínima presión del aire, para condiciones estequiométricas $\Phi = 1.0$ y la potencia de 33.1KW, la mínima presión estática absoluta es de 101156.6Pa, mientras que el perfil convergente con la mínima fricción superficial analizado por separado, obtiene teóricamente una presión estática de 101106.9 Pa.

Esta pérdida teórica de aproximadamente 50 Pa en la depresión para el punto de inyección de combustible, se asume de menor influencia en el proceso de desarrollo de la mezcla, ya que la presión estática final en la descarga del quemador para el perfil optimizado, es igual a 101389.1Pa, en comparación con la presión estática absoluta de 101328.4Pa, para al perfil con el punto de inicio de separación de la capa limite mas alejado, ambas presiones evaluadas para las condiciones de operación $\Phi = 1.0$, y la potencia de 33.1KW.

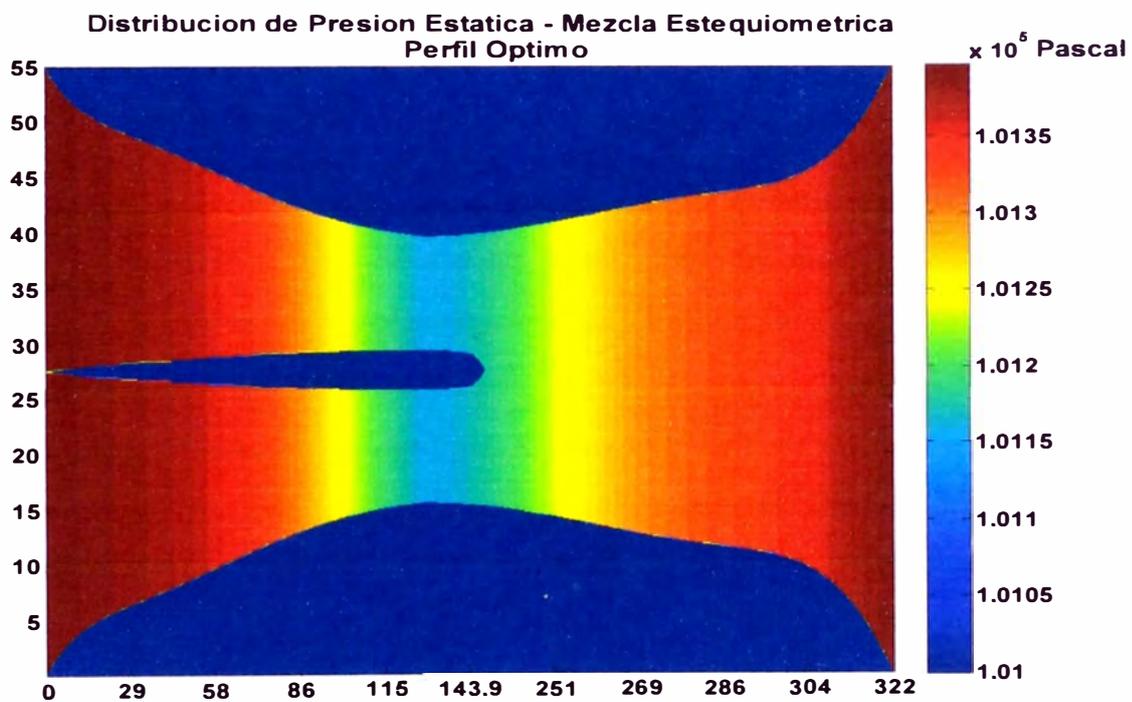


Figura. 3.66: Distribución de la presión estática absoluta en el perfil final optimizado del quemador.

CAPITULO 4

ANALISIS EXPERIMENTAL Y PUESTA EN MARCHA DEL QUEMADOR

4.1.- Desarrollo del ensayo experimental del quemador de premezcla

Para validar el análisis teórico, se construye un prototipo experimental en base a los datos geométricos de optimización que definen las dimensiones y el perfil interno del quemador en la región convergente y divergente.

Debido a la dificultad en la manufactura del inserto interior de mezcla (Zeppelin), este es construido con una varilla cilíndrica de 4mm de diámetro, tomando en cuenta que el radio inferior de succión es igual a $R1 = 1.9mm$.

En la siguiente figura se muestra el esquema en corte del quemador, se considera una extensión de la zona convergente, construida en el mismo material de esta, con una longitud de 27.5mm desde el punto de inyección, esta se obtiene como la limitante en los cálculos de las trayectorias de inyección del gas en régimen variable, a partir de la tabla 2.20, para $\Phi = 1.15$, $\dot{Q} = 30.3KW$.

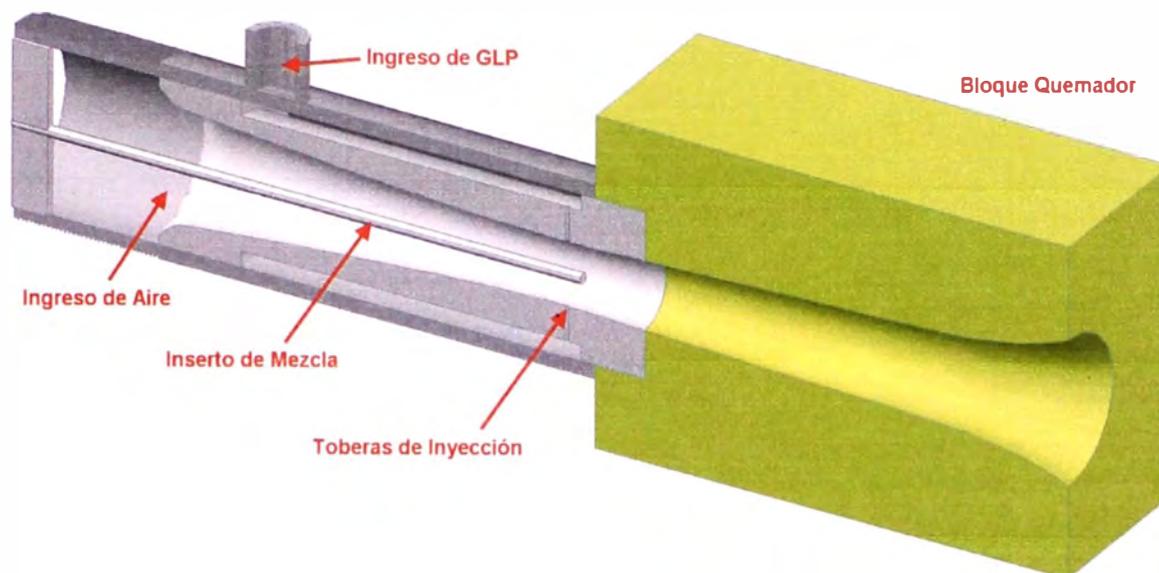


Figura. 4.1: Esquema isométrico con las partes principales del quemador.

La sujeción del inserto interior de mezcla (Zeppelin), es realizada antes de la sección de entrada a la región convergente del quemador, de tal forma que no interfiere con las líneas de corriente del flujo de aire de combustión.

El material utilizado en la fabricación del mezclador del quemador y su inserto interior, es acero ASTM A53 / A36 debido a su practicidad, ya que los diámetros comerciales de tubería SCH40 y barra redonda utilizados en la fabricación, son los disponibles comercialmente, además las presiones de operación no superan los 0.2 Bar (2000 mmca), en el caso del combustible GLP.

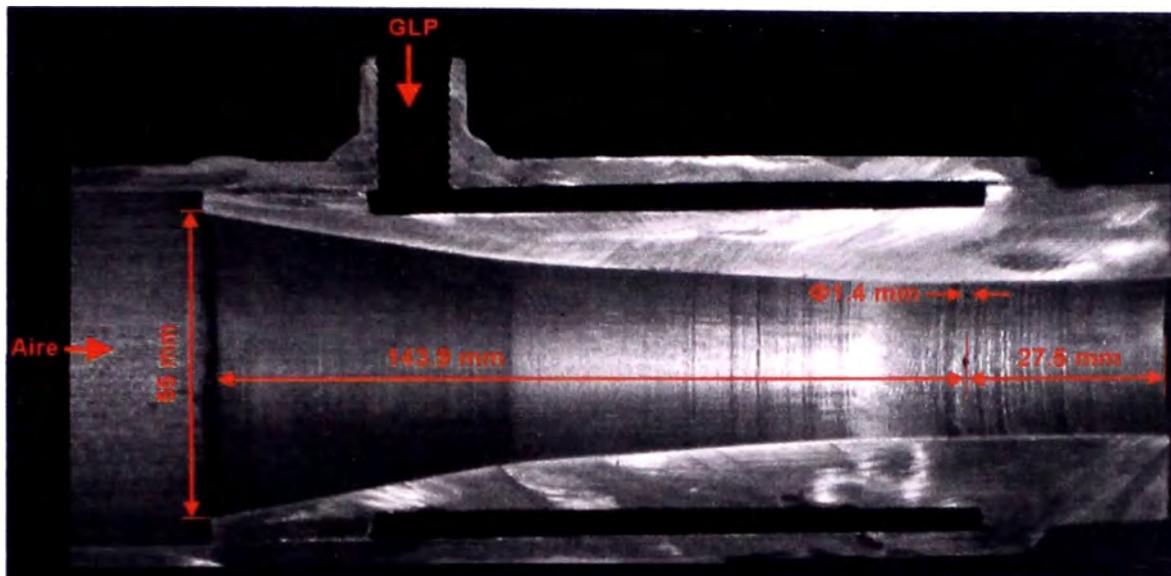


Figura. 4.2: Vista en corte con dimensiones axiales principales para el perfil en la zona convergente y de mezcla del quemador.

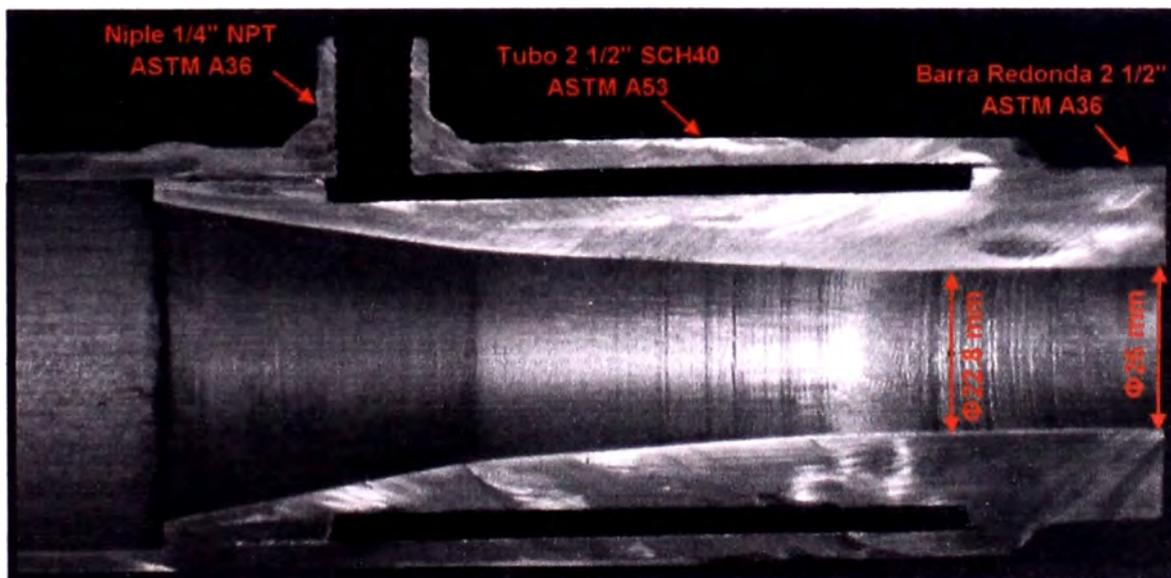


Figura. 4.3: Materiales y diámetros principales en el punto de inyección de combustible y para la posición crítica de inflamabilidad.

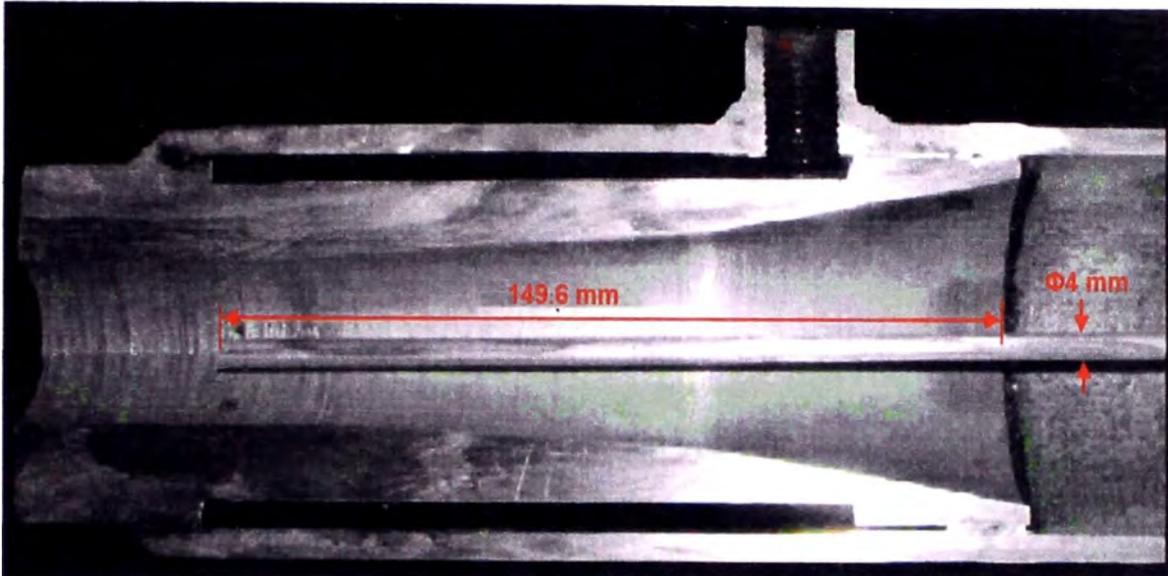


Figura. 4.4: Dimensiones principales del inserto interior de mezcla (Zeppelin) en la zona convergente del mezclador del quemador.

De la figura 3.34, se extrae que la máxima dimensión transversal del perfil del inserto de mezcla es 3.8mm de diámetro, por lo tanto se selecciona una varilla comercial de 4mm, se asume que esta modificación no afecta sustancialmente los resultados experimentales, debido a la menor influencia del perfil del inserto de mezcla en la sección transversal del flujo de aire de combustión.

En el régimen de operación con potencia variable (flujo másico de combustible), las condiciones de la trayectoria del fluido inyectado varían con la relación de equivalencia, en el límite de mezcla rica establecido en el diseño como $\Phi = 1.15$, teóricamente se alcanzan condiciones de inflamabilidad a una posición promedio mínima de $z = 27.5mm$, siendo potencial la aparición del frente de flama en este punto.

Por este motivo a partir de $z = 27.5mm$, medido desde el punto de inyección de gas, el perfil interno de la zona divergente del quemador es construido en material refractario de aleación de alumina, cuyas propiedades termofísicas a alta temperatura lo convierten en un elemento resistente al choque térmico (refractariedad).

En la siguiente tabla se muestran los valores aproximados del porcentaje en peso, para los materiales utilizados en la fabricación del perfil interno de la zona divergente llamado bloque quemador, considerados a partir de la referencia [69] para la fabricación de aleaciones refractarias Zirconio-Mullita, con alta resistencia al choque térmico.

Tabla 4.1: Descripción de los materiales utilizados en la fabricación del bloque quemador refractario, por el método del moldeado.

Material	% Peso
Alumina (Al_2O_3)	65
Arena (SiO_2)	15
Zirconio (ZrO_2)	20

En la arena se considera una presencia de óxido de hierro (Fe_2O_3) con 1% en peso aproximadamente, es por ello que el bloque refractario presenta manchas oscuras en su conformación.

Para la fabricación del bloque refractario, se utiliza el método del moldeado, utilizando un molde de madera fabricado con las dimensiones geométricas y del perfil interno requerido en la zona divergente, los componentes de la tabla 4.1, se mezclan con

agua y arcilla cerámica no refractaria a modo de aglutinante, el molde considera una contracción volumétrica de la pieza del 0.6%, posterior al proceso de quema.

La pieza moldeada húmeda es sometida a un proceso de secado continuo de 24 horas de duración, con aire a 55C° y 20% de humedad relativa, el contenido de agua del bloque es reducido del 40% al 10%, antes de ser llevado al proceso de quema en el horno, donde el material sigue una curva de quemado de 18 horas desde una temperatura inicial de 50C°, hasta una temperatura final de 1300C°, con 2 horas de maduración a una temperatura constante de 1300C°.

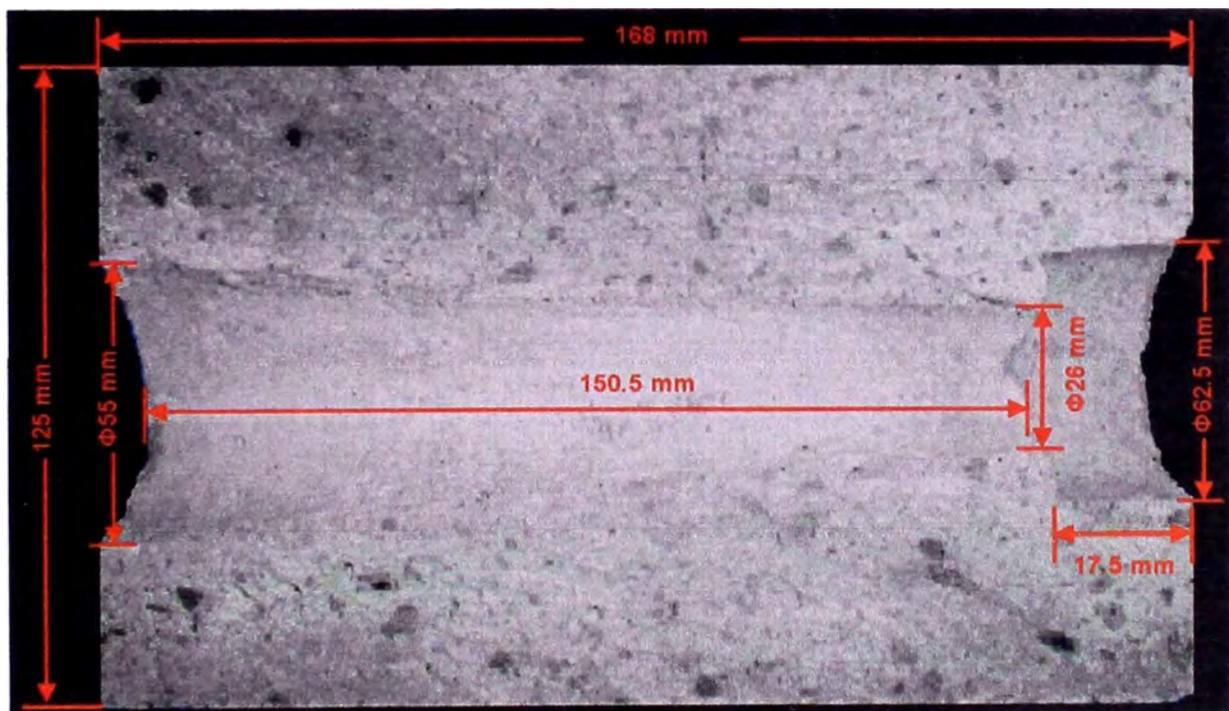


Figura. 4.5: Vista en corte del bloque quemador refractario para la sección divergente, las manchas oscuras indican presencia de óxido de hierro.

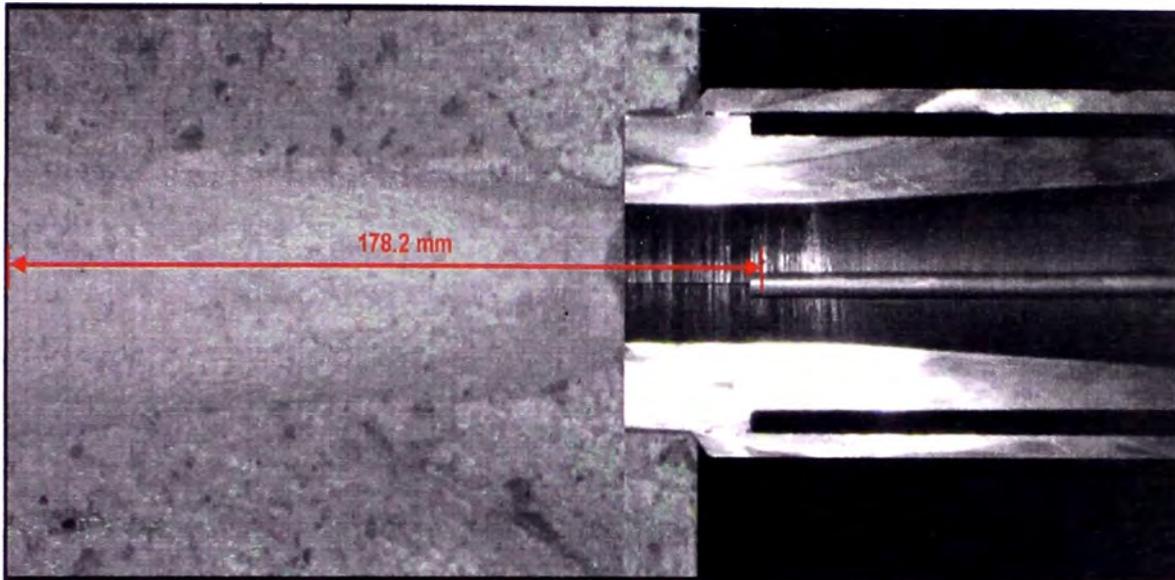


Figura. 4.6: Ensamble final del quemador, zona convergente (ASTM A53), zona divergente aleación refractaria Zirconio-Mullita.

El requerimiento teórico máximo para el aire de combustión, se da para $\Phi = 1.15$ y 117.9KW , con un flujo másico $\dot{m}_{\text{aire}} = 0.0346 \frac{\text{Kg}}{\text{s}}$ (61.8CFM) y una presión estática absoluta $P_{\text{aire}}^s = 102582.7\text{Pa}$ ($5.1''\text{H}_2\text{O}$), para el ensayo experimental se selecciona un ventilador centrífugo de alabes rectos, modelo TwinCity 805F, con transmisión por faja.

Tabla 4.2: Valores de placa del ventilador centrífugo utilizado para el ensayo experimental del quemador.

Parámetro	Valor
Caudal (CFM)	126
Presión Estática ("H ₂ O)	6
Motor Eléctrico (HP)	1
Velocidad (RPM)	3450

Se realizan un total de 18 ensayos, con diferentes puntos de operación, variando el flujo de aire de combustión, a través de la maniobra de una válvula mariposa ubicada a la salida del ventilador, y el flujo de GLP con la válvula de bola ubicada a la salida del suministro principal, cuyo regulador de segunda etapa entrega una presión máxima de 800 mmca, que es el limitante respecto al flujo máximo de combustible que se puede alcanzar en el ensayo, el calculo teórico inicial de presión de alimentación requería 1889 mmca, para $\Phi = 1.15$ y 117.9KW.

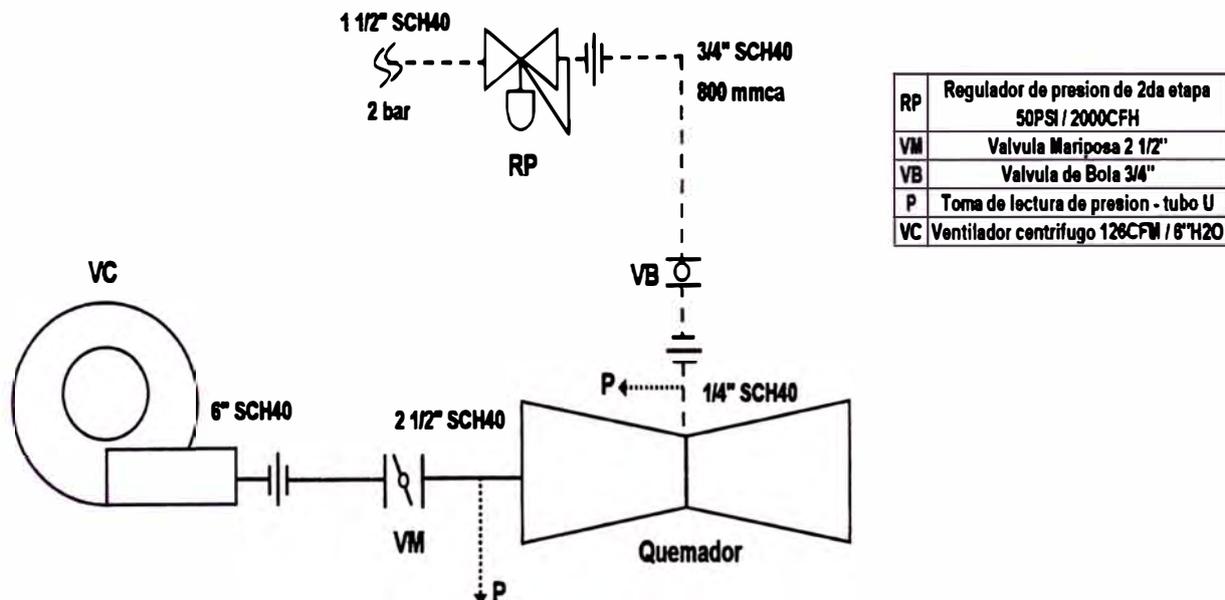


Figura. 4.7: Diagrama esquemático de la instalación para el ensayo experimental del quemador.

En la siguiente tabla, se muestran los valores utilizados durante el ensayo experimental del quemador, para la presión estática manométrica de ingreso del aire de combustión y la presión estática manométrica del GLP, medidos en

milímetros de columna de agua, por medio de un tubo en U con agua abierto a la atmosfera, con una graduación $< 10\text{mm} - 500\text{mm} >$.

Tabla 4.3: Presión estática manométrica para la operación del aire de combustión y el GLP, durante el ensayo experimental.

Presión de Ensayo Aire .		Presión de Ensayo GLP	
P_{aire}^e		P_{comb}	
(mmca)	(Pa)	(mmca)	(Pa)
2	101319.6	10	101398.1
5	101349.1	40	101692.4
5	101349.1	60	101888.6
7	101368.7	40	101692.4
10	101398.1	60	101888.6
10	101398.1	140	102673.4
10	101398.1	220	103458.2
13	101427.5	100	102281.0
20	101496.2	140	102673.4
20	101496.2	260	103850.6
25	101545.3	270	103948.7
25	101545.3	220	103458.2
30	101594.3	380	105027.8
35	101643.4	220	103458.2
35	101643.4	400	105224.0
40	101692.4	420	105420.2
40	101692.4	380	105027.8
50	101790.5	380	105027.8

Los valores mostrados en la tabla anterior, son logrados modificando el comportamiento del quemador en base a la variación de los flujos de aire de combustión y GLP, hasta lograr la extinción de la flama por soplado.

Todas las presiones manométricas se miden con un tubo en U con agua, las mediciones registradas se dan cuando la flama alcanza condiciones estables para cada presión de operación.

4.2.- Comparación de los regímenes de mezcla por flujo cruzado de fluidos

En función a los valores del ensayo experimental para la presión estática de alimentación del aire de combustión y el GLP, se realizan los cálculos de flujo másico, ratios de impulso y momentum lineal, para cada condición de operación.

Los valores teóricos para la relación de equivalencia estequiométrica, se calculan a partir de los valores para la potencia nominal de diseño 32KW, según el flujo másico nominal de combustible $0.000693 \frac{Kg}{s}$ por lo tanto

$$r_{AIC|_{estequiométrica}} = 15.5963 \frac{Kg_{aire}}{Kg_{comb}}$$

Para los distintos valores experimentales de la presión estática de ingreso del aire de combustión P_{aire}^e , el flujo másico se calcula a partir de las ecuaciones 77, 78, 80, 81 y 82, por un proceso iterativo, considerando la misma expresión para el calculo de los diámetros hidráulicos, con los valores óptimos del perfil interno encontrado previamente.

Como se conocen los valores exactos de las coordenadas del perfil optimizado en la zona convergente, los parámetros fluidodinámicos son evaluados para un diámetro hidráulico en cada sección entre la entrada al quemador y el punto de inyección de GLP, el aire de combustión se considera como un gas perfecto en

proceso isentrópico, es decir $P \cdot \nu^k = \frac{P}{\rho^k} = cte$, (Shames, [62]).

El valor de la rugosidad promedio de las paredes del quemador, se toma igual al de tubería estirada $e = 0.0015mm$, según [62], para todos los cálculos.

Para la viscosidad absoluta del aire de combustión, se considera una temperatura constante promedio de $25C^{\circ}$ en toda la región convergente del mezclador hasta el punto de inyección de GLP, $\mu_{aire} = 1.84 \times 10^{-5} Pa.s$.

La velocidad de inyección del flujo de combustible se calcula a partir de las ecuaciones 83, 84 y 85, teniendo en cuenta el valor experimental de la presión estática de alimentación del combustible P_{comb} , y la presión de succión o vacío P_{aire}^g , generada por el flujo de aire de combustión en el punto de inyección, que es calculada a partir de la ecuación 82.

La densidad del combustible se calcula para cada presión estática de alimentación P_{comb} , a partir de la ecuación de estado, considerando una temperatura constante de $288K$ y una constante universal de gases para el propano $R_{comb} = 166 \frac{J}{Kg.K}$, tomada de la referencia [50].

El valor del ratio $\gamma_{comb} = \frac{C_p^{comb}}{C_v^{comb}}$, se calcula a partir de los calores específicos a presión y volumen constante del gas propano, a la temperatura en condiciones estándar $15C^{\circ}$ ($288K$), $C_p^{comb} = 1.67 \frac{KJ}{Kg.K}$ y $C_v^{comb} = 1.48 \frac{KJ}{Kg.K}$, obtenidos de la referencia [50],

Durante cada iteración, se obtiene el flujo másico de combustible \dot{m}_{comb} , conociendo el valor de la velocidad de inyección del GLP a partir de la ecuación 85, y con los valores iterados en cada paso para la presión del aire en la zona de inyección P_{aire}^e , obtenida de la ecuación 82.

El valor de la relación de equivalencia es calculado para cada condición de operación a partir de la siguiente expresión

$$\Phi = \frac{\frac{\dot{m}_{comb}}{\dot{m}_{aire}}}{r_{A/C} \Big|_{estequiometrica}} = \left(15.5963 \frac{Kg_{aire}}{Kg_{comb}} \right) \left(\frac{\dot{m}_{comb}}{\dot{m}_{aire}} \right).$$

Tabla 4.4: Resultados del cálculo analítico para los flujos másicos de aire de combustión y GLP, en cada condición de operación experimental.

Presión de Ensayo Aire P_{aire}^e (mmca)	Presión de Ensayo GLP P_{comb} (mmca)	\dot{m}_{aire} (Kg/s)	\dot{m}_{comb} (Kg/s)	Φ
2	10	0.00215	0.000168	1.22
5	40	0.00700	0.000385	0.86
5	60	0.00700	0.000464	1.03
7	40	0.00884	0.000403	0.71
10	60	0.01078	0.000497	0.72
10	140	0.01078	0.000721	1.04
10	220	0.01078	0.000893	1.29
13	100	0.01222	0.000630	0.80
20	140	0.01458	0.000745	0.80
20	260	0.01458	0.000988	1.06
25	270	0.01580	0.001011	1.00
25	220	0.01580	0.000919	0.91
30	380	0.01681	0.001193	1.11
35	220	0.01766	0.000925	0.82
35	400	0.01766	0.001226	1.08
40	420	0.01840	0.001256	1.06
40	380	0.01840	0.001196	1.01
50	380	0.01964	0.001197	0.95

Tabla 4.5: Calculo analítico de propiedades termofísicas para el aire de combustión en el punto de inyección de gas, en cada condición de operación experimental.

Presión de Ensayo Aire P_{aire}^e (mmca)	Presión de Ensayo GLP P_{comb} (mmca)	Φ	P_{aire}^g (Pa)	P_{aire}^g (mmca)	ρ_{aire}^g $\left(\frac{Kg}{m^3}\right)$	T_{aire}^g (C°)
2	10	1.22	101308.7	0.9	1.1845	25.0
5	40	0.86	101241.8	-5.9	1.1841	24.9
5	60	1.03	101241.8	-5.9	1.1841	24.9
7	40	0.71	101199.3	-10.3	1.1838	24.9
10	60	0.72	101148.2	-15.5	1.1835	24.8
10	140	1.04	101148.2	-15.5	1.1834	24.8
10	220	1.29	101148.2	-15.5	1.1834	24.8
13	100	0.80	101107.8	-19.6	1.1832	24.7
20	140	0.80	101043.7	-26.1	1.1829	24.6
20	260	1.06	101043.7	-26.1	1.1829	24.6
25	270	1.00	101015.1	-29.0	1.1828	24.5
25	220	0.91	101015.1	-29.0	1.1828	24.5
30	380	1.11	100995.3	-31.1	1.1828	24.5
35	220	0.82	100983.2	-32.3	1.1829	24.4
35	400	1.08	100983.2	-32.3	1.1829	24.4
40	420	1.06	100976.6	-33.0	1.1831	24.4
40	380	1.01	100976.6	-33.0	1.1831	24.4
50	380	0.95	100976.5	-33.0	1.1833	24.3

Con el objetivo de realizar el análisis del comportamiento fluidodinámico de la mezcla y su interacción con el desarrollo de la flama, se utilizan los valores encontrados iterativamente para las velocidades medias del aire de combustión en el punto de inyección U_{aire}^g , y del GLP en cada tobera U_{comb} , con las características geométricas del perfil interno en el punto de inyección de combustible.

El ratio de impulso lineal J_{sr} , es calculado a partir de la ecuación 2, con los valores encontrados para la densidad del aire de combustión en la zona de succión ρ_{aire}^g , y

la densidad del combustible ρ_{comb} , para cada presión estática de alimentación

$$P_{comb}$$

Para el cálculo de las trayectorias de inyección, se utiliza la ecuación 7, que considera la mezcla de los flujos másicos de aire de combustión y GLP calculados previamente.

Tabla 4.6: Estimación analítica del ratio de impulso lineal para cada condición del ensayo experimental.

Presión de Ensayo Aire P_{aire}^e (mmca)	Presión de Ensayo GLP P_{comb} (mmca)	U_{aire}^g $\left(\frac{m}{s}\right)$	U_{comb} $\left(\frac{m}{s}\right)$	ρ_{aire}^g $\left(\frac{Kg}{m^3}\right)$	ρ_{comb} $\left(\frac{Kg}{m^3}\right)$	J_{sr}
2	10	4.15	9.18	1.1845	2.121	2.96
5	40	13.21	20.58	1.1841	2.127	2.09
5	60	13.21	24.63	1.1841	2.131	2.50
7	40	16.63	21.53	1.1838	2.127	1.74
10	60	20.23	26.36	1.1835	2.131	1.75
10	140	20.23	37.69	1.1834	2.148	2.51
10	220	20.24	46.20	1.1834	2.164	3.09
13	100	22.91	33.12	1.1832	2.139	1.94
20	140	27.29	38.96	1.1829	2.148	1.92
20	260	27.29	50.84	1.1829	2.172	2.52
25	270	29.55	51.95	1.1828	2.174	2.38
25	220	29.55	47.52	1.1828	2.164	2.17
30	380	31.42	60.59	1.1828	2.197	2.63
35	220	32.99	47.83	1.1829	2.164	1.96
35	400	32.99	62.08	1.1829	2.200	2.57
40	420	34.36	63.48	1.1831	2.205	2.52
40	380	34.36	60.73	1.1831	2.197	2.41
50	380	36.65	60.73	1.1833	2.197	2.26

Teniendo los resultados calculados para el ratio de impulso J_{sr} , se realiza una clasificación que permite diferenciar las posiciones axiales para las condiciones de inflamabilidad z , y su relación con los regimenes de mezcla, tomando en cuenta al

ratio de impulso y el factor de régimen de mezcla $\frac{R \cdot \Phi_t}{D_g}$, donde

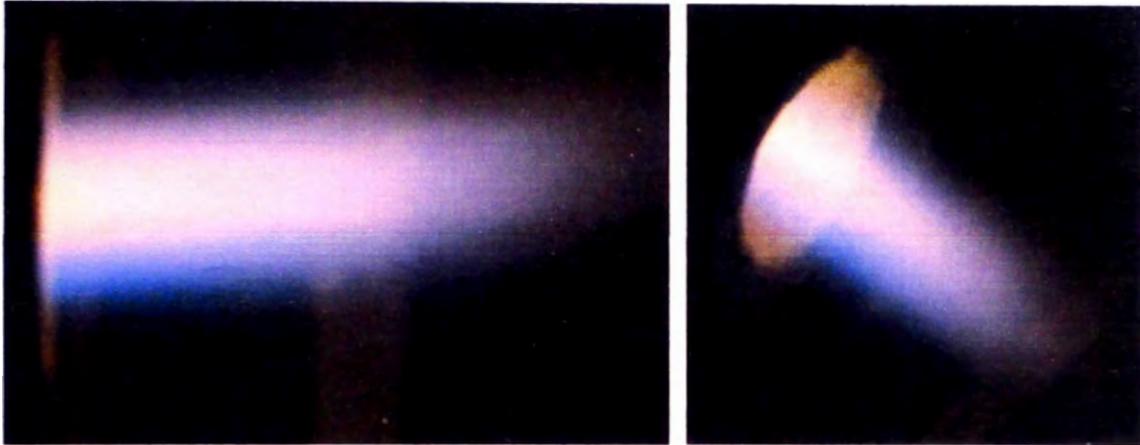
$$D_g = R2 - R1 = 7.4mm, \Phi_t = 1.4mm.$$

Tabla 4.7: Estimación teórica de la potencia nominal para cada régimen de operación, y la clasificación por regímenes de mezcla.

Presión de Ensayo Aire P_{aire}^e (mmca)	Presión de Ensayo GLP P_{comb} (mmca)	Φ	J_{sr}	$\frac{R \cdot \Phi_t}{D_g}$	z (mm)	\dot{Q} (KW)
2	10	1.22	2.96	0.42	27.3	7.7
5	40	0.86	2.09	0.29	53.7	17.8
5	60	1.03	2.50	0.35	37.7	21.4
7	40	0.71	1.74	0.24	77.0	18.6
10	60	0.72	1.75	0.25	75.6	22.9
10	140	1.04	2.51	0.35	37.4	33.3
10	220	1.29	3.09	0.43	25.0	41.2
13	100	0.80	1.94	0.27	61.3	29.0
20	140	0.80	1.92	0.27	62.6	34.4
20	260	1.06	2.52	0.35	36.9	45.6
25	270	1.00	2.38	0.33	41.2	46.6
25	220	0.91	2.17	0.30	49.3	42.4
30	380	1.11	2.63	0.36	34.1	55.0
35	220	0.82	1.96	0.27	60.2	42.7
35	400	1.08	2.57	0.36	35.7	56.6
40	420	1.06	2.52	0.35	36.9	58.0
40	380	1.01	2.41	0.33	40.4	55.2
50	380	0.95	2.26	0.31	45.7	55.2

En la siguiente figura, para el mismo ratio de impulso, las posiciones axiales a las que se alcanzan las condiciones de inflamabilidad, así como la relación de equivalencia, muestran valores muy cercanos, pudiéndose establecer una correlación entre estos, ya que el calculo de la posición teórica de inflamabilidad esta ligado directamente al ratio de los flujos másicos de reactantes con respecto al flujo másico de combustible.

$$J_{sr} = 1.74, P_{aire}^e = 7mmca, P_{comb} = 40mmca, \frac{R \cdot \Phi_i}{D_g} = 0.24, z = 77.0mm, \Phi = 0.71$$



$$J_{sr} = 1.75, P_{aire}^e = 10mmca, P_{comb} = 60mmca, \frac{R \cdot \Phi_i}{D_g} = 0.25, z = 75.6mm, \Phi = 0.72$$

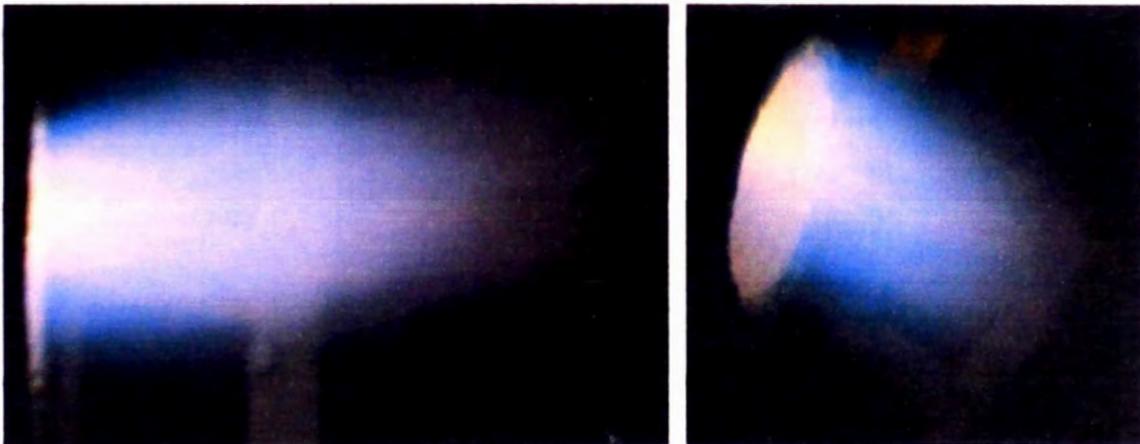


Figura. 4.8: Ensayo experimental del quemador, $J_{sr} = 1.74/1.75$, $\Phi = 0.71/0.72$.

A partir de la figura anterior, es posible observar una clara diferencia en la estructura de la flama para $\Phi = 0.72$ (figura inferior), donde se distingue un aumento en el volumen, generado por el efecto del incremento en la presión de inyección del combustible, manteniéndose similares presiones de ingreso del aire de combustión, lo cual incrementa la capacidad de conservar la intensidad del

momentum lineal hasta regiones mas alejadas desde el punto de inyección, dando lugar al inicio del fenómeno de la difusión sobre gradiente con la presencia de trazas de reactantes con diferente relación de equivalencia, deducible por el distinto color respecto a la zona interna del volumen de la flama.

Teniendo el flujo de combustible inyectado, una mayor capacidad de mantener la intensidad el momentum lineal del flujo másico de inyección, es posible que se genere una transformación de esta energía cinética en los pares de vórtices en contrarrotación, los cuales superan el frente de flama, interaccionando con los gases producto de la combustión.

Al incrementarse el flujo másico de reactantes debido al aumento de las presiones de operación, el volumen y longitud de la flama se incrementan, para el mismo ratio de impulso y valores cercanos de la relación de equivalencia.

Las estructuras de flama mostradas en la figura 4.9, muestran un menor flujo de reactantes que es transportado hacia distancias alejadas del frente de flama, en la zona de los productos de la combustión, a medida que el flujo másico de aire de combustión es incrementado manteniendo el ratio de impulso constante.

$$J_{sr} = 2.5, P_{aire}^e = 5mmca, P_{comb} = 60mmca, \frac{R \cdot \Phi_t}{D_g} = 0.35, z = 37.7mm, \Phi = 1.03$$



$$J_{sr} = 2.5, P_{aire}^e = 10mmca, P_{comb} = 140mmca, \frac{R \cdot \Phi_t}{D_g} = 0.35, z = 37.4mm, \Phi = 1.04$$



Figura. 4.9: Ensayo experimental del quemador, $J_{sr} = 2.5$, $\Phi = 1.03$.

Este efecto puede verse al comparar la estructura de la flama para una presión de ingreso de aire de $P_{aire}^e = 5mmca$ (figura 4.9 superior) contra la estructura mostrada para $P_{aire}^e = 10mmca$ (figura 4.9 inferior), en donde se deduce que un incremento del flujo de aire de combustión, intensifica la generación de los vórtices en la capa

limite del gas inyectado, y por lo tanto acelera el proceso de mezclado, reduciéndose las regiones donde no se alcanzan las condiciones de inflamabilidad .

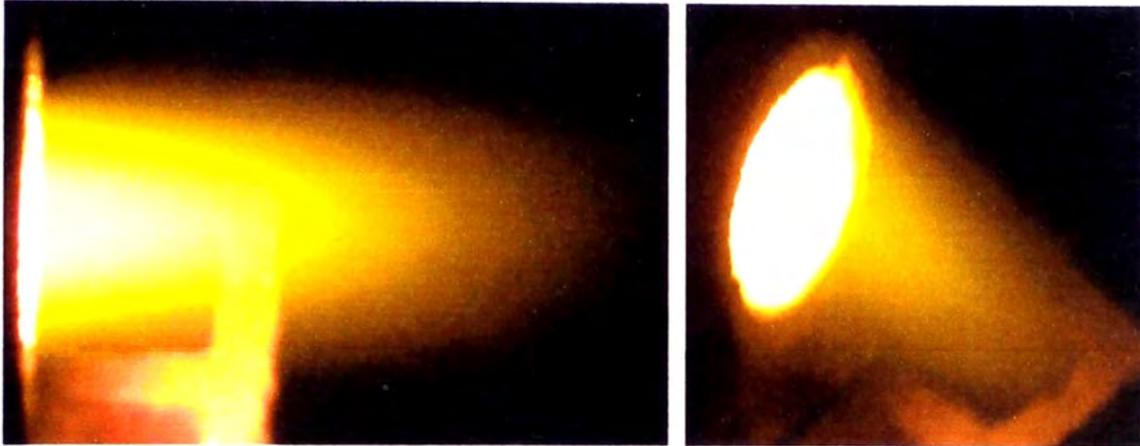
El comportamiento de la flama para $\Phi = 1.03$ (figura 4.9 superior), es similar al de una flama de difusión, en la que la mezcla de reactantes alcanza condiciones de inflamabilidad al interaccionar con el aire atmosférico en la descarga del quemador, esto puede deducirse debido al reducido flujo de aire de combustión y su presión de ingreso en comparación a la presión de operación del GLP, los tiempos requeridos para lograr la mezcla entre el combustible y el aire de combustión se reducen.

Para este ensayo, se registra un aumento en la luminosidad de la flama, debido al incremento de la relación de equivalencia en el rango $< 1.03 - 1.04 >$, la cual se logra incrementando la presión de inyección del GLP, sin embargo se observan igualmente regiones de combustión en mezcla pobre (coloración azul) en las fronteras exteriores del volumen de la flama, lo cual denota una mezcla ineficiente entre el gas y el aire de combustión dentro del quemador, causada por el incremento del ratio de impulso, que forma un núcleo central de reactantes que alcanza la condiciones de inflamabilidad antes que el flujo paralelo cercano a las paredes, formado en su mayor parte por aire de combustión con menor proporción de combustible GLP.

En la siguiente figura, el incremento de la presión del aire de combustión, promueve una mejora en el proceso de mezclado con el gas, eliminándose el flujo de reactantes que se transporta hacia la zona de los gases de combustión.

$$J_{sr} = 2.52, P_{aire}^e = 40\text{mmca}, P_{comb} = 420\text{mmca}, \frac{R \cdot \Phi_t}{D_g} = 0.35, z = 36.9\text{mm},$$

$$\Phi = 1.06$$



$$J_{sr} = 2.52, P_{aire}^e = 20\text{mmca}, P_{comb} = 260\text{mmca}, \frac{R \cdot \Phi_t}{D_g} = 0.35, z = 36.9\text{mm},$$

$$\Phi = 1.06$$

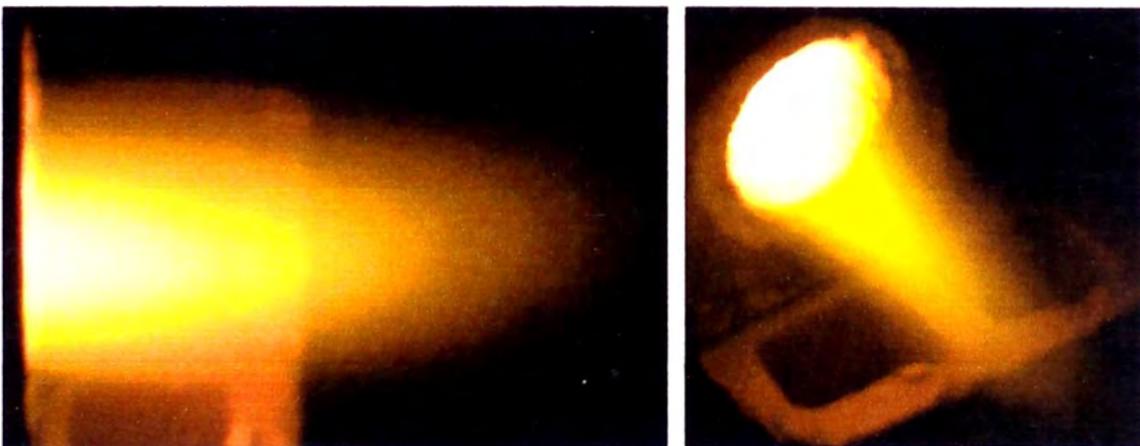


Figura. 4.10: Ensayo experimental del quemador, $J_{sr} = 2.52$, $\Phi = 1.06$.

La mayor eficiencia en el mezclado para similares ratios de impulso $J_{sr} = 2.50 - 2.52$, al comparar las figuras 4.9 y 4.10, puede deducirse a partir de la forma e intensidad de la flama, que muestra una estructura más estable y

homogénea sin la aparición de distorsiones causadas por la difusión sobre gradiente, tal como se muestra en la figura 4.10.

Puede establecerse entonces que el quemador operar eficientemente en el rango de presiones de aire de combustión que permitan una mezcla eficiente con el gas combustible dentro del quemador, incrementando la generación de los vórtices en herradura al interaccionar con el flujo de combustible inyectado dentro del “campo cercano”.

En la siguiente grafica se muestra una correlación obtenida de los valores del ensayo experimental, para el ratio de impulso en función a la relación de equivalencia.

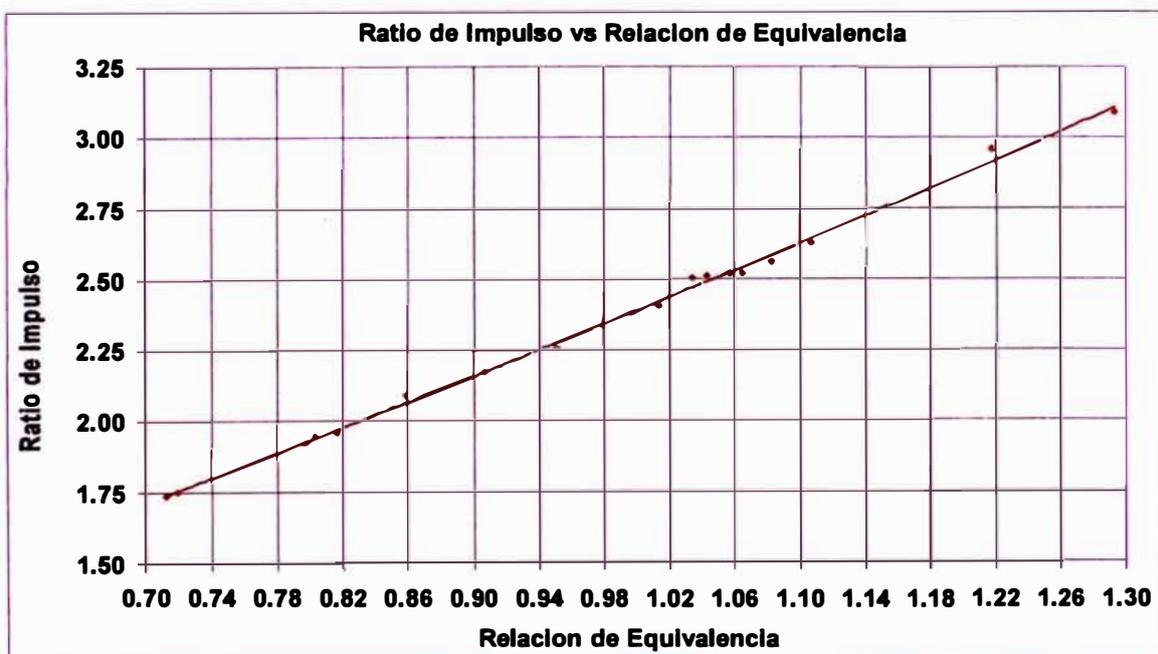


Figura. 4.11: Correlación de resultados experimentales para el análisis de la mezcla por flujo cruzado en función a la relación de equivalencia.

Los máximos valores de ratio de impulso, corresponden a las condiciones mas altas de la mezcla rica en términos de la relación de equivalencia, se deduce que la presión de alimentación de gas debe ser incrementada a medida que la presión de ingreso del aire de combustión es reducida, de tal forma que el ratio de impulso puede aumentar produciéndose un incremento de velocidad del GLP en las toberas.

$$J_{sr} = 1.74, P_{aire}^e = 10mmca, P_{comb} = 60mmca, \Phi = 0.71$$



$$J_{sr} = 3.09, P_{aire}^e = 10mmca, P_{comb} = 220mmca, \Phi = 1.29$$



Figura. 4.12: Comparación del comportamiento de la flama para el mínimo y máximo ratio de impulso, manteniendo constante el flujo de aire de combustión.

Manteniendo la presión de ingreso del aire de combustión, por lo tanto el flujo másico, es posible lograr una variación de la relación de equivalencia desde $\Phi = 0.71$ hasta $\Phi = 1.29$, modificando el ratio de impulso que a su vez incrementa la turbulencia del flujo de reactantes que afecta la estructura de la flama hasta zonas bastantes alejadas del inicio del frente de flama.

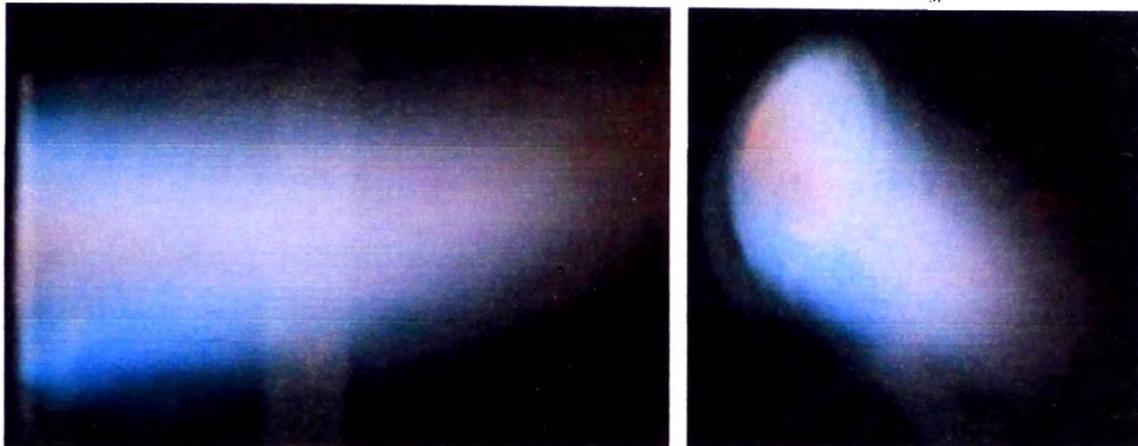
Puede notarse en la figura anterior, que para $\Phi = 1.29$ y $J_{sr} = 3.09$, existe un contorno de combustión en mezcla pobre (coloración azul), que acompaña a la estructura principal de la flama turbulenta de alta luminosidad.

Finalmente se realiza el análisis comparativo para similares potencias de operación en cada punto del ensayo, para correlacionar la operación del quemador con las variables del proceso de mezclado por flujo cruzado.

En la siguiente figura, para la misma presión de alimentación del GLP, se observan diferentes comportamientos de la flama en términos de su estructura, a menor presión de ingreso de aire de combustión $P_{aire}^e = 5mmca$, se inicia la aparición de las trazas de reactantes que combustionan fuera del frente de flama.

Este fenómeno como ya se vio, se origina debido a que la penetración del fluido inyectado permanece sin desarrollar las líneas de corriente de su pared superficial, hasta posiciones mas alejadas respecto al punto de inyección, teniéndose un valor moderado del ratio de impulso $J_{sr} = 2.09$, y por lo tanto la formación de los vórtices por desenrollamiento, se da mas cerca al punto de inicio del frente de flama.

$$Q = 17.8KW, P_{aire}^e = 5mmca, P_{comb} = 40mmca, \Phi = 0.86, J_{sr} = 2.09$$



$$Q = 18.6KW, P_{aire}^e = 7mmca, P_{comb} = 40mmca, \Phi = 0.71, J_{sr} = 1.74$$

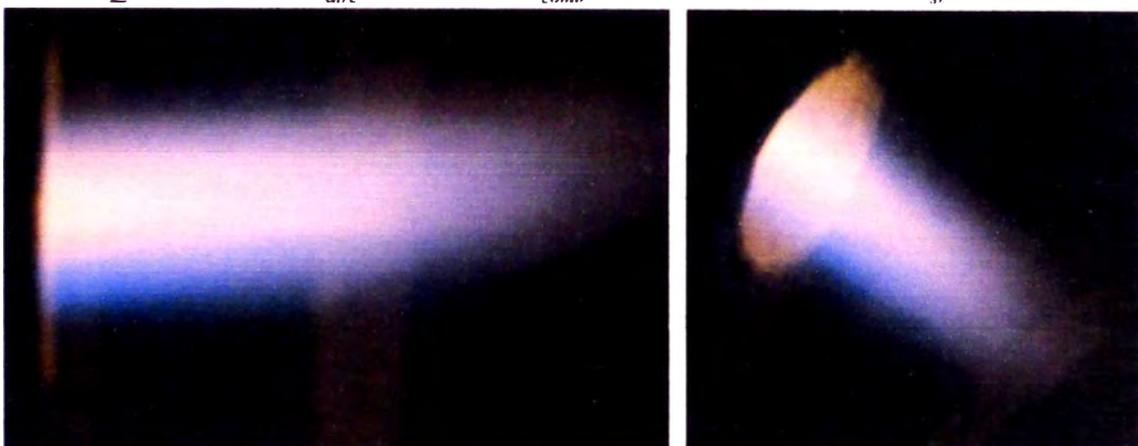


Figura. 4.13: Ensayo experimental del quemador, $Q = 17.8/18.6KW$.

La aparición de zonas de mezcla pobre (coloración azul) en las regiones cercanas a las paredes del quemador, son generadas como consecuencia de un proceso de mezcla ineficiente, ya que el gas inyectado se comporta como una descarga hacia una atmósfera libre, concentrando el flujo principal de la mezcla de los reactantes, hacia la corriente central en el eje del quemador.

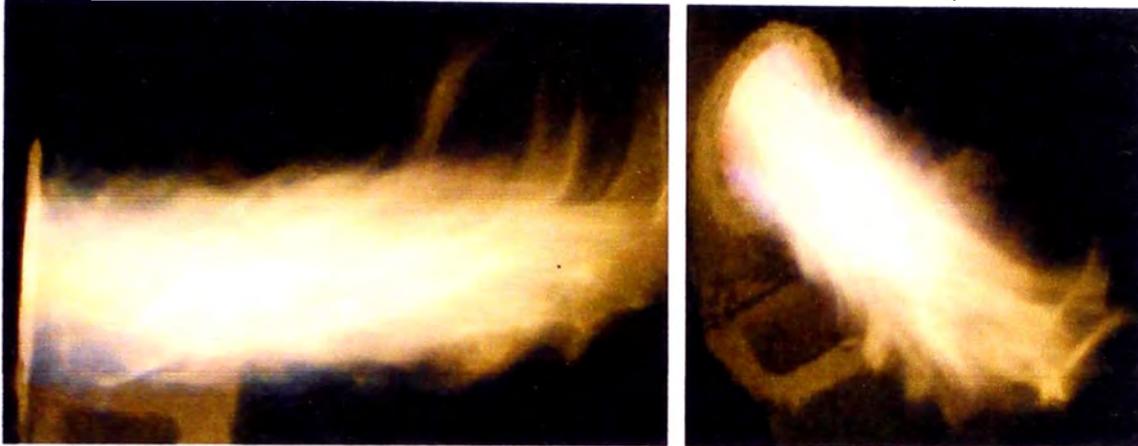
Para una mayor presión de ingreso de aire de combustión $P_{aire}^e = 7mmca$, disminuye la aparición de las trazas de reactantes, teniendo una flama con estructura más homogénea donde a pesar de operar con una mezcla mas empobrecida $\Phi = 0.71$, con respecto a $\Phi = 0.86$ y $P_{aire}^e = 5mmca$, se aprecian en menor magnitud las zonas aisladas de mezcla pobre cerca a las paredes del quemador.

Un factor importante a tener en cuenta durante la operación del quemador de premezcla, es alcanzar condiciones de operación en base a las presiones de alimentación, que permitan obtener una flama homogénea que a su vez optimice la transferencia de calor por radiación dentro de la cámara de combustión.

Según la figura 4.14, el incremento del flujo másico de aire, manteniendo la presión de alimentación de combustible, produce la disminución del efecto de la turbulencia de las trazas de reactantes que viajan hacia los productos de la combustión modificando la estructura de la flama.

Se deduce que la generación de vórtices en la macroescala por el impacto del combustible inyectado hacia las paredes internas de la zona de succión, se reduce ya que el incremento de la velocidad del aire de combustión da lugar al desenrollamiento de la capa límite del fluido inyectado, mejorando la eficiencia de la mezcla.

$$Q = 41.2KW, P_{aire}^e = 10mmca, P_{comb} = 220mmca, \Phi = 1.29, J_{sr} = 3.09$$



$$Q = 42.4KW, P_{aire}^e = 25mmca, P_{comb} = 220mmca, \Phi = 0.91, J_{sr} = 2.17$$



Figura. 4.14: Ensayo experimental del quemador, $Q = 41.2/42.7KW$.

Este fenómeno está ligado a la formación de los vórtices en la microescala, es decir, a medida que aumenta la velocidad del flujo de aire de combustión y por lo tanto su interacción con el gas inyectado, disminuye el tamaño de los vórtices de la mezcla turbulenta.

Estos vórtices penetran el espesor del frente de flama y modifican su estructura interna, incrementando su espesor, sin trasladarse hacia zonas alejadas del frente

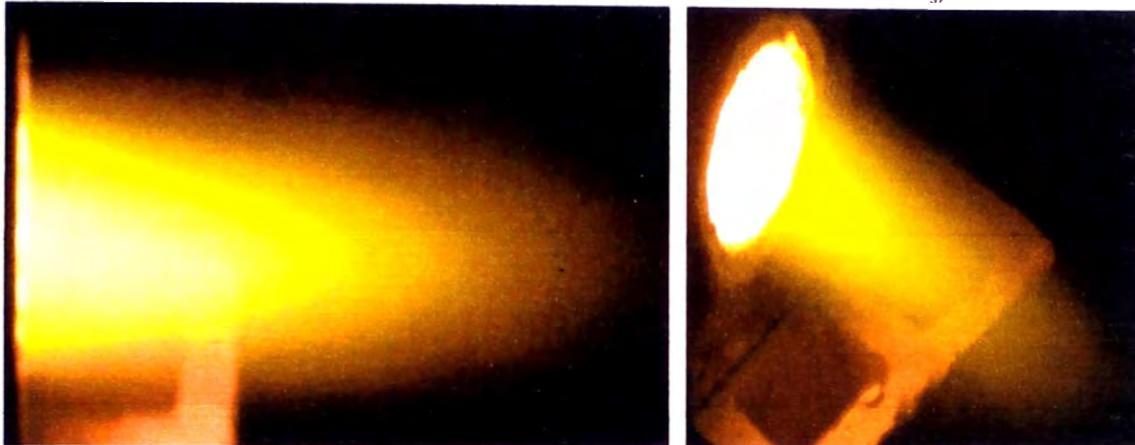
de flama, como sucede con los vórtices de mayor tamaño (macroescala), los cuales dan lugar a la aparición de las trazas de reactantes como las mostradas en la figura anterior para $\Phi = 1.29$ y $J_{sr} = 3.09$.

De igual forma, un aumento de la presión de ingreso del aire de combustión, favorece el desenrollamiento de la capa límite del flujo de inyección de GLP, y por lo tanto se propicia la aparición temprana de las estructuras de vórtices en contrarrotación que favorecen la eficiencia del mezclado y una estructura más uniforme de la intensidad de la flama.

Según la figura 4.15, el comportamiento de la flama es similar, debido a que ambos ensayos se encuentran en regimenes de mezcla cercanos, al comparar los ratios de impulso, incrementando la presión de ingreso del aire de combustión, manteniendo la presión de alimentación de combustible, se logra modificar la intensidad de la flama, desde una mezcla rica hacia una mezcla cercana a la estequiométrica, sin afectar la estructura de la flama.

Observando el valor de la intensidad turbulenta $u' = 3.5m/s$ para $\Phi = 1.11$, en comparación a $u' = 2.0m/s$ para $\Phi = 0.95$, se deduce una relación entre el incremento del momentum lineal de inyección y la generación de vórtices en la macroescala del flujo de reactantes.

$$Q = 55KW, P_{aire}^e = 30mmca, P_{comb} = 380mmca, \Phi = 1.11, J_{sr} = 2.63$$



$$Q = 55.2KW, P_{aire}^e = 50mmca, P_{comb} = 380mmca, \Phi = 0.95, J_{sr} = 2.26$$

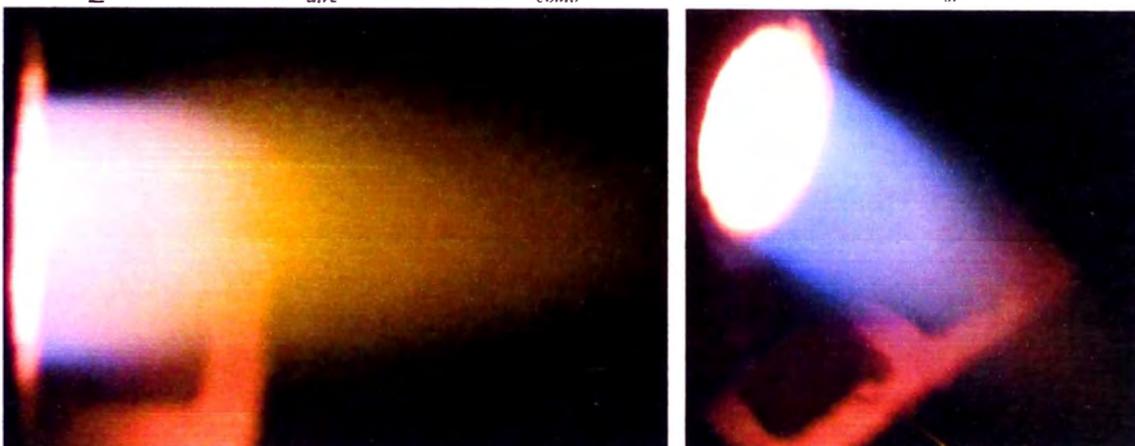


Figura. 4.15: Ensayo experimental del quemador, $Q = 55/55.2KW$.

4.3.- Análisis experimental de la correlación de números adimensionales de combustión turbulenta

A partir de los datos experimentales encontrados, se calculan los números adimensionales que permiten clasificar y cuantificar el funcionamiento del quemador en base al comportamiento resultante de la flama.

El diámetro hidráulico D_{hz} para cada posición axial z , es obtenido a partir de la data geométrica del perfil interno optimizado, según la figura 3.35, tomando en cuenta los puntos de las ordenadas que corresponden a la posición axial $Z = 143.9 + z$, donde el valor de 143.9mm corresponde al óptimo encontrado para la longitud total de la zona convergente del mezclador, y que define la ubicación del punto donde se da la inyección de combustible.

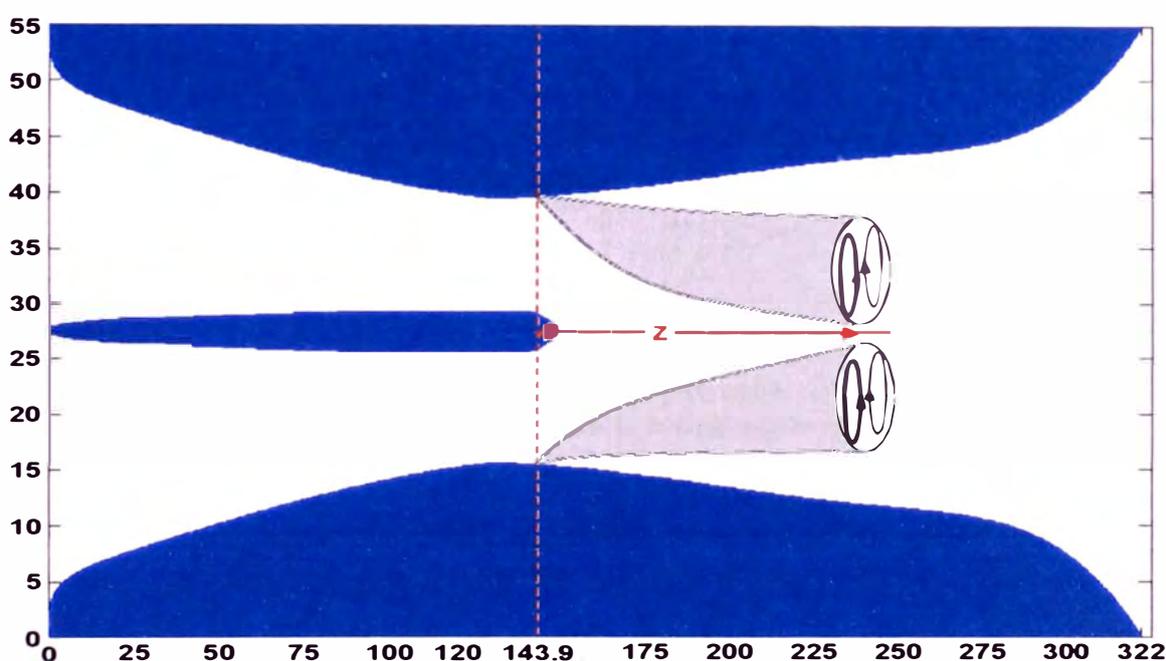


Figura. 4.17: Esquema de desarrollo de los pares de vórtices en contrarrotación para una posición axial genérica z , donde se alcanzan condiciones de inflamabilidad.

Se asume que para la posición donde se alcanzan las condiciones de inflamabilidad, los pares de vórtices en contrarrotación alcanzan su máxima dimensión transversal, en base a esta definición, se divide una sección transversal circular genérica en la región divergente del quemador, en seis

secciones idénticas de acuerdo al número de toberas de inyección óptimo $n_i = 6$, según el cual se ha construido el quemador.

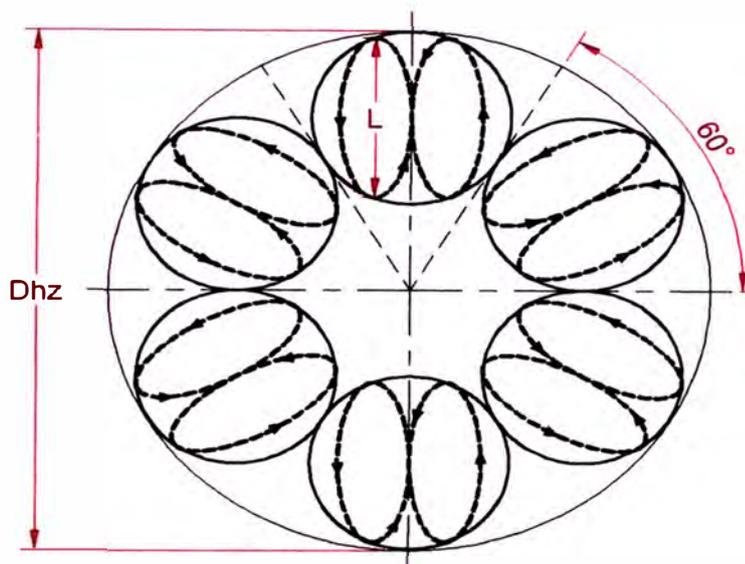


Figura. 4.18: Descripción geométrica del desarrollo teórico de los pares en contrarrotación para el cálculo de la longitud de macroescala L .

Para cada sección angular de 60° , se traza la circunferencia con el mayor radio posible y que sea tangente al arco circular, según se muestra en la figura anterior, para cada círculo trazado se encuentra geoméricamente el par de elipses con el mayor eje circunscrito dentro del círculo, donde la mayor longitud de cada elipse se asume igual a la longitud característica en la macroescala L .

Utilizando mediciones geométricas, se obtiene un ratio constante de

$\frac{L}{D_{hz}} = 0.3065$, el cual es usado posteriormente para calcular la longitud

característica de macroescala L , según cada posición de inflamabilidad z .

4.3.2.- Calculo de la escala integral de longitud

A partir de resultados de Comtte y Corrsin [42], se establece una relación de la escala integral de longitud con la longitud de macroescala $\frac{L}{l_o} = 1.2$.

Utilizando las coordenadas del perfil optimo en la región divergente, se calcula para cada posición axial total $Z = 143.9 + z$, el diámetro hidráulico correspondiente D_{hz} , y por lo tanto su escala integral de longitud asociada, según $l_o = \frac{L}{1.2}$.

Tabla 4.8: Escala integral de longitud y diámetro hidráulico para cada posición axial donde se alcanzan condiciones de inflamabilidad.

Presión de Ensayo Aire P_{aire}^e (mmca)	Presión de Ensayo GLP P_{comb} (mmca)	Φ	Z (mm)	D_{hz} (mm)	l_o (mm)
2	10	1.22	171.2	26.1	6.7
5	40	0.86	197.6	28.1	7.2
5	60	1.03	181.6	26.8	6.8
7	40	0.71	220.9	30.1	7.7
10	60	0.72	219.5	30.0	7.7
10	140	1.04	181.3	26.8	6.8
10	220	1.29	168.9	25.9	6.6
13	100	0.80	205.2	28.8	7.4
20	140	0.80	206.5	28.9	7.4
20	260	1.06	180.8	26.7	6.8
25	270	1.00	185.1	27.1	6.9
25	220	0.91	193.2	27.8	7.1
30	380	1.11	178.0	26.5	6.8
35	220	0.82	204.1	28.7	7.3
35	400	1.08	179.6	26.6	6.8
40	420	1.06	180.8	26.7	6.8
40	380	1.01	184.3	27.0	6.9
50	380	0.95	189.6	27.5	7.0

4.3.3.- Cálculo del espesor de flama laminar

Según lo establecido en el análisis bibliográfico, se utiliza la definición $\delta_L = \frac{D_R}{S_L}$,

a partir de los resultados experimentales de Peters [47].

Para el cálculo de la velocidad del frente de flama laminar S_L , se considera el efecto simultáneo que ejercen tanto la temperatura a la que se encuentra la mezcla de reactantes dentro de la región divergente del quemador, la relación de equivalencia correspondiente a las condiciones de operación en el ensayo y finalmente la presión total de la mezcla de reactantes, antes del inicio del frente de flama.

En los cálculos de la propagación de flama laminar, no se considera el número de Markstein, por lo tanto la influencia del estrechamiento del frente de flama por la turbulencia de los reactantes no se cuantifica en los valores de la velocidad de propagación, pero si es tomado en cuenta en el análisis de los regímenes de combustión según el diagrama de Borghi.

Finalmente la velocidad del frente de flama laminar no perturbado, es calculada a partir de la correlación 60, obtenida de los resultados experimentales para el propano, mostrados en la figura 1.31.

La correlación $S_L^0 = -130.02\Phi^2 + 281.11\Phi - 111.61$, expresada en cm/s, es válida en el rango $0.6 < \Phi < 1.4$, donde se realizó la medición experimental (Balusamy, [76]), este rango es congruente con los resultados obtenidos en el

ensayo experimental del quemador en estudio $0.71 < \Phi < 1.29$, por lo tanto es valida su aplicación.

El cálculo de la difusividad generalizada de los reactantes D_R , se realiza tomando como base la ecuación 20 (Peters, [47]), en la que se realizan dos cambios que toman en cuenta las condiciones reales del ensayo experimental, según se muestra en la siguiente figura.

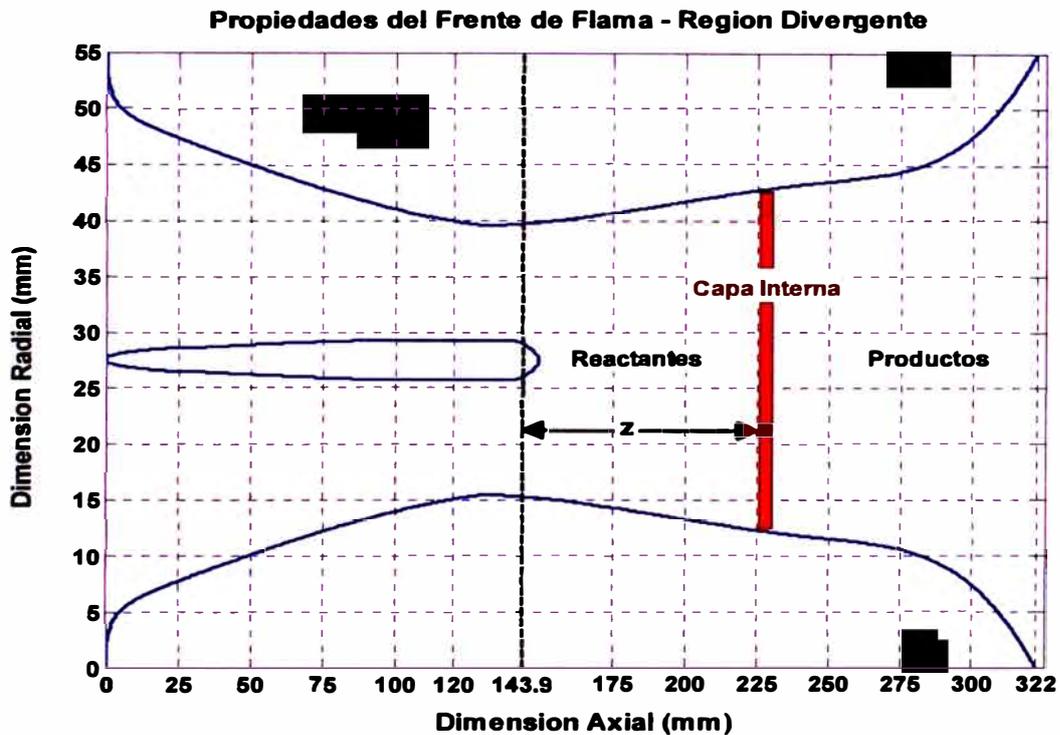


Figura. 4.19: Descripción del esquema de cálculo para las condiciones de los reactantes antes del inicio del frente de flama.

Las propiedades de los reactantes para el cálculo del ratio entre la conductividad térmica y calor específico $\frac{k}{C_p} \Big|_{\text{reactantes}}$, son consideradas a la temperatura en la zona de reacción o capa interna T^O , según la descripción teórica mostrada en la figura 1.14, para la combustión de reactantes premezclados.

Este enfoque difiere del planteamiento dado por Peters [47], donde las propiedades son calculadas a una temperatura constante de 1500K, asumida como el promedio en la capa interna para la combustión del metano.

De igual forma, para el cálculo de la densidad de los reactantes $\rho_{\text{reactantes}}^d$, se considera el efecto de precalentamiento que ejercen tanto la radiación del frente de flama, cuyo inicio se asume en la posición axial z , así como la transferencia de calor por convección forzada desde las paredes refractarias del bloque quemador en la región divergente, medido desde el punto de inyección de combustible 143.9mm, hasta la posición z .

El cálculo de la densidad de los reactantes difiere igualmente al planteamiento de Peters [47], ya que este asume condiciones fijas a 288K, las cuales no son necesariamente reales para el ensayo experimental en estudio.

Para calcular la temperatura de los reactantes en la zona de reacción o capa interna T^O (K), se utiliza la correlación 70 extraída a partir de la figura 1.15, expresada en función a la relación de equivalencia,

$T^O = -569.08\Phi^2 + 1157.2\Phi + 768.25$, valida en el rango $0.52 < \Phi < 1.0$, y una presión absoluta de reactantes de 101300 Pa.

Los valores de conductividad térmica y calor específico a la temperatura en la zona de reacción T^O , se calculan de manera independiente para el GLP y el aire de combustión, según las tablas termofísicas de las referencias [49] y [50].

Para el caso del GLP, se realiza el cálculo individual de cada una de las trazas en la mezcla de combustibles, según las fracciones molares de la tabla 2.1, los valores de cada propiedad termofísica son obtenidos de las tablas contenidas en la referencia [50].

Finalmente la conductividad térmica y el calor específico del GLP se calculan a cada temperatura en la zona de reacción, según las siguientes expresiones

$$k_{comb}|_{T^O} = \sum_{i=1}^n x_i \cdot k_i, \text{ y } C_{p_{comb}}|_{T^O} = \sum_{i=1}^n x_i \cdot C_{p_i}, \text{ los valores } x_i, \text{ son las fracciones}$$

molares según la tabla 6.

El cálculo de la conductividad y calores específicos de la mezcla de reactantes, se estima como un promedio ponderado de los valores individuales para el aire de combustión y el GLP, tomando en cuenta para la ponderación, los flujos másicos respectivos según cada condición de operación en el ensayo

experimental, obteniéndose $k|_{T^O} = \frac{\dot{m}_{aire} \cdot k_{aire}|_{T^O} + \dot{m}_{comb} \cdot k_{comb}|_{T^O}}{\dot{m}_{aire} + \dot{m}_{comb}}$, y

$$C_p|_{T^O} = \frac{\dot{m}_{aire} \cdot C_{p_{aire}}|_{T^O} + \dot{m}_{comb} \cdot C_{p_{comb}}|_{T^O}}{\dot{m}_{aire} + \dot{m}_{comb}}.$$

El análisis del efecto de precalentamiento de los reactantes, es llevado a cabo considerando los mecanismos de radiación y convección forzada, tomando como volumen de control la región contenida entre el punto de inyección de combustible en 143.9mm y las posiciones de inflamabilidad en la región divergente, que varían con cada régimen de operación en el ensayo experimental.

Tabla 4.9: Resumen de cálculos de propiedades termofísicas de la mezcla de reactantes a la temperatura en la zona de reacción de la flama T^o .

Φ	\dot{m}_{aire} (Kg/s)	\dot{m}_{comb} (Kg/s)	T^o (C°)	$k _{T^o}$ $\left(\frac{W}{mK}\right)$	$C_p _{T^o}$ $\left(\frac{J}{Kg.K}\right)$
1.22	0.00215	0.000168	1060.7	0.0975	1410.34
0.86	0.00700	0.000385	1069.3	0.0954	1352.05
1.03	0.00700	0.000464	1083.4	0.0976	1388.70
0.71	0.00884	0.000403	1030.6	0.0919	1311.23
0.72	0.01078	0.000497	1033.1	0.0921	1313.42
1.04	0.01078	0.000721	1083.1	0.0976	1390.22
1.29	0.01078	0.000893	1040.3	0.0968	1413.77
0.80	0.01222	0.000630	1057.6	0.0942	1337.71
0.80	0.01458	0.000745	1056.2	0.0941	1336.06
1.06	0.01458	0.000988	1082.6	0.0977	1392.46
1.00	0.01580	0.001011	1083.3	0.0973	1382.45
0.91	0.01580	0.000919	1076.7	0.0962	1363.70
1.11	0.01681	0.001193	1078.9	0.0979	1399.54
0.82	0.01766	0.000925	1060.8	0.0945	1341.37
1.08	0.01766	0.001226	1081.1	0.0978	1396.28
1.06	0.01840	0.001256	1082.2	0.0978	1393.69
1.01	0.01840	0.001196	1083.5	0.0974	1385.30
0.95	0.01964	0.001197	1081.0	0.0968	1373.09

La siguiente figura muestra las condiciones asumidas para el cálculo, así como los puntos de temperatura media para las estimaciones de la transferencia de calor por radiación y convección forzada.

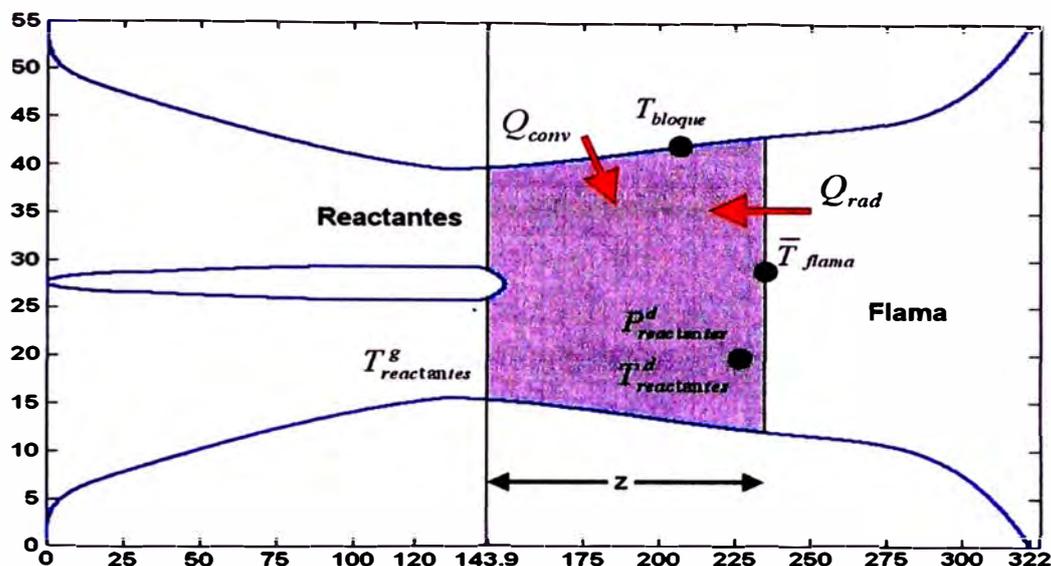


Figura. 4.20: Detalle del proceso teórico de precalentamiento de la mezcla de reactantes, antes del inicio del frente de flama.

Para realizar el balance de energía en el volumen de control mostrado, se utiliza el concepto de la red de flujos de radiación (Incropera, [49]), donde el nodo principal de emisión de energía es el frente de flama a la temperatura media \bar{T}_{flama} , que es el promedio entre la temperatura en la zona de reacción T^o y los productos T_b , según el esquema teórico mostrado en la figura 1.14.

Los nodos receptores de la irradiación proveniente de la flama, son el volumen de control de la mezcla de reactantes y las paredes de la zona divergente que rodean este volumen de control, las cuales están formadas por la tobera divergente del bloque quemador, que para fines de cálculo se asume completamente construida en material refractario, según lo especificado en la tabla 4.1.

El cálculo de la densidad de los reactantes antes del inicio de la flama, considera el precalentamiento de la mezcla a una presión determinada por el proceso de expansión del flujo desde las condiciones en el punto de inyección de combustible, hasta la posición de inflamabilidad z , definida por la ecuación 86.

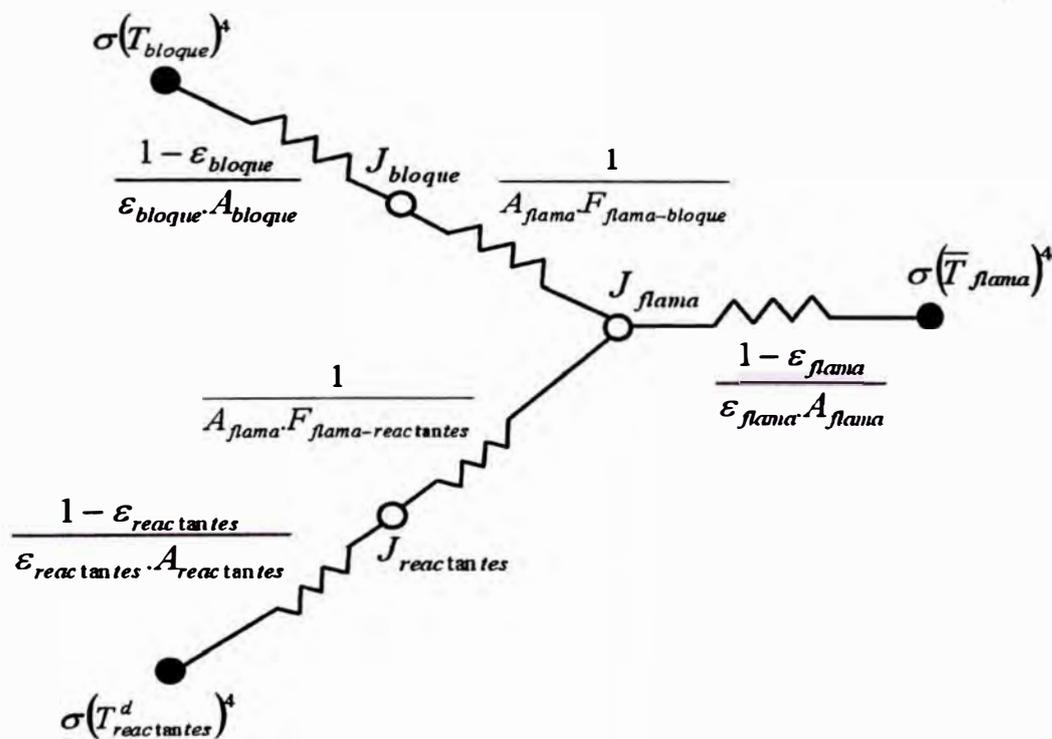


Figura. 4.21: Modelo de la red de nodos de radiación para el cálculo del precalentamiento de los reactantes. Esquema adaptado de [49].

A partir de la figura anterior se describe el esquema de nodos para calcular la transferencia de calor por radiación desde el frente de flama. La radiación superficial para cada nodo, se define por las variables J_{bloque} , $J_{reactantes}$ y J_{flama} .

correspondientes al bloque quemador, el flujo de reactantes y el frente de flama respectivamente.

El valor $\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon.A}$, corresponde a la resistencia de radiación superficial, para cada

una de las superficies que formaran parte de la red de transferencia de calor, de igual forma la potencia de emisión radiativa de cada superficie, viene expresada por $\sigma(T)^4$, la temperatura expresada en unidades absolutas (Kelvin), así como

la constante de Stephan-Boltzman $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \frac{W}{m^2.K^4}$, (Incropera, [49]).

Se asume que el material de toda la región divergente del bloque quemador es alumina, por lo tanto entre $<100C^\circ - 900C^\circ>$, se toma el valor promedio $\varepsilon_{bloque} = 0.7$, utilizando los datos mostrados en [83].

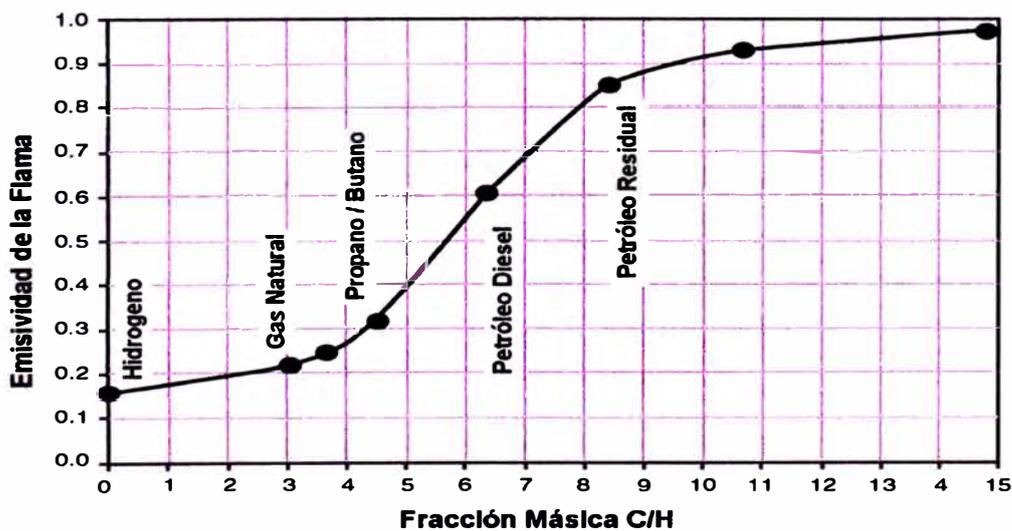


Figura. 4.22: Emisividad promedio de la flama para distintos combustibles en el punto estequiométrico. Esquema adaptado de [83].

En la figura anterior, se muestra la emisividad promedio de las flamas de distintos combustibles, en base al ratio de las masas de carbón e hidrogeno en su estructura química, para el GLP utilizado en el ensayo se considera condiciones similares a el propano, obteniéndose $\varepsilon_{flama} = 0.325$.

La emisividad de la mezcla de reactantes, es calculada a partir de los datos existentes para el dióxido de carbono en el rango $< 0C^{\circ} - 100C^{\circ} >$, a una presión total de la mezcla de 1bar y tomando como longitud característica del volumen, la longitud donde se producen las condiciones de inflamabilidad z , de acuerdo a cada condición de operación.

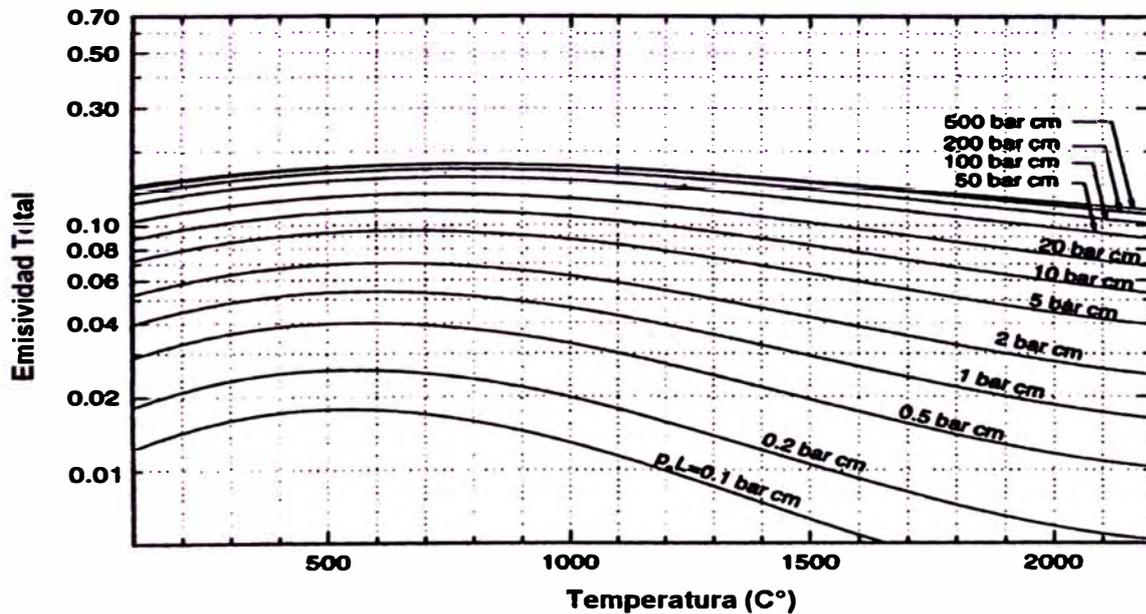


Figura. 4.23: Emisividad del dióxido de carbono para distintas combinaciones de presión del gas y longitud equivalente. Figura adaptada de [83].

El factor de forma entre la superficie del frente de flama con el área superficial del perfil interno en la región divergente hasta la posición de inflamabilidad z , se define por $F_{flama-bloque}$, y se calcula utilizando el concepto del factor de forma que establece en un recinto $F_{flama-bloque} + F_{flama-reactantes} + F_{flama-flama} = 1$, la superficie del frente de flama no se ve a si misma por ser convexa, el factor de forma $F_{flama-flama} = 0$.

El factor de forma entre el frente de flama y el volumen de los reactantes $F_{flama-reactantes}$, que considera el volumen de los reactantes hasta la posición de inflamabilidad z medida desde el punto de inyección de combustible, se calcula a partir de la siguiente tabla, asumiendo que el frente de flama y el volumen de los reactantes pueden representarse como discos coaxiales y paralelos.

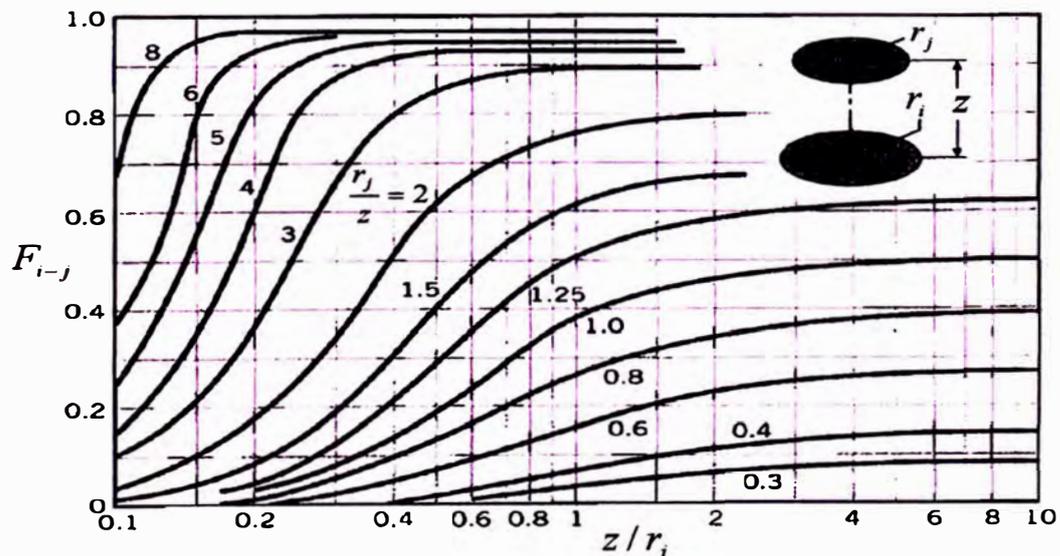


Figura. 4.24: Factor de forma de superficies coaxiales paralelas, para la similitud entre las superficies del frente de flama y reactantes. Grafico adaptado de [49].

De la figura anterior, planteando la similitud con la superficie del frente de flama dentro de la tobera divergente y el volumen de los gases reactantes representados como una superficie circular, se tiene que el radio de la superficie de reactantes es constante igual a $r_j = R2 - R1$, y el radio de la superficie del frente de flama en el bloque quemador viene definida por $r_i = Dhz / 2$, variable de acuerdo a cada condición de operación.

Finalmente el factor de forma del frente de flama respecto a la superficie interna del bloque quemador en la región divergente, viene expresada por

$$F_{flama-bloque} = 1 - F_{flama-reactantes}$$

Como se vio previamente, el área de transferencia de calor por radiación correspondiente al frente de flama en la zona de reacción A_{flama} , viene expresada para cada posición de inflamabilidad encontrada con su correspondiente diámetro hidráulico según los datos de la tabla 4.8, teniéndose

$$\text{que } A_{flama} = \frac{\pi}{4} (Dhz)^2.$$

El área correspondiente asumida para el volumen total de los reactantes, se calcula en función al diámetro de la zona de succión, como un valor fijo

$$A_{reactantes} = \pi(R2^2 - R1^2) = 0.000396m^2.$$

Para calcular el área total de la superficie interna del bloque quemador en la región divergente, se divide la región en secciones diferenciales de $dz = 0.1mm$,

en cada posición diferencial $z + dz$ se obtiene el valor del diámetro total de la sección transversal, según la siguiente figura.

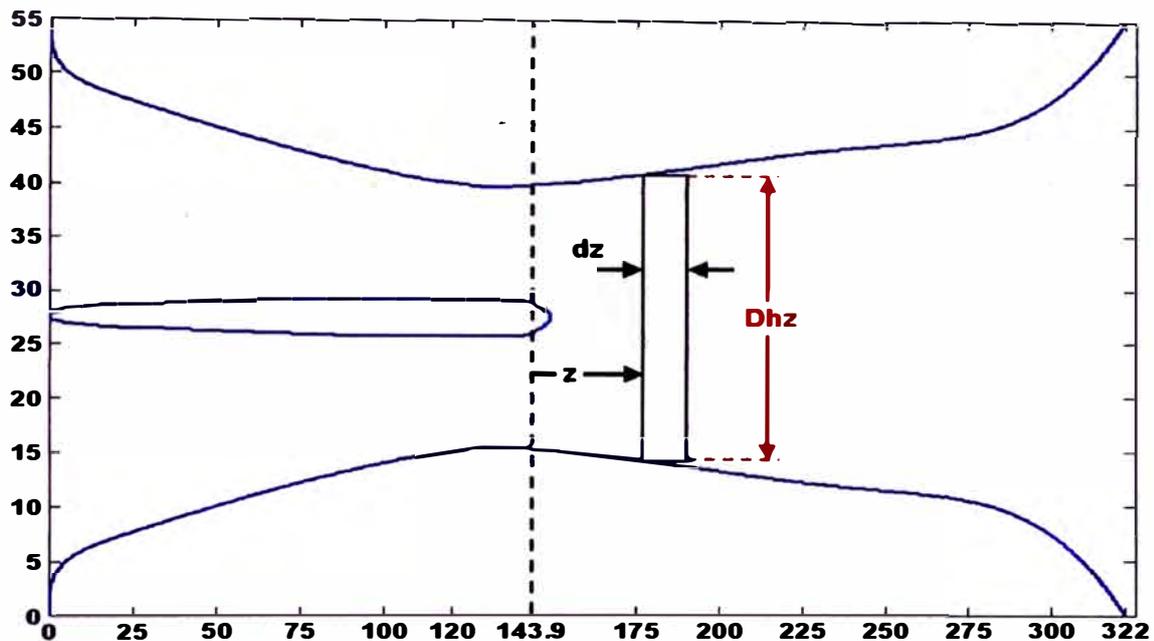


Figura. 4.25: Esquema de cálculo para el área total de la superficie interna del bloque quemador.

Según el esquema anterior, para cada posición z , el diferencial de área interna del bloque quemador se expresa por $dA_{\text{bloque}} = (\pi Dhz) dz$.

El área interna total del bloque quemador en la región divergente es calculado como la integral de cada área diferencial, entre la posición axial del punto de inyección de combustible 143.9mm, y cada posición de inflamabilidad z , según el régimen de operación del ensayo experimental, obteniéndose

$$A_{\text{bloque}} = \int_{143.9}^{143.9+z} (\pi Dhz) dz .$$

Los factores de forma en conjunto con las áreas calculadas, para la transferencia de calor por radiación, son utilizadas para el calculo neto de calor entre superficies, según las siguiente ecuaciones.

$$\frac{\sigma(T^0)^4 - J_{flama}}{\frac{1 - \epsilon_{flama}}{\epsilon_{flama} \cdot A_{flama}}} = \frac{J_{flama} - J_{bloque}}{(A_{flama} \cdot F_{flama-bloque})^{-1}} + \frac{J_{flama} - J_{reactantes}}{(A_{flama} \cdot F_{flama-reactantes})^{-1}} \quad (\text{Ecuación 99})$$

$$\frac{J_{flama} - J_{bloque}}{(A_{flama} \cdot F_{flama-bloque})^{-1}} = \frac{J_{bloque} - \sigma(T_{bloque})^4}{\frac{1 - \epsilon_{bloque}}{\epsilon_{bloque} \cdot A_{bloque}}} \quad (\text{Ecuación 100})$$

$$\frac{J_{flama} - J_{reactantes}}{(A_{flama} \cdot F_{flama-reactantes})^{-1}} = \frac{J_{reactantes} - \sigma(T_{reactantes}^d)^4}{\frac{1 - \epsilon_{reactantes}}{\epsilon_{reactantes} \cdot A_{reactantes}}} \quad (\text{Ecuación 101})$$

Para poder realizar el balance de energía con el volumen de control de los gases reactantes, se asume que todo el calor transferido por radiación desde la zona de reacción del frente de flama hacia el bloque quemador, es disipado por este hacia el flujo de reactantes por convección forzada, a través de la expresión.

$$Q_{conv} = \bar{h}_{bloque-reactantes} \cdot A_{bloque} \cdot (T_{bloque} - \bar{T}_{reactantes}) \quad (\text{Ecuación 102})$$

La temperatura media de los reactantes viene calculada entre las condiciones en la zona de succión y la salida del volumen de control antes del inicio del

frente de flama, de acuerdo a la figura 4.20, según la expresión

$$\bar{T}_{reactantes} = \frac{T_{reactantes}^g + T_{reactantes}^d}{2}, \text{ con esta temperatura se calcula todas las}$$

propiedades termofísicas medias de la mezcla.

El coeficiente pelicular de transferencia de calor entre el bloque quemador refractario y el flujo de reactantes $\bar{h}_{bloque-reactantes}$, es calculado a partir de la correlación de Gnielinski (Incropera, [49]), que es valida para un rango extenso del número de Reynolds en flujos compresibles $3 \times 10^3 < Re < 5 \times 10^6$, y permite obtener el número de Nusselt medio en toda la sección del volumen de control de los reactantes.

$$\bar{Nu}_{bloque-reactantes} = \frac{\left(\frac{\bar{f}_{reactantes}}{8}\right) (\bar{Re}_{reactantes} - 1000) Pr}{1 + 12.7 \left(\frac{\bar{f}_{reactantes}}{8}\right)^{1/2} (Pr^{2/3} - 1)} \quad \text{(Ecuación 103)}$$

El factor de fricción medio del flujo de reactantes $\bar{f}_{reactantes}$, se calcula a partir de la correlación de Petukhov, para números de Reynolds en el rango $3 \times 10^3 < Re < 5 \times 10^6$.

$$\bar{f}_{reactantes} = \left(0.790 \ln(\bar{Re}_{reactantes}) - 1.64\right)^{-2} \quad \text{(Ecuación 104)}$$

Se define el numero de Reynolds medio del flujo de reactantes $\overline{Re}_{reactantes}$, el cual se calcula para condiciones promedio entre la zona de succión y la posición de inflamabilidad z , según
$$\overline{Re}_{reactantes} = \frac{\overline{\rho}_{reactantes} \cdot \overline{U}_{reactantes} \cdot \overline{D}_{reactantes}}{\mu_{reactantes}}$$

La densidad y viscosidad media del flujo de reactantes es evaluada a la temperatura $\overline{T}_{reactantes}$, según un mecanismo de iteración con las ecuaciones de convección y radiación mostradas previamente, se utiliza para cada propiedad el promedio ponderado de los flujos máxicos de aire y combustible, como analogía de la ecuación 65.

De igual forma la velocidad media del flujo de reactantes es calculada como el promedio aritmético entre el valor en la zona de succión $U_{reactantes}^g$, según lo obtenido en la tabla 40, y la posición de inflamabilidad antes del inicio del frente de flama $U_{reactantes}^d$, calculada iterativamente con condiciones a la temperatura de precalentamiento de los reactantes $T_{reactantes}^d$.

El diámetro hidráulico medio $\overline{D}_{reactantes}$, es definido como la semisuma entre el diámetro hidráulico en la zona de succión $D_g = \pi(R2^2 - R1^2)$, y el correspondiente a la posición según las condiciones de inflamabilidad en la región divergente D_{hz} , según los valores mostrados en la tabla 4.8.

Finalmente el coeficiente pelicular de transferencia de calor viene expresado por

$$\bar{h}_{\text{bloque-reactantes}} = \frac{\overline{Nu}_{\text{bloque-reactantes}} \cdot \bar{k}_{\text{reactantes}}}{D_{\text{reactantes}}}$$

La conductividad térmica de los reactantes se calcula como el promedio

$$\text{ponderado en función a los flujos máxicos, } \bar{k}_{\text{reactantes}} = \frac{\dot{m}_{\text{aire}} \cdot k_{\text{aire}} + \dot{m}_{\text{comb}} \cdot k_{\text{comb}}}{\dot{m}_{\text{aire}} + \dot{m}_{\text{comb}}}$$

La conductividad térmica del aire k_{aire} , y el combustible k_{comb} , son consideradas a la temperatura media de la mezcla de reactantes $\bar{T}_{\text{reactantes}}$, a partir de los valores de tablas termofísicas contenidas en la referencia [50].

Se plantea el balance de energía para el volumen de control mostrado en la figura 4.20, se asumen condiciones estables en las que todo el calor transferido por radiación desde la zona de reacción de la flama hacia el bloque quemador, es transferido por este bloque a través de un mecanismo de convección forzada, hacia el flujo de mezcla de reactantes, el calculo de la irradiación entre la flama y el bloque es expresado por la siguiente ecuación.

$$\frac{J_{\text{flama}} - J_{\text{bloque}}}{\left(A_{\text{flama}} \cdot F_{\text{flama-bloque}} \right)^{-1}} = Q_{\text{conv}} \quad (\text{Ecuación 105})$$

La transferencia de calor por radiación desde la zona de reacción de la flama hacia el flujo de reactantes, es deducida a partir de la ecuación 101.

$$\frac{J_{flama} - J_{reactantes}}{(A_{flama} \cdot F_{flama-reactantes})^{-1}} = Q_{rad} \quad (\text{Ecuación 106})$$

El balance final de energía hacia el volumen de control de reactantes, se establece como la variación de su entalpía en función al calor específico a presión constante, entre las condiciones de entrada $T_{reactantes}^g$, y de salida antes del inicio del frente de flama $T_{reactantes}^d$, según la siguiente expresión.

$$\dot{m}_{reactantes} \cdot [C_{P_{reactantes}}|^d \cdot T_{reactantes}^d - C_{P_{reactantes}}|^g \cdot T_{reactantes}^g] = Q_{conv} + Q_{rad} \quad (\text{Ecuación 107})$$

Los calores específicos a presión constante se calculan independientemente para el aire de combustión y el combustible a las correspondientes temperaturas $T_{reactantes}^g$ y $T_{reactantes}^d$, según los valores de tablas termo físicas contenidas en [50], el valor final del calor específico para la mezcla de reactantes, se calcula como un promedio ponderado de los flujos máxicos de aire y combustible, como analogía de la ecuación 65.

Para poder calcular la densidad de los reactantes a la temperatura de precalentamiento $T_{reactantes}^d$, se realiza el cálculo de la presión estática de descarga, evaluada para cada posición axial z , donde se alcanzan condiciones de inflamabilidad.

En la siguiente tabla se muestra el resumen de los cálculos de transferencia de calor que dan lugar al fenómeno de precalentamiento de los reactantes antes del inicio del frente de flama.

Tabla 4.10: Calculo de la temperatura de precalentamiento del flujo de reactantes.

Φ	A_{bloque} (m^2)	A_{flama} (m^2)	$F_{flama-bloque}$	\bar{T}_{flama} (C°)	$\bar{h}_{bloque-reactantes}$ ($\frac{W}{m^2 K}$)	Q_{conv} (W)	T_{bloque} (C°)	$T_{reactantes}^g$ (C°)	$T_{reactantes}^d$ (C°)
1.22	0.00230	0.000535	0.95	1421.0	57.9	90.2	724.9	25.0	47.6
0.86	0.00480	0.000622	0.96	1457.4	43.6	119.4	617.8	24.9	47.8
1.03	0.00320	0.000564	0.97	1482.1	55.0	115.4	700.2	24.9	44.2
0.71	0.00710	0.000712	0.98	1374.2	33.0	109.7	516.2	24.9	48.7
0.72	0.00700	0.000708	0.98	1379.6	33.3	110.7	522.0	24.8	47.2
1.04	0.00320	0.000563	0.93	1481.2	53.0	110.2	691.0	24.8	41.8
1.29	0.00210	0.000526	0.89	1369.7	52.8	73.2	696.7	24.8	37.2
0.80	0.00550	0.000653	0.95	1432.9	39.4	115.7	579.1	24.7	45.0
0.80	0.00570	0.000657	0.95	1429.7	38.2	115.5	573.7	24.6	44.0
1.06	0.00320	0.000561	0.93	1479.3	52.3	109.3	692.6	24.6	39.9
1.00	0.00360	0.000575	0.97	1483.7	51.3	118.8	683.8	24.5	40.4
0.91	0.00430	0.000606	0.96	1472.5	46.8	120.7	641.4	24.5	41.8
1.11	0.00290	0.000553	0.94	1468.4	54.6	105.4	704.6	24.5	38.4
0.82	0.00540	0.000649	0.96	1439.7	40.1	118.2	588.0	24.4	42.6
1.08	0.00310	0.000557	0.94	1474.5	52.9	108.3	699.0	24.4	38.6
1.06	0.00320	0.000561	0.94	1478.0	52.5	110.1	694.5	24.4	38.7
1.01	0.00350	0.000573	0.97	1483.4	52.1	118.0	687.4	24.4	39.5
0.95	0.00400	0.000592	0.95	1480.5	48.2	119.0	657.4	24.3	40.1

El calculo de la presión estática correspondiente a las condiciones de la mezcla de reactantes, antes del inicio del frente de flama $P_{reactantes}^d$, se realiza partir de la ecuación 79, considerando el efecto de la transferencia de calor desde la flama que modifica la entalpía de la mezcla $C_p(dT)$, utilizando los valores de temperatura de precalentamiento mostrados en la tabla anterior.

La longitud total de integración para esta ecuación, es el valor de la posición de inflamabilidad z , medida desde el punto de inyección de combustible.

El coeficiente politrópico $k = C_p / C_v$, se calcula al valor de la temperatura media de los reactantes $\bar{T}_{reactantes} = \frac{T_{reactantes}^g + T_{reactantes}^d}{2}$, medida entre las condiciones del punto de inyección de combustible y la posición donde se alcanzan condiciones de inflamabilidad.

Para cada temperatura de reactantes mostrada en la figura 1.16, se calcula la correlación de la velocidad de flama laminar en función a las distintas relaciones de equivalencia, estos valores son utilizados para encontrar la velocidad de flama laminar por interpolación, utilizando los valores obtenidos en la tabla 4.10, para cada relación de equivalencia Φ , y temperatura de precalentamiento

$$T_{reactantes}^d$$

Finalmente se realiza el calculo del espesor de flama laminar a partir de la relación previamente mostrada $\delta_L = \frac{D_R}{S_L}$, donde la difusividad de los reactantes es evaluada a la temperatura en la zona de reacción T^0 , la densidad de los reactantes, es calculada individualmente para el aire y el combustible ambos a las condiciones de $T_{reactantes}^d$ y $P_{reactantes}^d$, promediando cada valor en función a los respectivos flujos másicos, según la ecuación 65.

Los valores de conductividad térmica $k|_{T^0}$, y calor específico de los reactantes $C_p|_{T^0}$, son obtenidos de la tabla 4.9, evaluados a la temperatura en la zona de reacción de la flama.

Tabla 4.11: Espesor de flama laminar para cada condición de operación considerando el precalentamiento de los reactantes.

Presión de Ensayo Aire P_{aire}^e (mmca)	Presión de Ensayo GLP P_{comb}^e (mmca)	$T_{reactantes}^d$ (C°)	$P_{reactantes}^d$ (Pa)	$\rho_{reactantes}^d$ $\left(\frac{Kg}{m^3}\right)$	S_L $\left(\frac{cm}{s}\right)$	D_R $\left(\frac{m^2}{s}\right)$	δ_L (mm)
2	10	47.6	101312.7	1.159	46.40	5.966E-05	0.129
5	40	47.8	101300.4	1.142	39.20	6.176E-05	0.158
5	60	44.2	101292.5	1.163	45.50	6.042E-05	0.133
7	40	48.7	101301.4	1.132	27.40	6.193E-05	0.226
10	60	47.2	101299.4	1.138	28.10	6.165E-05	0.219
10	140	41.8	101267.8	1.172	45.00	5.992E-05	0.133
10	220	37.2	101243.3	1.201	41.70	5.700E-05	0.137
13	100	45.0	101293.3	1.150	34.40	6.129E-05	0.178
20	140	44.0	101309.3	1.153	34.20	6.109E-05	0.179
20	260	39.9	101261.1	1.180	44.90	5.948E-05	0.132
25	270	40.4	101284.1	1.175	43.70	5.988E-05	0.137
25	220	41.8	101304.7	1.166	40.50	6.049E-05	0.149
30	380	38.4	101273.0	1.188	44.90	5.886E-05	0.131
35	220	42.6	101369.2	1.160	35.30	6.077E-05	0.172
35	400	38.6	101297.2	1.186	44.80	5.905E-05	0.132
40	420	38.7	101323.3	1.185	44.50	5.917E-05	0.133
40	380	39.5	101338.6	1.180	43.70	5.960E-05	0.136
50	380	40.1	101411.6	1.176	41.90	5.996E-05	0.143

4.3.4.- Calculo de la intensidad turbulenta

Según lo analizado en el desarrollo del diseño preliminar del quemador y partiendo de la figura 1.29 que detalla la medición experimental de la velocidad de propagación de flama turbulenta para el propano (Peters, [47]), se utiliza la correlación 27 para definir analíticamente dicha velocidad.

El cálculo de la intensidad de las fluctuaciones turbulentas u' , se realiza de manera iterativa a partir de la correlación 29, la cual es valida para los

regímenes de combustión de láminas delgadas de reacciones y la zona de flama con estructuras onduladas, para reactantes premezclados (Peters, [75]).

Igualando las correlaciones 27 y 29, se obtiene una relación directa que permite encontrar indirectamente el valor de la intensidad turbulenta para cada condición de operación del ensayo experimental, obteniéndose finalmente la siguiente expresión.

$$S_T = S_L^o + \tilde{\sigma} \left(1 - 1.3 \left(\frac{\ell}{l_o} \frac{u'}{S_L^o} \right) \right) = S_L^o \left(1 + 3.31 \left(\frac{u'}{S_L^o} \right)^{0.48} \right)$$

Para el cálculo experimental, se considera la velocidad de flama laminar no perturbada S_L^o , igual a la velocidad calculada en la tabla 4.11, la cual toma en cuenta el efecto del precalentamiento de los reactantes encontrado previamente, así como la relación de equivalencia en cada condición operación, es decir $S_L^o = S_L$.

La longitud de Markstein $\ell = Ma \cdot \delta_L$, es calculada a partir del valor del espesor de flama laminar mostrado en la tabla 4.11, así como el número de Markstein según la ecuación 31, definido en función a la relación de equivalencia.

De acuerdo a los resultados siguientes para el análisis del proceso de mezcla de los reactantes, se deduce que la intensidad turbulenta se incrementa a medida que aumenta el ratio de impulso, lo cual genera una mayor interacción entre la capa límite del gas inyectado con el flujo de aire de combustión, que da

lugar al desenrollamiento temprano de la capa límite y la generación de los pares de vórtices en contrarrotación.

Tabla 4.12: Cálculo teórico de la intensidad turbulenta de los reactantes y la velocidad de propagación turbulenta de la flama.

Presión de Ensayo Aire P_{aire}^e (mmca)	Presión de Ensayo GLP P_{comb} (mmca)	Φ	S_L $\left(\frac{cm}{s}\right)$	δ_L (mm)	l_o (mm)	Ma	u' $\left(\frac{m}{s}\right)$	S_T $\left(\frac{m}{s}\right)$
2	10	1.22	46.40	0.129	6.7	2.0	4.90	5.10
5	40	0.86	39.20	0.158	7.2	5.1	1.30	2.73
5	60	1.03	45.50	0.133	6.8	3.6	2.60	3.97
7	40	0.71	27.40	0.226	7.7	6.4	0.50	1.46
10	60	0.72	28.10	0.219	7.7	6.3	0.60	1.60
10	140	1.04	45.00	0.133	6.8	3.5	2.70	4.01
10	220	1.29	41.70	0.137	6.6	1.3	6.00	5.14
13	100	0.80	34.40	0.178	7.4	5.6	1.00	2.26
20	140	0.80	34.20	0.179	7.4	5.7	1.00	2.25
20	260	1.06	44.90	0.132	6.8	3.4	2.90	4.11
25	270	1.00	43.70	0.137	6.9	3.9	2.40	3.76
25	220	0.91	40.50	0.149	7.1	4.7	1.70	3.12
30	380	1.11	44.90	0.131	6.8	2.9	3.50	4.43
35	220	0.82	35.30	0.172	7.3	5.5	1.10	2.40
35	400	1.08	44.80	0.132	6.8	3.1	3.10	4.22
40	420	1.06	44.50	0.133	6.8	3.3	2.90	4.10
40	380	1.01	43.70	0.136	6.9	3.8	2.50	3.82
50	380	0.95	41.90	0.143	7.0	4.3	2.00	3.41

El comportamiento turbulento de las estructuras de la flama relacionadas a un incremento del ratio de impulso, puede estar también ligado a un régimen de impacto del gas inyectado con las paredes de la zona de mezcla, formándose una mayor cantidad de vórtices en la escala integral de longitud, en donde según los conceptos teóricos mostrados en la figura 1.21 (Mueller, [59]), se da la mayor distribución de la energía cinética turbulenta.

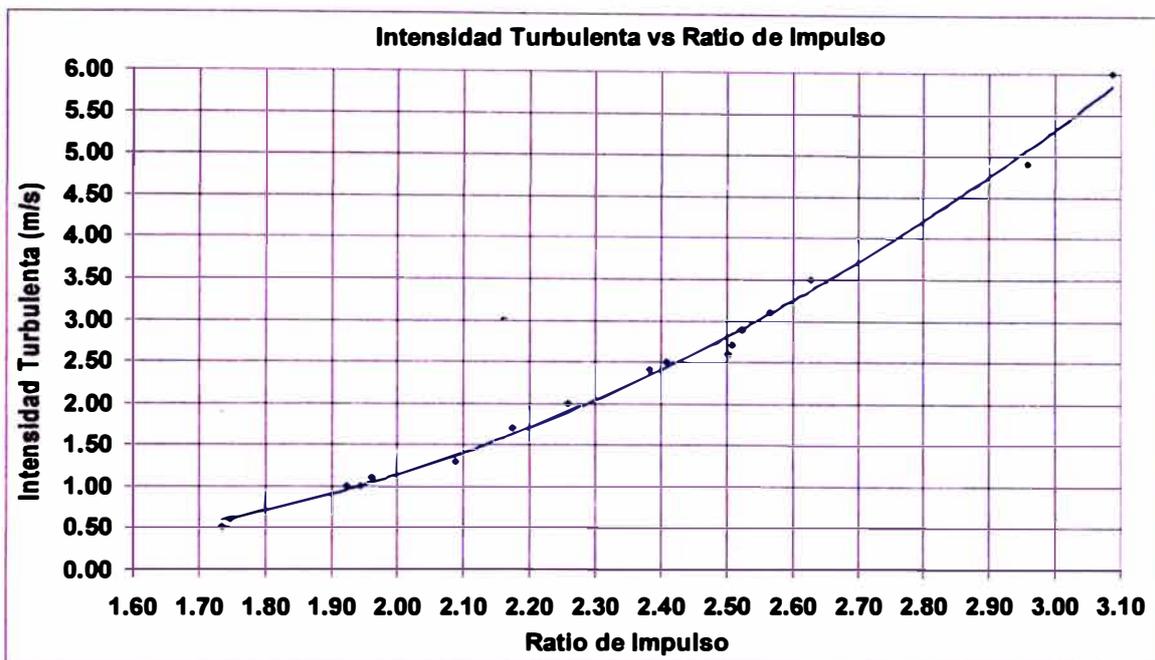


Figura. 4.26: Correlación experimental de los valores calculados para la intensidad turbulenta en función al ratio de impulso.

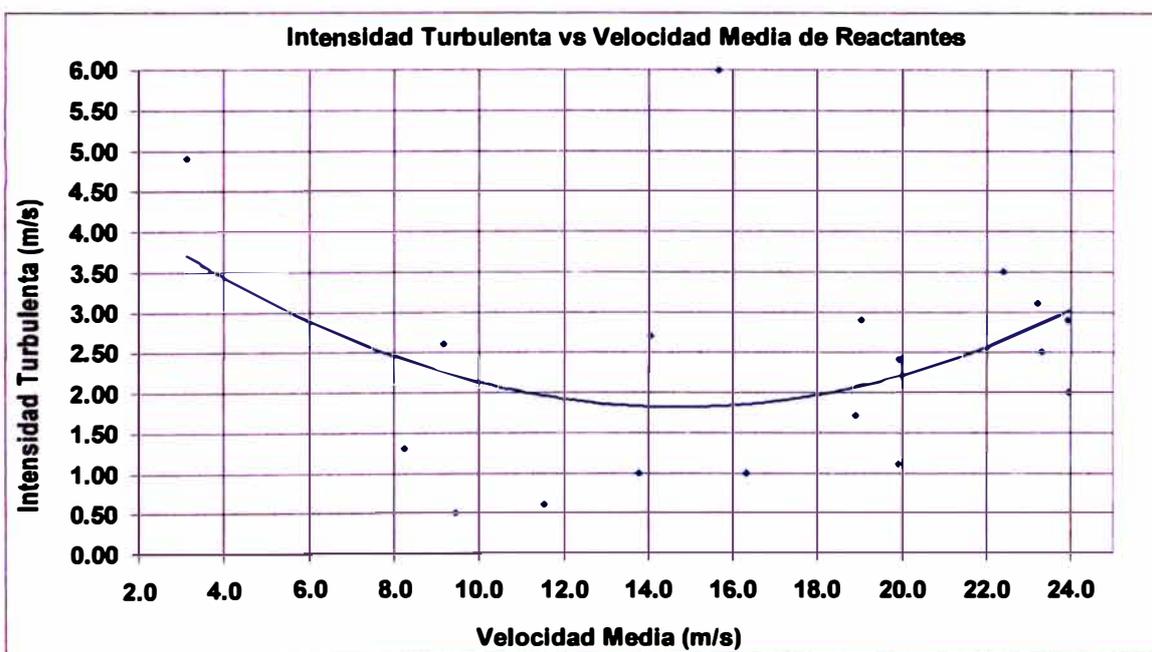


Figura. 4.27: Intensidad turbulenta en función a la velocidad media de los reactantes antes del inicio del frente de flama.

A medida que aumenta la velocidad media del flujo de reactantes, la intensidad turbulenta disminuye, debido a que se está disipando menor energía cinética desde el flujo de reactantes hacia las escalas de longitud turbulenta, esta energía es utilizada en incrementar la velocidad media del flujo.

Un incremento posterior de la velocidad media de los reactantes, produce un aumento de la intensidad de la turbulencia, esto puede explicarse por el incremento del tamaño e intensidad de los vórtices en la macroescala de la región divergente del quemador, producido por el efecto de separación de la capa límite del flujo de reactantes y su interacción con los gradientes de densidad generados en el frente de flama.

El aumento de la velocidad media está también relacionado con el incremento del flujo de aire de combustión, que promueve el fenómeno de desenrollamiento de la capa límite del gas inyectado, que da lugar a la aparición de los pares de vórtices en contrarrotación con dimensiones cercanas a la escala integral de longitud, antes del inicio del frente de flama.

4.3.5.- Cálculo de los números adimensionales y el diagrama de Borghi

La escala integral de longitud l_0 , en conjunto con la intensidad de la turbulencia u' calculada previamente, permiten definir el número de Reynolds turbulento Re_T , que es una indicación de la intensidad en la que las fuerzas de inercia son dominantes sobre los efectos disipativos de la viscosidad molecular, es por lo

tanto una medida de la magnitud en la que los vórtices de mayor tamaño (macroescala) son disipados hacia las escalas menores.

Para los cálculos de combustión turbulenta, se asume un número de Schmidt igual a la unidad, por lo tanto se asume que el proceso de difusión convectiva de masa y de energía del momento de los reactantes en la zona de reacción del frente de flama, se encuentran en equilibrio, por lo tanto la viscosidad cinemática de los reactantes es igual a la difusividad térmica de masa

$\nu_{\text{reactantes}} = D_R$, definiéndose el número de Reynolds turbulento como

$$\text{Re}_T = \frac{u' l_O}{D_R}$$

La longitud de Kolgomorov η , se relaciona con la escala integral de longitud a

través de la expresión $\frac{l_O}{\eta} = \text{Re}_T^{\frac{3}{4}}$, (Vanoverberghe, [43]).

El estudio de la combustión turbulenta a través del análisis de los números adimensionales, permite establecer las diferencias en el comportamiento de la flama bajo los distintos regimenes de operación del ensayo experimental, así como el estudio de la interacción entre el proceso de premezcla y la flama.

Para cuantificar el estrechamiento de flama, se utiliza el número de Karlovitz definido previamente en la ecuación 24, como el ratio entre el espesor de flama

laminar y la escala de longitud de Kolgomorov, $Ka = \left(\frac{\delta_L}{\eta} \right)^2$, según los criterios

establecidos por Peters, [47].

El número de Damkohler se expresa por la ecuación 22, como el cociente entre el tiempo característico del flujo, que mide la existencia de los vórtices promedio con una longitud l_0 y que rotan teóricamente a u' , y el tiempo característico de las reacciones químicas, que se dan en la zona de reacción de la flama con el espesor de flama laminar δ_L a una velocidad igual a la propagación de flama

laminar S_L , Damkohler queda definido por $Da = \frac{l_0 \cdot S_L}{u' \delta_L}$.

Tabla 4.13: Números adimensionales para análisis y clasificación del comportamiento de la flama turbulenta.

Presión de Ensayo Aire P_{aire}^e (mmca)	Presión de Ensayo GLP P_{comb} (mmca)	Φ	Re_T	S_L $\left(\frac{cm}{s}\right)$	δ_L (mm)	η (mm)	Ka	Da
2	10	1.22	547.4	46.40	0.129	0.059	4.77	4.9
5	40	0.86	151.3	39.20	0.158	0.167	0.89	13.8
5	60	1.03	294.7	45.50	0.133	0.096	1.90	9.0
7	40	0.71	62.1	27.40	0.226	0.348	0.42	18.6
10	60	0.72	74.6	28.10	0.219	0.302	0.53	16.4
10	140	1.04	308.2	45.00	0.133	0.093	2.05	8.6
10	220	1.29	695.8	41.70	0.137	0.049	7.85	3.4
13	100	0.80	120.2	34.40	0.178	0.203	0.77	14.2
20	140	0.80	120.9	34.20	0.179	0.203	0.78	14.1
20	260	1.06	332.8	44.90	0.132	0.088	2.29	8.0
25	270	1.00	277.1	43.70	0.137	0.102	1.81	9.2
25	220	0.91	199.3	40.50	0.149	0.134	1.25	11.3
30	380	1.11	402.9	44.90	0.131	0.075	3.03	6.6
35	220	0.82	132.9	35.30	0.172	0.188	0.84	13.7
35	400	1.08	357.2	44.80	0.132	0.083	2.53	7.5
40	420	1.06	334.5	44.50	0.133	0.087	2.32	7.9
40	380	1.01	289.4	43.70	0.136	0.098	1.92	8.8
50	380	0.95	234.0	41.90	0.143	0.117	1.49	10.3

Finalmente para realizar el diagrama de Borghi, se calcula la intensidad turbulenta relativa definida como el cociente entre la intensidad turbulenta y la velocidad de flama laminar $\frac{u'}{S_L}$, así como la relación entre la escala integral de longitud y el espesor de flama laminar $\frac{l_o}{\delta_L}$.

Tabla 4.14: Parámetros del comportamiento de flama turbulenta para el análisis del diagrama de Borghi.

Presión de Ensayo Aire P_{aire}^e (mmca)	Presión de Ensayo GLP P_{comb} (mmca)	Φ	$\frac{u'}{S_L}$	$\frac{l_o}{\delta_L}$
2	10	1.22	10.6	51.8
5	40	0.86	3.3	45.6
5	60	1.03	5.7	51.6
7	40	0.71	1.8	34.0
10	60	0.72	2.1	35.0
10	140	1.04	6.0	51.4
10	220	1.29	14.4	48.4
13	100	0.80	2.9	41.3
20	140	0.80	2.9	41.4
20	260	1.06	6.5	51.5
25	270	1.00	5.5	50.5
25	220	0.91	4.2	47.5
30	380	1.11	7.8	51.7
35	220	0.82	3.1	42.6
35	400	1.08	6.9	51.6
40	420	1.06	6.5	51.3
40	380	1.01	5.7	50.6
50	380	0.95	4.8	49.0

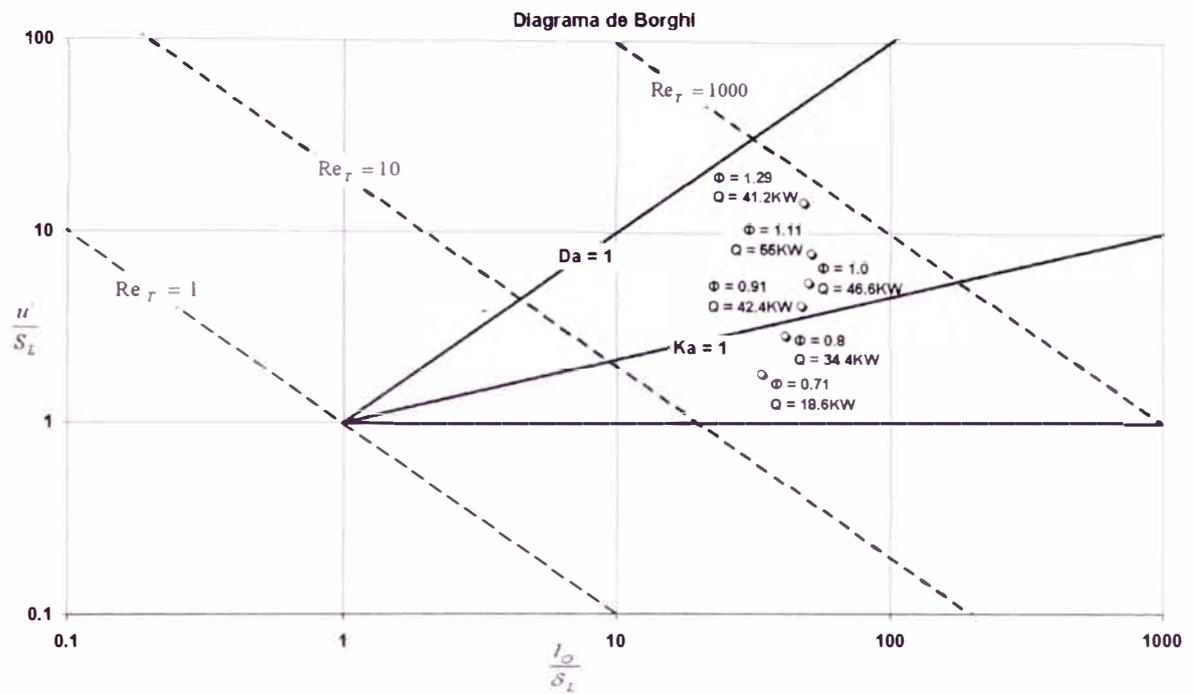


Figura. 4.28: Diagrama de Borghi para las condiciones limite del ensayo experimental.

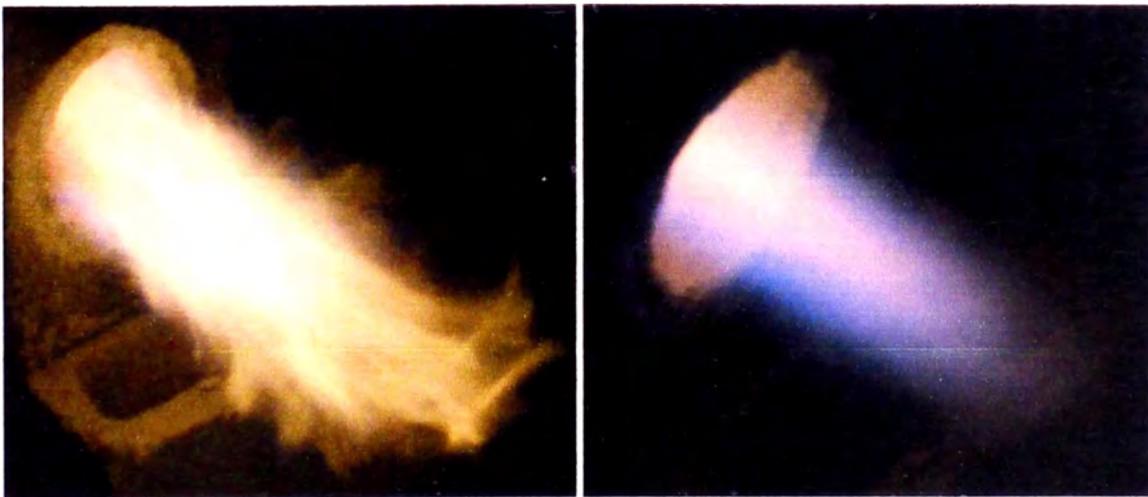


Figura. 4.29: Comparación de regimenes de operación limite $\Phi = 1.29/Q = 41.2KW$ (izquierda), y $\Phi = 0.71/Q = 18.6KW$ (derecha).

Se muestra una comparación entre los regímenes extremo alcanzados durante el ensayo experimental, obteniéndose teóricamente una flama en el régimen de las laminas delgadas de reacciones operando con mezcla rica $\Phi = 1.29$, $Ka = 7.85$ (figura izquierda), y una flama en el régimen de estructura ondulada con mezcla pobre $\Phi = 0.71$, $Ka = 0.42$ (figura derecha), la cual muestra un comportamiento similar al de una flama laminar $u'/S_L = 1.8$.

Para la flama en el régimen de las láminas delgadas de reacciones, se tiene el valor calculado más alto para el ratio de impulso $J_{sr} = 3.09$, con una intensidad turbulenta $u' = 6m/s$, que explica el comportamiento de la estructura turbulenta que presenta el volumen de la flama, ya que existen en promedio una mayor cantidad de vórtices en el flujo de reactantes, que poseen dimensiones cercanas a la escala integral de longitud y que son generados como consecuencia del impacto del gas inyectado hacia las paredes de la zona de mezcla, formándose zonas de convolución entre reactantes y productos.

Sin embargo el calculo de la escala teórica mas pequeña para los vórtices en el flujo de reactantes, correspondientes a $\Phi = 1.29$ (figura izquierda), es igual a $\eta = 0.049mm$, siendo mucho menor que el espesor del frente de flama laminar $\delta_L = 0.137mm$, y con lo cual se puede deducir que existe además una zona en el flujo de reactantes en la que coexisten vórtices en la menor escala turbulenta, generados por la interacción de la capa limite del gas inyectado con el flujo de aire de combustión, y dan lugar a vórtices que pueden penetrar el espesor de la flama incrementando su tamaño.

Respecto a la flama operando en el régimen de estructura ondulada, $\Phi = 0.71$ (figura izquierda), el valor de la escala de Kolgomorov $\eta = 0.348mm$ es superior al espesor del frente de flama laminar $\delta_L = 0.226mm$, teniéndose por lo tanto un régimen de operación en el que los vórtices de menor tamaño en el flujo de reactantes, no pueden penetrar el espesor de la flama ni interactuar con esta, por lo tanto la flama presenta un comportamiento cercano al laminar.

Con la flama mostrada en el régimen de estructura ondulada (figura derecha), se alcanza el menor valor calculado para el ratio de impulso $J_{sr} = 1.74$ y una intensidad turbulenta de $u' = 0.5m/s$, considerando este valor en conjunto con la longitud de Kolgomorov calculada, puede deducirse que existe una menor interacción entre los vórtices formados por el flujo turbulento de reactantes con respecto a la estructura del frente de flama.

Las posiciones axiales en las cuales se alcanzan condiciones de inflamabilidad corresponden a $z = 25mm$ para la flama en el régimen de laminas delgadas de reacciones (figura izquierda), y $z = 77mm$ en el régimen de estructuras onduladas (figura derecha), ambos medidos respecto al punto de inyección de gas, teniéndose por lo tanto una mayor distancia para el desarrollo de la mezcla en el caso de $\Phi = 0.71$, por lo que el comportamiento turbulento observado en la figura 4.29, correspondiente a la flama $\Phi = 1.29$, podría también estar relacionado a un fenómeno de combustión como flama de difusión dentro del bloque quemador, dando lugar a regiones de reactantes sin combustionar que interaccionan con los productos de la combustión.

Debe tenerse en cuenta que la intensidad turbulenta corresponde al 38.4% del valor de la velocidad media de los reactantes antes del inicio de la flama $U_{reactantes}|_{\Phi=1.29} = 15.65\text{ m/s}$, para el caso de la flama en el régimen de laminas delgadas de reacciones (figura izquierda), mientras que para la flama mostrada bajo el régimen en estructura ondulada (figura derecha), la intensidad turbulenta $u' = 0.5\text{ m/s}$, corresponde al 5.3% del valor de la velocidad de los reactantes $U_{reactantes}|_{\Phi=0.71} = 9.45\text{ m/s}$, por lo tanto la estructura es semejante a una flama de premezcla laminar o de tipo Bunsen.

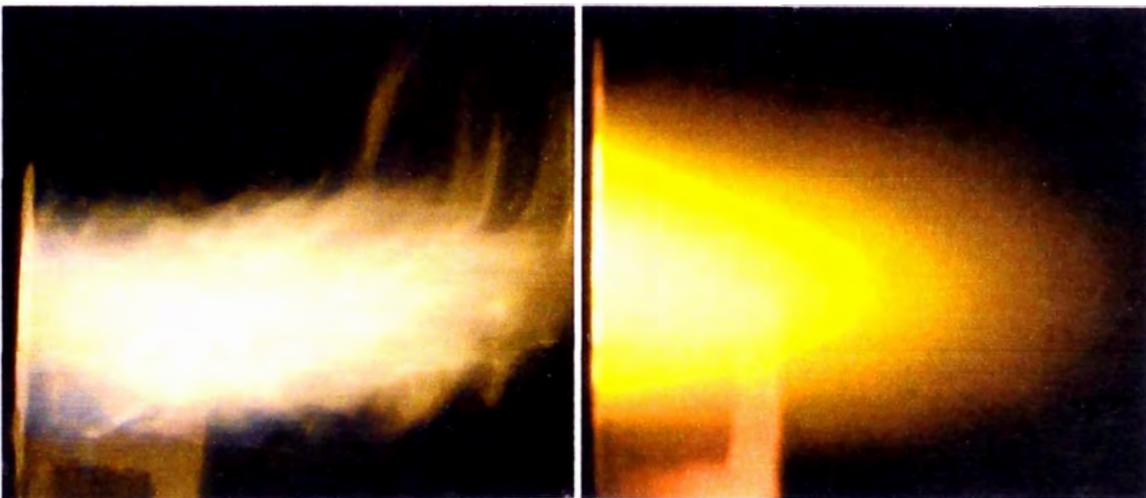


Figura. 4.30: Comparación de regimenes de operación limite $\Phi = 1.29/Q = 41.2\text{ KW}$ (izquierda), y $\Phi = 1.11/Q = 55\text{ KW}$ (derecha).

En este caso se tiene ambas flamas funcionando teóricamente en el régimen de láminas delgadas de reacciones según el diagrama de Borghi, sin embargo la estructura mostrada difiere significativamente respecto a la turbulencia en la zona de los productos, al comparar el funcionamiento para $\Phi = 1.29$ (figura izquierda) con $\Phi = 1.11$ (figura derecha).

La escala integral de Kolgomorov es calculada en $\eta = 0.049mm$, para la flama operando en $\Phi = 1.29$ (figura izquierda), menor al valor de $\eta = 0.075mm$, calculado para la flama operando en $\Phi = 1.11$ (figura derecha), considerando que los espesores de flama calculados para ambos regimenes son similares $\delta_L = 0.137mm/0.131mm$, y al ser ambos mayores que sus respectivas escalas de Kolgomorov, el comportamiento turbulento mostrado para $\Phi = 1.29$, solo puede ser explicado al relacionar la aparición de vórtices en la macroescala que surgen por el impacto del gas inyectado hacia las paredes de la zona de mezcla del quemador, con el fenómeno de estiramiento y convolución de los productos de combustión.

Al comparar las intensidades turbulentas, la flama operando en $\Phi = 1.29$ (figura izquierda) posee $u' = 6m/s$, mientras que para la flama en $\Phi = 1.11$ (figura derecha) se obtiene $u' = 3.5m/s$, la alta intensidad turbulenta para $\Phi = 1.29$, puede relacionarse como se dedujo anteriormente, al efecto de la mezcla por flujo cruzado para los reactantes en ambos regimenes de operación, teniéndose $J_{sr}|_{\Phi=1.29} = 3.09$ y $J_{sr}|_{\Phi=1.1} = 2.63$, el cual puede establecerse como el límite para el régimen de operación estable de la flama.

En la siguiente figura, ambas flamas se hallan cerca al limite teórico de división $Ka = 1.0$, entre el régimen de flama en estructura ondulada y las laminas delgadas de reacciones, es por ello que se observa un comportamiento similar al de una flama en el régimen laminar para ambos ensayos, ya que la menor escala de los vórtices del flujo de reactantes es muy cercana en dimensión al espesor del frente de flama.

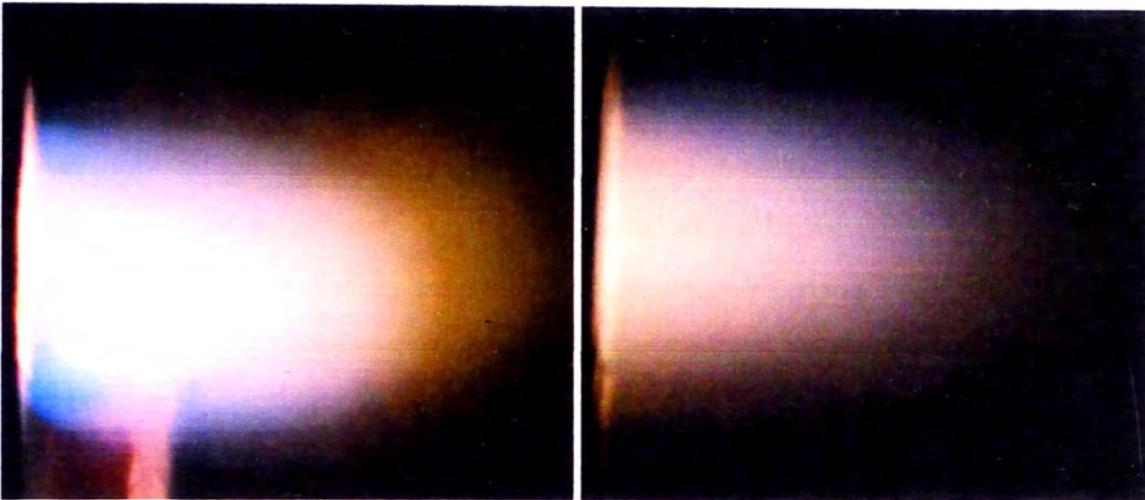


Figura. 4.31: Comparación de regímenes de operación limite
 $\Phi = 1.0/Q = 46.6KW$ (izquierda), y $\Phi = 0.91/Q = 42.4KW$ (derecha).

El efecto del tamaño de los vórtices de la menor escala correspondiente a la longitud de Kolgomorov, puede observarse en la flama bajo el régimen $\Phi = 1.0$ (figura izquierda), en donde se observa un ligero estiramiento de la flama, con la aparición de las trazas de reactantes que interaccionan con los gases producto de la combustión, para esta condición de operación se tienen las escalas $\eta = 0.102mm$ y $\delta_l = 0.137mm$.

Bajo la condición $\Phi = 0.91$ (figura derecha), que se halla mas cerca al régimen de estructura ondulada con $Ka = 1.25$, no es perceptible la interacción de los reactantes con los productos de la combustión, mostrándose un comportamiento cercano al de una flama laminar, con las escalas $\eta = 0.134mm$ y $\delta_l = 0.149mm$, es decir en el limite teórico para el cual los vórtices de la microescala logran penetrar el espesor del frente de la flama modificando su estructura.

Se obtienen valores muy cercanos entre si $J_{sr}|_{\Phi=1.0} = 2.38$ y $J_{sr}|_{\Phi=0.91} = 2.17$, por lo tanto se esperan comportamiento de flama similares, que difieren únicamente por la posición a la que se alcanzan las condiciones teóricas de inflamabilidad dentro del quemador, lo cual esta relacionado con la relación de equivalencia y que a su vez involucra un menor tiempo para el proceso de premezcla de los reactantes, dando lugar a condiciones de combustión similares a una flama de difusión con aparición de zonas que combustionan fuera del volumen de la flama, generando el estiramiento mostrado para $\Phi = 1.0$ (figura izquierda) con $z = 41.2mm$, en comparación con $z = 49.3mm$, para $\Phi = 0.91$ (figura derecha).

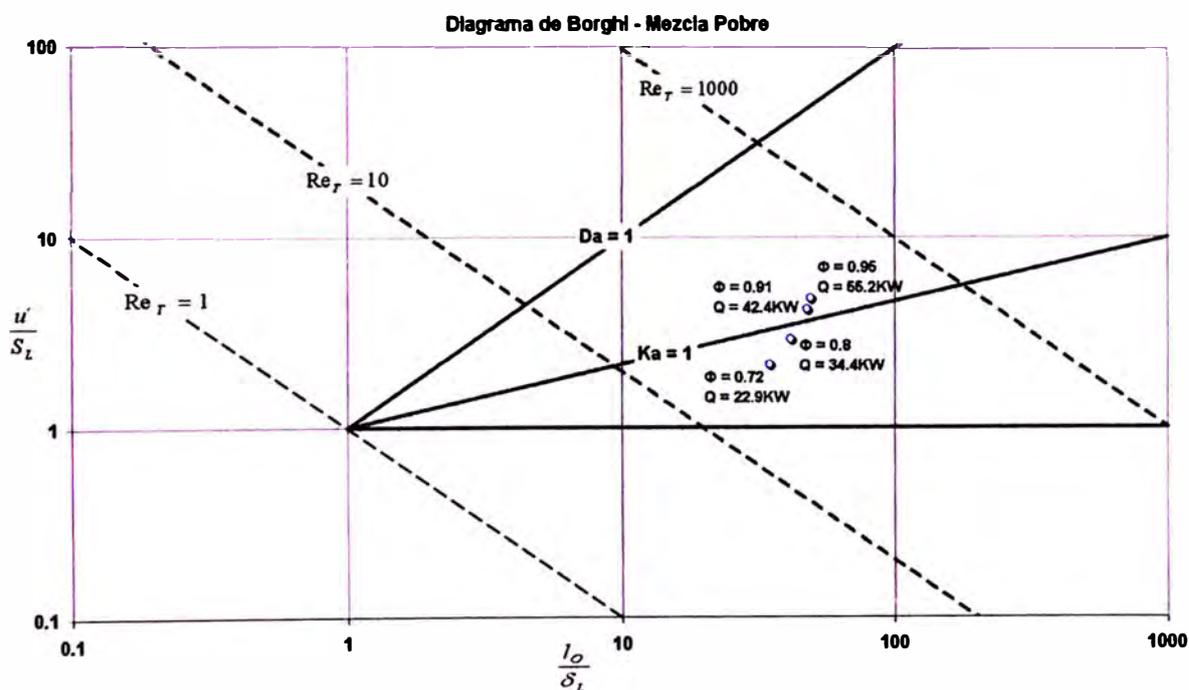


Figura. 4.32: Diagrama de Borghi para la condiciones de operación en mezcla pobre.

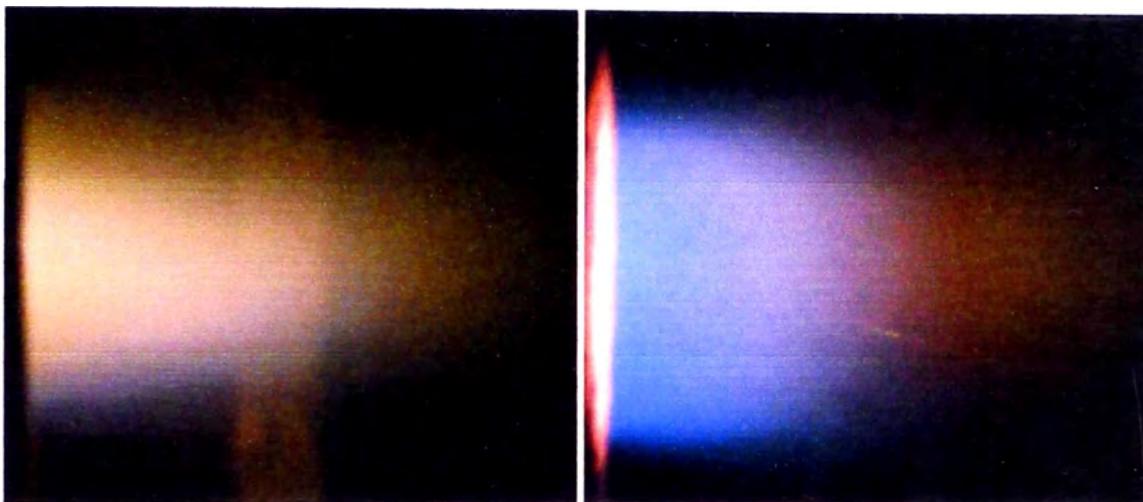


Figura. 4.33: Comparación de regímenes en mezcla pobre $\Phi = 0.8/Q = 34.4KW$ (izquierda), y $\Phi = 0.95/Q = 55.2KW$ (derecha).

Bajo el régimen de estructura ondulada y mezcla pobre $\Phi = 0.8$ (figura izquierda), se observa una estructura de flama cónica muy cercana a la forma de la flama laminar de premezcla tipo Bunsen, sin interacción de los reactantes con el volumen exterior de la flama que forman los gases producto de la combustión, en este escenario $\eta = 0.203mm$ y $\delta_l = 0.178mm$, por lo tanto la turbulencia de los reactantes solo puede distorsionar externamente el frente de la flama sin interactuar con este.

Al pasar el límite hacia la zona del diagrama de Borghi donde se produce la operación bajo el régimen teórico de láminas delgadas de reacciones $\Phi = 0.95$ (figura derecha), la flama incrementa su volumen manteniendo su longitud, debido al aumento de la interacción de los vórtices mas pequeños en la escala de Kolgomorov hacia la estructura del frente de flama, lo que produce un aumento de la velocidad de propagación de flama turbulenta, restringiendo el

flujo de reactantes hacia el frente de flama, para este caso $\eta = 0.117mm$ y

$$\delta_L = 0.143mm.$$

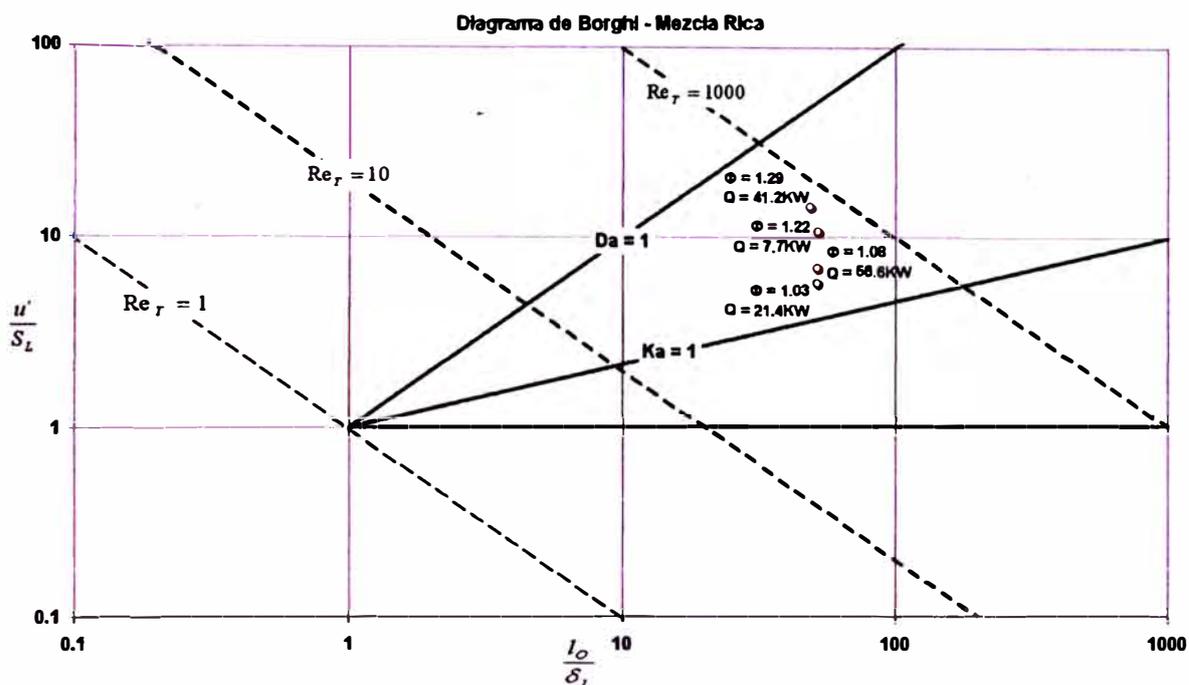


Figura. 4.34: Diagrama de Borghi para la condiciones de operación en mezcla rica.

Para el régimen de operación en mezcla rica, se observa una clara influencia del efecto del proceso de premezcla de los reactantes en la estructura final de la flama respecto a la generación de turbulencia, en ambos casos la flama se halla teóricamente bajo el régimen de láminas de reacciones, mostrando una mayor intensidad turbulenta para $\Phi = 1.29$ con $J_{sr} = 3.09$ y $Re_\tau = 695.8$, con respecto a $\Phi = 1.03$ con $J_{sr} = 2.5$ y $Re_\tau = 294.7$.

En ambos casos la dimensión que representa a los vórtices de la menor escala turbulenta, es menor que el espesor del frente de flama calculado, sin embargo para la operación en $\Phi = 1.29$ (figura izquierda), el valor de $\eta = 0.049mm$ es considerablemente menor al valor de $\eta = 0.096mm$ para $\Phi = 1.03$ (figura derecha), teniéndose en ambos casos espesores de flama muy cercanos en dimensión $\delta_f = 0.137mm$ y $\delta_f = 0.133mm$ respectivamente.

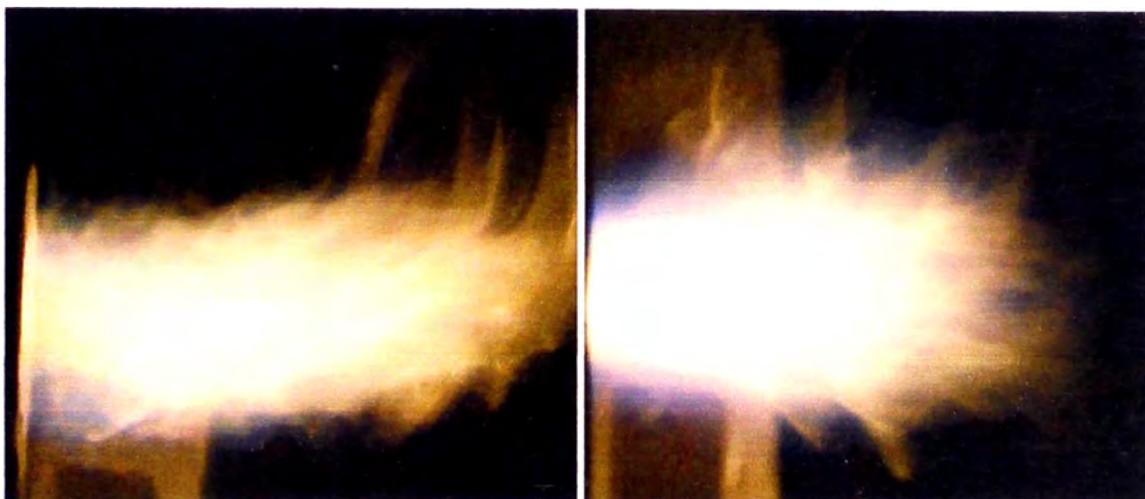


Figura. 4.35: Comparación de regímenes en mezcla rica $\Phi = 1.29/Q = 41.2KW$ (izquierda), y $\Phi = 1.03/Q = 21.4KW$ (derecha).

Puede inferirse una influencia directa del ratio de impulso de gas, con respecto a la turbulencia de los reactantes, formándose una mayor cantidad de vórtices en las microescala, por la interacción de la capa límite del gas inyectado con el flujo de aire de combustión, así como los vórtices en herradura formados por impacto del gas inyectado con las paredes de la zona de mezcla del quemador.

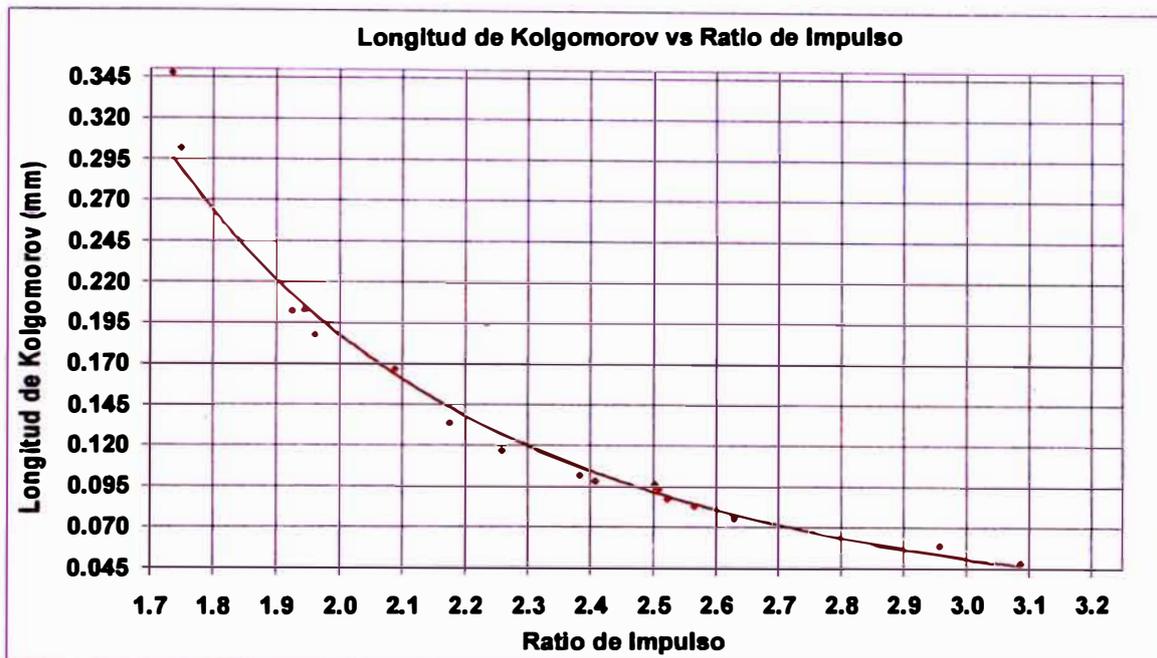


Figura. 4.36: Correlación experimental de los valores calculados para la longitud de Kolgomorov en función al ratio de impulso de la mezcla.

Se muestra una representación de los valores calculados para la escala de longitud de Kolgomorov en función al ratio de impulso del combustible inyectado, de donde puede inferirse una relación directa entre el efecto de la generación de la turbulencia por la interacción del momentum del flujo de gas hacia el aire de combustión, así como el impacto directo del flujo de gas hacia las zonas internas de la región de mezcla del quemador.

El elongamiento de la flama mostrado para $\Phi = 1.29$ (figura izquierda), puede relacionarse con el mayor momentum lineal del flujo de gas, así como la deficiencia en el proceso de premezclado de los reactantes, dando lugar a un flujo anular de aire de combustión que se transporta exteriormente al frente de la flama hasta la zona de descarga del quemador, interaccionando con los

gases producto de la combustión que aun mantienen un elevado nivel de combustible sin reaccionar, creándose entonces el lazo de interacción con la estructura externa de la flama.



Figura. 4.37: Comparación de regímenes en mezcla rica $\Phi = 1.22/Q = 7.7KW$ (izquierda), y $\Phi = 1.03/Q = 21.4KW$ (derecha).

La operación de la flama en el régimen $\Phi = 1.22$ (figura izquierda), muestra un comportamiento muy parecido al de una flama de difusión (sin premezcla), con la aparición de una región de mezcla pobre con exceso de aire (color azul), que circunda el núcleo principal que posee una mayor intensidad, debido a que concentra la mayor cantidad de gas inyectado, el cual debido al alto ratio de impulso $J_{sr} = 2.96$ se comporta como una descarga libre que se acelera axialmente hacia la región del flujo con la menor restricción, alejándose de las paredes de la zona de descarga del quemador.

El flujo de aire de combustión debido a su baja presión $P_{aire}^e = 2mmca$, experimenta un lento desarrollo de su capa límite, manteniéndose en la región anular cercana a la pared, con mínimas interacciones en el flujo de gas, por lo tanto la coloración azul que rodea la flama.

Comparando el comportamiento del flujo turbulento de reactantes, vuelve a observarse una alta correlación entre el ratio de impulso y la intensidad turbulenta, teniéndose que $J_{sr} = 2.96$ y $u' = 4.9m/s$ para $\Phi = 1.22$ (figura izquierda), $J_{sr} = 2.50$ y $u' = 2.6m/s$ para $\Phi = 1.03$ (figura derecha).

Por lo tanto es posible establecer un limite mínimo teórico para el quemador, en función al desarrollo de la flama, utilizando los valores de mezcla por flujo cruzado como el ratio de impulso, así como la intensidad turbulenta.

Adicionalmente, al realizar la comparación de las escalas dimensionales del flujo turbulento, se obtiene valores muy cercanos para el espesor del frente de flama, en el rango $\delta_L = 0.129mm / 0.133mm$, sin embargo la menor escala turbulenta para la operación $\Phi = 1.22$ es igual a $\eta = 0.059mm$ significativamente menor que el valor de $\eta = 0.096mm$ para $\Phi = 1.03$, esta comparación de escalas dimensionales permite también obtener un método de comparación para establecer rangos limite de operación de la flama de premezcla en estudio.

4.3.6.- Limites de operación experimental del quemador

Para determinar una relación entre el comportamiento experimental del quemador y los fundamentos teóricos de operación óptima, se realiza una correlación entre la temperatura teórica media de la flama, obtenida para cada relación de equivalencia a partir de la figura 1.32, y el ratio de impulso lineal.

Dentro de la grafica se toman como valores referenciales óptimos, aquellos que permitan obtener la mayores temperaturas medias de la flama, acompañados de un comportamiento estable medido a través del análisis visual de la estructura de la flama y las interacciones que ocurren entre reactantes y productos.

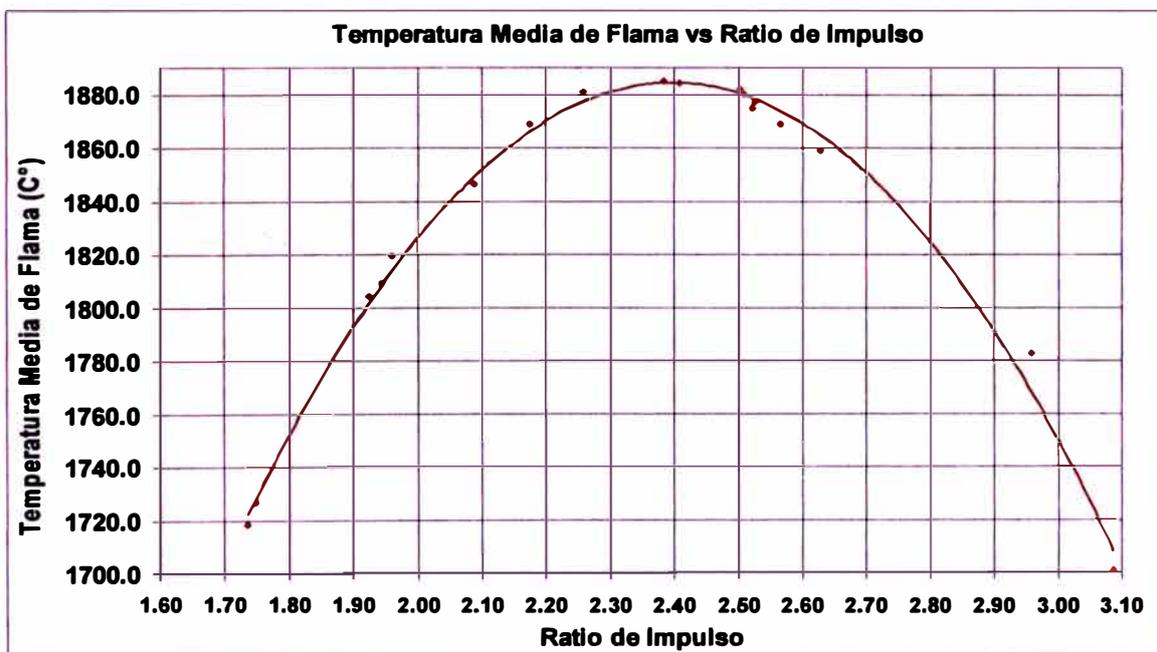


Figura. 4.38: Correlación experimental de los valores calculados para la temperatura media de la flama en función al ratio de impulso de la mezcla.

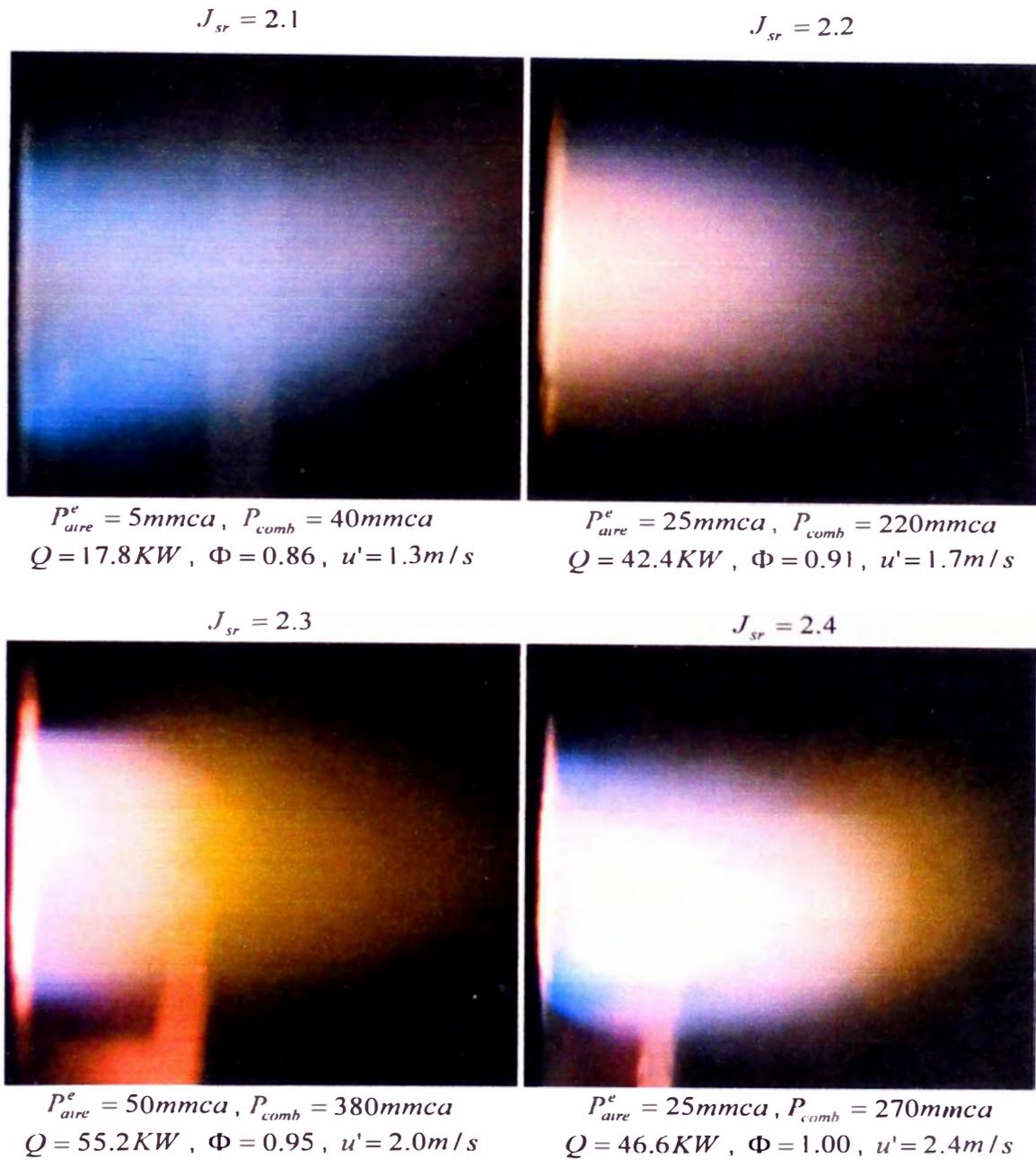


Figura. 4.39: Comparación del comportamiento optimo de flama cerca al régimen de operación estequiométrico.

Los rangos de operación que permiten obtener los valores mas elevados de la temperatura media de la flama, se hallan entre $2.1 < J_{sr} < 2.6$, por lo tanto es posible establecer estos valores como los óptimos recomendados para la operación del quemador.

En la figura anterior se muestra una comparación del comportamiento de la flama desde el régimen en mezcla pobre hasta la operación en mezcla estequiométrica, incrementando el ratio de momentum lineal y como consecuencia la intensidad de la turbulencia de los reactantes, se deduce que es posible obtener un punto optimo de operación del quemador, a partir de la intensidad y volumen de la flama obtenida, para el caso de $\Phi = 1.00$, se logra la mayor luminosidad manteniendo una estructura estable de la flama, sin interacciones del flujo de reactantes con los productos de la combustión.

Al realizar el análisis de la operación en mezcla rica, se observa que aumentando la relación de equivalencia, mientras se mantiene casi constante el ratio de impulso en el rango $2.4 < J_{sr} < 2.5$, es posible mantener la intensidad de la flama pero con la aparición de las estructuras turbulentas por la interacción con los productos de la combustión, que da como resultado un funcionamiento inestable de la flama.

Todas las flamas consideradas en el rango óptimo de operación con el ratio de impulso entre los valores $2.3 < J_{sr} < 2.6$, se hallan en el régimen de combustión turbulenta de láminas delgadas de reacciones.

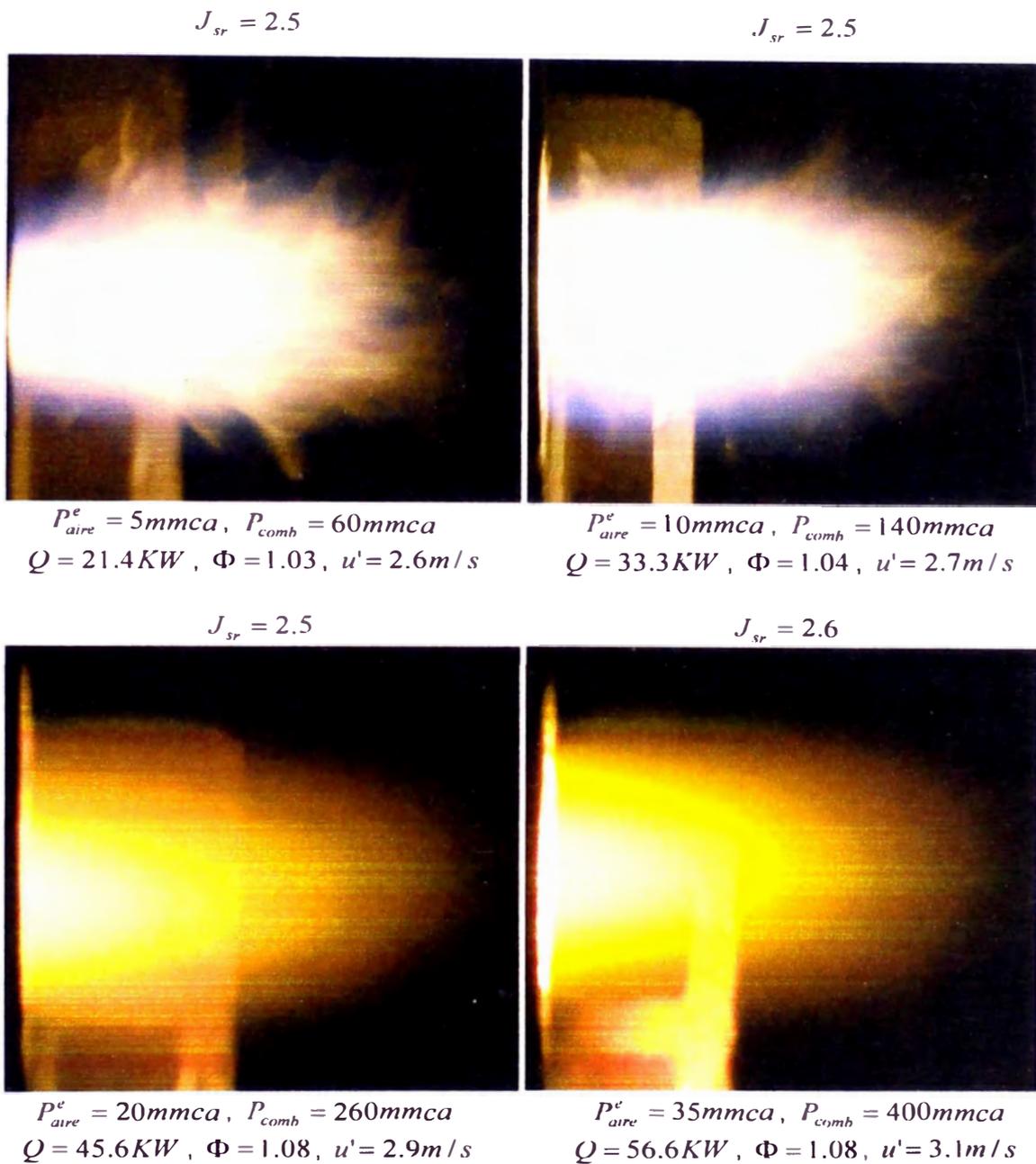


Figura. 4.40: Comparación del comportamiento optimo de flama en el régimen de operación con mezcla rica.

Un mayor incremento de la relación de equivalencia hacia los valores de $\Phi = 1.08$, permiten estabilizar nuevamente el comportamiento de la flama, ya que el inicio del frente de flama se halla mas cerca al punto de inyección de gas, haciendo que una gran parte de la flama transfiera calor hacia el bloque refractario, permitiendo que los vórtices en contrarrotación remanentes del flujo de reactantes disipen su energía hacia las microescala al interaccionar por fricción con la sección divergente del quemador.

CONCLUSIONES

1. A partir de los resultados del cálculo de optimización del perfil interno para la zona de mezcla y descarga del quemador, es posible determinar un procedimiento que permite el diseño óptimo de perfiles internos para cualquier aplicación que involucre fluidos compresibles, ya que los resultados obtenidos muestran una convergencia lógica en términos de tener una región de flujo convergente que posee la menor área superficial total, así como una región de flujo divergente en la que la sección transversal de paso del fluido tiene una mínima gradiente de crecimiento de área, para evitar el desprendimiento temprano de la capa límite, causado por la recirculación del flujo en las zonas cercanas a la pared.

2. La generación de vórtices en la macroescala del flujo de reactantes, causados por el impacto del gas combustible hacia las paredes internas de la zona de succión, se reduce con la reducción del ratio de impulso, esta reducción promueve el desenrollamiento de la capa límite del fluido inyectado mejorando la eficiencia de la mezcla, ya que esta no actúa más como una descarga hacia un fluido en reposo, sino que genera la aparición de los vórtices en herradura, que después se intensifican antes del inicio del frente de flama, formándose pares de vórtices que giran en sentido contrario entre sí.

Esto es respaldado por los resultados obtenidos en el ensayo experimental y mostrados en las figuras 4.29 y 4.30, donde se observa el comportamiento de la flama entre los límites de operación logrados, donde para $\Phi = 1.29$ que es el límite superior de la relación de equivalencia obtenida experimentalmente, se obtiene un ratio teórico de $J_{sr} = 3.09$, mientras que para $\Phi = 0.71$ el ratio disminuye hacia $J_{sr} = 1.74$, mostrando un comportamiento más estable de la flama, cercano al de una flama de premezcla laminar.

3. El incremento del momentum lineal del gas inyectado muestra una correlación directa con la intensidad de la turbulencia calculada para el flujo de reactantes, lo cual a su vez influye en el tamaño que tendrán los vórtices de la menor escala de longitud turbulenta en el flujo, llamada escala de Kolgomorov, tal como se muestra en la figura 4.36, donde al incrementarse el ratio de impulso la flama pasa de un régimen en estructura ondulada a un régimen en laminas delgadas de reacciones.

Sin embargo es posible observar durante el ensayo experimental, la coexistencia de diferentes escalas de longitud turbulenta en el flujo, que da lugar a la existencia paralela de distintos regimenes de combustión turbulenta, debido a que en la realidad el flujo turbulento de reactantes no es homogéneo tal como se asumió en los cálculos teóricos, es así que a partir de la operación de la flama mostrada en la figura 4.30, para una relación de equivalencia de $\Phi = 1.29$, la cual se halla teóricamente en el régimen de laminas delgadas de reacciones con $\eta = 0.049mm < \delta_l = 0.137mm$, esta muestra también una intensa interacción entre

los reactantes y los productos de la combustión, formándose regiones de estiramiento de la flama que afectan su estabilidad.

4. La intermitencia en la generación de los vórtices en el flujo de reactantes planteada por Plessing [56], es observada en las figuras 4.13 y 4.14, en donde para la misma potencia teórica de operación, la interacción entre gases reactantes y productos aumenta a medida que aumenta el número de Reynolds turbulento.

El aumento del número de Reynolds está directamente relacionado con la intensidad turbulenta que a su vez depende de manera proporcional al ratio de impulso del gas inyectado, a medida que este ratio se incrementa el flujo de combustible se comporta como una descarga hacia una atmósfera libre.

Por lo tanto el flujo de inyección de gas puede impactar las paredes interiores de la zona de mezcla del quemador afectando la eficiencia del proceso de mezclado con el aire de combustión, dando lugar a la aparición de una flama que ya no puede clasificarse como de premezcla sino como parcialmente premezclada, según la clasificación planteada por Peters [47], con una estructura muy similar a la de una flama de difusión y por lo tanto con un rango de estabilidad reducido.

5. Para un mismo ratio de impulso es posible obtener distintas configuraciones de la estructura de la flama, tal como se muestra en la figura 4.40, el incremento de la presión del flujo de aire de combustión da lugar a un aumento de su velocidad en el punto de succión en donde se inyecta el gas, dando lugar a la deflexión y enrollamiento de la capa límite anular del gas inyectado en las cercanías a la tobera de inyección, por lo tanto aumenta la eficiencia del mezclado al mismo

tiempo que aumenta la intensidad de la turbulencia pero sin dar lugar a la aparición de interacciones entre reactantes y productos, ya que se reduce la cantidad de regiones del flujo que no han alcanzado aun condiciones de inflamabilidad.

Se concluye entonces que el aumento del momentum del flujo másico de inyección generado por un incremento de la presión de alimentación de gas, afecta la eficiencia de la mezcla si es que el flujo de aire de combustión no es incrementado proporcionalmente, ya que los esfuerzos viscosos generados por la velocidad del aire no son suficientes para interactuar de manera adecuada con el gas, el cual posee una elevada resistencia local en su superficie exterior, debido a su alta velocidad.

6. La mejora en la eficiencia de la mezcla da lugar a la aparición de una mayor cantidad de vórtices en la microescala cuya dimensión disminuye en proporción a esta mejora, estos vórtices penetran el espesor del frente de flama y modifican su estructura interna incrementando su espesor, pero sin trasladarse hacia zonas alejadas del frente de flama.

Lo observado con los vórtices de mayor tamaño de la macroescala cercana a la escala integral de longitud, produce la aparición de las trazas de reactantes, como se muestra en la figura 4.40 al comparar la operación de las flamas para $\Phi = 1.03$ y $\Phi = 1.08$, las cuales operan al mismo ratio de impulso teórico $J_{sr} = 2.5$, pero muestran escalas de Kolgomorov distintas, siendo estas $\eta = 0.096mm$ y $\eta = 0.083mm$ respectivamente.

7. El proceso de calculo de los parámetros dimensionales del flujo turbulento de reactantes y la flama tal como el espesor del frente de flama, utilizando una definición la temperatura teórica en la zona de reacción, así como la temperatura de precalentamiento a la que son expuestos los reactantes, permite obtener valores de análisis mas cercanos a la operación real, de tal forma que es posible caracterizar de manera mas coherente las estructuras de flama observadas.

8. La obtención de la intensidad turbulenta del flujo de reactantes, a través de la utilización en conjunto de las correlaciones definidas por Trautwein [47] para el calculo especifico de la velocidad de propagación turbulenta del propano, así como la correlación de Peters [47] que abarca los regimenes de flama en estructura ondulada y laminas de reacciones, demuestra ser un mecanismo lo suficientemente útil para predecir solo un valor promedio de la velocidad de las fluctuaciones del flujo turbulento, ya que se asume un estado de turbulencia homogénea e isotrópica, la utilidad de este procedimiento de calculo conjunto de correlaciones se representa en la grafica 4.27, en donde se obtiene una tendencia esperada entre la intensidad turbulenta de los reactantes y su velocidad media antes del inicio del frente de flama.

La tendencia mostrada en la grafica 4.27, indica que a los vórtices de mayor tamaño le corresponden mayores niveles de energía cinética turbulenta, ya que la disipación de esta energía es menor a medida que el flujo de reactantes disminuye su velocidad expandiéndose en la región divergente del quemador antes del inicio de la flama, la transferencia de momentum desde las macroescalas hacia las microescalas del flujo es menor.

El aumento que se muestra para la intensidad turbulenta al darse un posterior incremento de la velocidad media de los reactantes, se relaciona a la aparición de vórtices en la macroescala en la región divergente del quemador, los cuales se originan como resultado de la separación de la capa límite del flujo de reactantes en esta sección divergente del quemador, así como su interacción con los gradientes de densidad generados en el frente de flama, debe tenerse en cuenta que la rugosidad del bloque quemador juega un rol importante en la aparición temprana del desprendimiento de la capa límite que da lugar a la formación de estos vórtices.

9. Con la utilización de la correlación de temperatura media de flama en función a la relación de equivalencia y deducida en función al ratio de impulso, según se muestra en la figura 4.38, y el análisis del comportamiento experimental de la flama, es posible definir puntos de operación óptima del quemador, de tal manera que se maximice el volumen e intensidad de la flama, evitando los regímenes en los cuales aparecen las mayores interacciones entre reactantes y productos de la combustión, los cuales generan inestabilidad en la operación.

El rango óptimo de operación del quemador, definido a partir de los valores máximos teóricos de la temperatura media de flama en función a los ratios de impulso en el rango $2.3 < J_{gr} < 2.6$, corresponde al funcionamiento de la flama en el régimen de combustión turbulenta de láminas delgadas de reacciones, la visualización de la estructura de la flama obtenida en el ensayo experimental para el caso de $\Phi = 1.00$, muestra los valores más altos de luminosidad manteniendo una estructura estable, sin interacciones del flujo de reactantes con los productos de la combustión.

Al pasar al rango de operación experimental en mezcla rica entre $1.03 < \Phi < 1.04$, según la figura 4.40, se muestra que a partir del aumento de la relación de equivalencia manteniendo casi constante el ratio de impulso en el rango $2.4 < J_{sr} < 2.5$, es posible mantener una luminosidad de flama similar a $\Phi = 1.00$, pero con la aparición de las estructuras turbulentas.

Estas estructuras surgen de la interacción con los productos de la combustión, lo cual está relacionado también al estiramiento de la flama cuando al incrementarse el número de Karlovitz, que según los resultados del ensayo pasa de un valor de $Ka = 1.81$ para $\Phi = 1.00$, hasta $Ka = 2.05$ para $\Phi = 1.04$, lo cual incrementa el consumo de gases reactantes por unidad de área superficial de flama, un estiramiento posterior puede dar lugar a la extinción de la flama promoviendo su inestabilidad.

BIBLIOGRAFIA

- 1. J.U.Schulter, T.Schonfeld ; "LES of Jets in Crossflow an its Application to a Gas Turbine Burner" ; Kluver Academic Publishers ; 12/05/2002**
- 2. S.Narayanan, P.Barooah, J.M.Cohen; "Dynamics and Control of an Isolated Jet in Crossflow" ; AIAA Journal, Vol 41, No 12 ; 12/2003.**
- 3. Z.Li, S.Murugappan, E.Gutmark, L.Vallet; "Numerical Simulation and Experiments of Jets in Crossflow" ; 44th AIAA Aerospace Meeting and Exhibits ; Enero 2006.**
- 4. C.Priere, L.Y.Giequel, P.Gajan, T.Poisson; "Experimental and Numerical Studies of Dilution Systems for Low Emission Combustion" ; Centre Informatique National de L'Enseignement Superieur ; Marzo 2000.**
- 5. Gang Pan, Hui Meng; "An Experimental Study of Turbulent Mixing in a Tee Mixer Using PIV and PLIF" ; Laser Flow Diagnostics Laboratory, State University of New York at Buffalo ; Julio 2001.**
- 6. Irene M. Ibrahim, Ephraim J. Gutmark ; "Dynamics of Single and Twin Circular Jets in Crossflow" ; 44th AIAA Aerospace Meeting and Exhibits ; Enero 2006**
- 7. B.A.Haven, M.Kurosaka ; "Anti-Kidney Pair Vortices in Crossflow Jets" ; University of Washington – Fluid Dynamics Seminars ; 11/1995.**
- 8. T.F. Fric, A. Roshko ; "Vortical Structure in the Wake of a Transverse Jet" ; Journal of Fluid Mechanics, Vol 279, Paginas 1-47; Mayo 1994**
- 9. A.Vasco Amaral ; "Injeccao e Mistura de Jactos em Espacos Confinados" ; Tesis Doctoral, Universidade do Minho; Julio 2003**
- 10. Celine Priere; "Simulations Aux Grandes Echelles : Application au Jet Transverse" ; Tesis Doctoral ; Institut National Polytechnique de Toulouse ; Enero 2005.**

11. M.A. Patrick; "Experimental Investigations of the Mixing and Penetration of a Round Turbulent Jet Injected Perpendicularly into a Transverse Stream" ; Transactions of the Institute of Chemical Engineers ; Vol 45 ; 1967.

12. R.J. Margason; "Fifty Years of Jets in Crossflow Research" ; AGARD Symposium ; 1993.

13. B.D. Pratte, W.D. Baines ; "Profiles of the Round Turbulent Jet in a Crossflow" ; Journal of Hydraulic Divisions ; Vol 92 ; 1967

14. L.M. Sroka, L.J. Forney; "Fluid Mixing with a Pipeline Tee: Theory and Experiment"; American Institut of Chemical Engineers; Vol 35 ; 1989.

15. Y. Kamotani, I. Greber ; "Experiments on Confined Turbulent Jets in Crossflow" ; NASA Contractor Report ; 1974

16. S.H. Smith, M.G. Mungal; "Mixing, Structure and Scaling of the Jet in Crossflow" ; Journal of Fluid Mechanics ; Vol 357 ; 1998.

17. L.L. Yuan, R.L. Street; "Trajectory and Entrainment of a Round Jet in Crossflow"; Physics of Fluids ; Vol 10 ; 1998.

18. Y.V. Ivanov; "Shape of the Centerline of an Axisymmetric Jet in a Crossflow"; Aviotsionnaya Teknika ; No 4 ; Abril 1963.

19. E.F. Hasselbrink, M.G. Mungal; "Transverse Jets and Jet Flames – Part I : Scaling Laws" ; Journal of Fluid Mechanics ; Vol 443 ; 2001.

20. R.L. Fearn, R.P. Weston; "Vorticity Associated with a Jet in Crossflow" ; AIAA Journal ; Vol 12 ; 1974.

21. P. Chassaing, J. George; "Experiments on a Turbulent Jet with in a Crossflow"; AIAA Journal; Vol 10 ; 1972 .

22. Magnus Mortberg; "Study of Gas Fuel Jet Burning in Low Oxygen Content and High Temperature Oxidizer" ; Tesis Doctoral ; Royal Institute of Technology – Suecia ; 2005.

23. F.P. Ricou, D.B. Spalding; "Measurements of Entraining by Axysimmetrical Turbulent Jets"; Journal of Fluid Mechanics ; Vol 11 ; 1961.

24. L.K. Su, M.G. Mungal; "Simultaneous Measurement of Scalar and Velocity Field Evolution in Turbulent Crossflowing"; ASME Journal of Heat Transfer ; Vol 111 ; 2004.

25. E. Gutmark, K.C. Schadow; "Non Circular Jet Dynamics in Supersonic Combustion" ; Technical Report 5, Naval Weapon Center ; 1989.
26. D.S. Liscinsky, J.D. Holdeman; "Experimental Investigation of Crossflow Jet Mixing in a Rectangular Duct"; 29th Joint Propulsion Conference and Exhibit ; Junio 1993.
27. M.V. Tallpallikar, C.E. Smith, J.D. Holdeman; "CFD Analysis of Jet Mixing in Low NOx Flametube Combustors"; AIAA Paper ; 1991.
28. J.T. Kroll, W.A. Sowa, J.S. Samuelsen; "Optimization of Circular Jets Mixing into a Heated Crossflow in a Cylindrical Duct"; AIAA Paper ; Enero 1993.
29. Bojan Popovic ; "Combustion Generated Pollutant Reduction Through Enhanced Jet Mixing: An Experimental Study" ; Master of Science Thesis ; University of Toronto; 1998
30. L Cortelezzi, A.R Karagozian; "On the Formation of Counter Rotating Vortex Pair in Transverse Jets" ; Department of Mechanical and Aerospace Engineering; University of California; 2001.
31. Oleg Zastavniouk; "Study of Mixing Phenomena in a Dual Fuel Diesel Engine Air Intake Manifold"; Master Thesis; Department of Mechanical Engineering; University of Alberta; 1997.
32. Holdeman, Liscinsky, Oechsle, Samuelsen, Smith; "Mixing of Multiple Jets With a Confined Subsonic Crossflow in a Cylindrical Duct" ; NASA Technical Memorandum 107185 ; NASA ; 1996.
33. Paul D. Ronney; "Premixed Gas Flames" ; Academic Press, London UK ; 2001.
34. R. McDermott, M. Henneke; John Zink Company ; "High Capacity Ultra Low NOx Radiant Wall Burner" ; Stone and Webster Ethylene Conference ; Mayo 1999.
35. Energy and Furnace Technology Program; "Gas Fired Furnace Combustion Chapter 5 : Flames" ; Helsinki University of Technology, Graduate Course Notes ; Agosto 2003.
36. Energy and Furnace Technology Program ; "Gas Fired Furnace Combustion Chapter 6 : Gas Burner Types and Flame Stability" ; Helsinki University of Technology, Graduate Course Notes ; Agosto 2003
37. Jeevan Jayasuyira; "Laminar and Turbulent Flame Combustion" Kungliga Tekniska Hogskolan, Institute for Heat and Power Technology, Laboratory Notes; Agosto 2003.

38. Jerry Seitzman; "Flame Thickness and Flame Speed" ; Georgia Institute of Technology, AE/ME 6766 Combustion Course ; 2005.

39. T. Plessing, C. Kortshick, N. Peters; "Measurements of the Turbulent Burning Velocity and Structure of Premixed Flames on a Low Swirl Burner" ; Proceeding of the Combustion Institute, Vol 28 ; 2000.

40. Y. Sommerer, D. Galley, T. Poinso; "LES Study of Flashback and Blowoff in a Lean Partially Premixed Swirl Burner" ; CERFACS CFD Team ; 2004.

41. John Bell; "Adaptive Low Mach Number Combustion"; Center for Computational Sciences and Engineering, Lawrence Berkely National Laboratory, USA ; Febrero 2005.

42. S.B. Pope ; "Turbulent Premixed Flames" ; Annual Review in Fluid Mechanics, Vol 19 ; 1987.

43. Koen Vanoverberghe; "Flow, Turbulence and Combustion"; Katolieke Universiteit Leuven ; Enero 2004.

44. P. Griebel, R. Bombach, A. Inauen; "Structure and NO_x Emission of High Pressure Lean Premixed Methane-Air Flames" ; Paul Scherrer Institut, Combustion Research Laboratory ; 2002.

45. Jerry Seitzman; "Turbulent Combustion Course"; Georgia Institute of Technology, AE/ME 6766 Combustion Course ; 2005.

46. Jerry Seitzman; "Premixed Flames: Propagation Limits"; Georgia Institute of Technology, AE/ME 6766 Combustion Course; 2005.

47. N. Peters; "Fifteen Lectures on Laminar and Turbulent Combustion"; Ercoftac Summer School, RWTH Aachen Germany; Septiembre 1992.

48. E.Brizuela, S.D. Romano; "Combustion – Unidad I"; Universidad Complutense de Madrid, Madrid - España; Septiembre 1992.

49. Incropera, DeWitt; "Fundamentos de Transferencia de Calor" ; Cuarta Edicion.

50. Bernard Koehret, Xavier Joulia; "ProPhyPlus2 Software"; Version 1.0 ; ProSim; 2002.

51. Jerry Seitzman; "Turbulent Combustion: Introduction"; Georgia Institute of Technology, AE/ME 6766 Combustion Course; 2005.

52. Jerry Seitzman; "Turbulent Premixed Flames" ; Georgia Institute of Technology, AE/ME 6766 Combustion Course ; 2005.
53. Institut Fur Technische Verbrennung; "Premixed Turbulent Combustion: The Regime Diagram"; 2005.
54. Denis Veynante, Luc Vervisch; "Turbulent Combustion Modeling"; CNRS et Ecole Central de Paris, Institut National des Sciences Appliquees de Rouen ; 2002.
55. Frank T.C Yuen, Omer L. Gulder; "Premixed Turbulent Flame Front Structure Investigation by Raleigh Scattering in the Thin Reaction Zone Regime"; Proceedings of the Combustion Institute, Institute for Aerospace Studies; University of Toronto, Canada; 2009.
56. L.P.H de Goey, T. Plessing, R.T.E Hermanns, N. Peters; "Analysis of the Flame Thickness of Flamelets in the Thin Reaction Zones Regime"; Proceedings of the Combustion Institute; Department of Mechanical Engineering; Eindhoven University of Technology, The Netherlands; Institut Fur Technische Mechanik, RWTH-Aachen, Germany; 2005.
57. Thierry Poinson, Denis Veynante; "Theoretical and Numerical Combustion 2nd Edition"; CNRS Ecole Central Paris; 2005.
58. Jozef Jarosinski, Bernard Veyssiere; "Combustion Phenomena"; CRC Press Taylor and Francis Group; 2009.
59. Christian Mueller; "Turbulence" ; ABO Akademi University ; 2005.
60. David C. Wilcox; "Turbulence Modeling for CFD" ; DCW Industries Inc ; 1993.
61. "Turbulent Flame Speed"; Fluent Inc ; 2003.
62. Irving H. Shames ; "Mecánica de Fluidos" ; Mc Graw Hill ; Agosto 2003
63. Timothy P. Rogalsky; "Aerodynamic Shape Optimization of Fan Blades"; PhD. Thesis ; University of Manitoba; 1993.
64. Nathalie Marco, Stephane Lanteri; "Multi-Objective Optimization in CFD by Genetic Algorithms"; INRIA-France ; 2002.
65. Christopher S. Craddock; "Computational Optimization of Scram Jets and Shock Tunnel Nozzles" ; PhD. Thesis ; University of Queensland; 1999.

66. Thomas W. Sederberg; "An Introduction to B-Spline Curves"; 14/03/2005.
67. RMG Messtechnik GmbH; "Gas Carburetor RMG 985"; 11/2001.
68. William Kelly Abeyounis; "Boundary Layer Separation on Isolated Boattail Nozzles"; NASA Technical Paper 1226; Langley Research Center NASA ; 08/1999.
69. Ettore Mineo, Marco Mantovani, Chiara Oriti; "How to Select Refractories for Forehearths and Feeders" ; SIGMA Refrattari Tecnici Industriali; 2002.
70. A.Y Poludnenko, E.S Oran; "The Interaction of High Speed Turbulence with Flames: Global Properties and Internal Flame Structure"; Laboratory for Computational Physics and Fluid Dynamics; U.S Naval Research Laboratory; 09/2009.
71. P. Griebel, P. Siebel, P. Jansohn; "Flame Characteristics of Turbulent Lean Premixed Air/Methane Flames at High Pressure"; Paul Scherrer Institut (PSI); Switzerland; 2007.
72. X.S Bai; "Lecture 8: Turbulent Premixed Flames"; 2008.
73. C.J. Lawn, R.W. Schefer; "Scaling of Premixed Turbulent Flames in the Corrugated Regime"; Combustion and Flame Journal, The Combustion Institute; 2006.
74. Paul D. Ronney, Victor Yakhot; "Flame Broadening Effects on Premixed Turbulent Flame Speed"; Combustion Science and Technology; Vol 86; 1992.
75. N. Peters; "Four Lectures on Turbulent Combustion"; Ercoftac Summer School, RWTH Aachen Germany ; Septiembre 1997.
76. S. Balusamy, A. Cessou, B. Lecordier; "Measurement of Laminar Burning Velocity – A New PIV Approach" ; University of Rouen ; Francia; 2009.
77. F. Dinkelacker, S. Holzler, A. Leipertz; "Studies with a Turbulent Flame Speed Closure Model for Premixed Turbulent Flame Calculations" ; Lehrstuhl für Technische Thermodynamik ; Universität Erlangen ;Alemania.
78. D.R. Kirk; "Combustion Fundamentals: Turbulent Premixed and Non Premixed Flames"; Mechanical and Aerospace Engineering Department; Florida Institute of Technology.
79. Gautam T. Kalghatgi; "Blow-Out Stability of Gaseous Jet Diffusion Flames. Part I: In Still Air"; Combustion Science and Technology, 26: 5, 233 — 239.

80. Stephen R. Turns; "An Introduction to Combustion: Concepts and Applications"; Department of Mechanical and Nuclear Engineering; Pennsylvania State University.

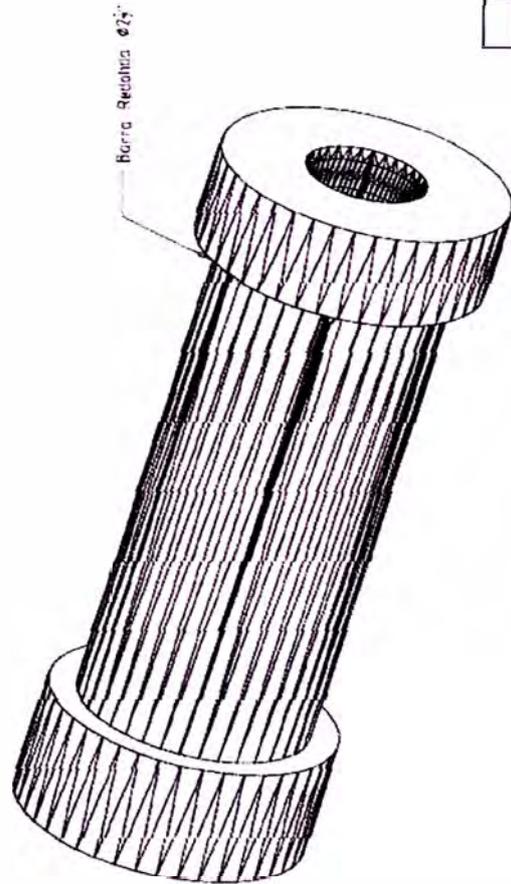
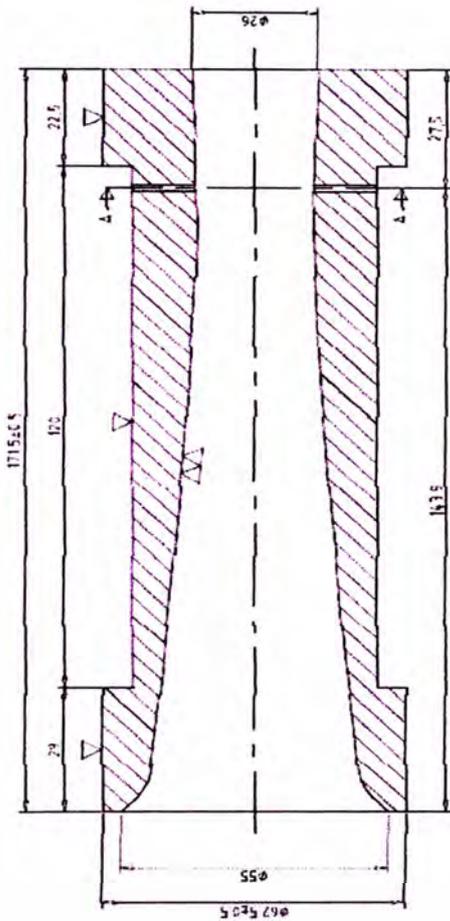
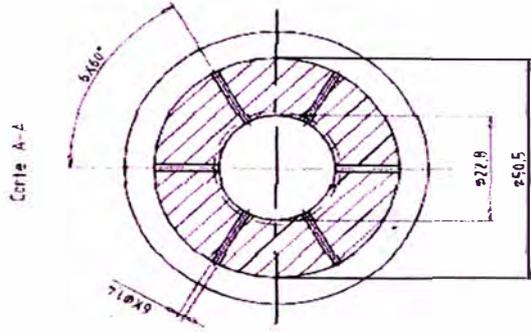
81. Jens I. Madsen; "Design Optimization of Internal Flow Devices"; PHd Thesis; Institute of Energy Technology; Aalborg University; Dinamarca; 1998.

82. E.Brizuela, S.D. Romano; "Combustion – Unidad II"; Universidad Complutense de Madrid, Madrid - España; Septiembre 1992.

83. Charles E. Baukal Jr; "Burner Heat Transfer"; CRC Press; 2003.

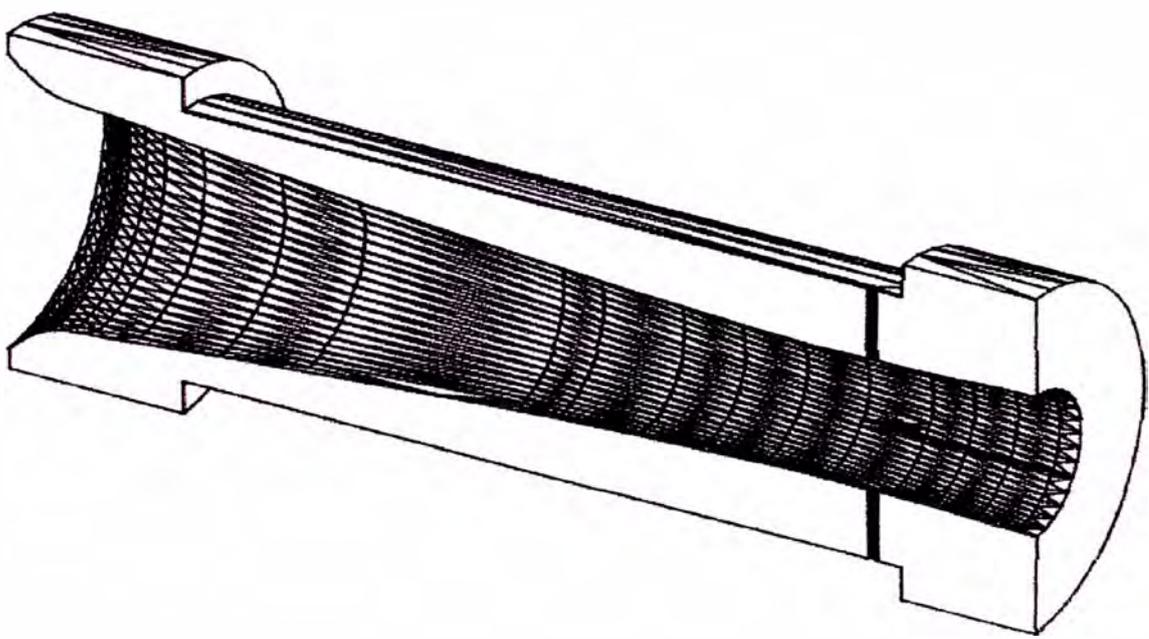
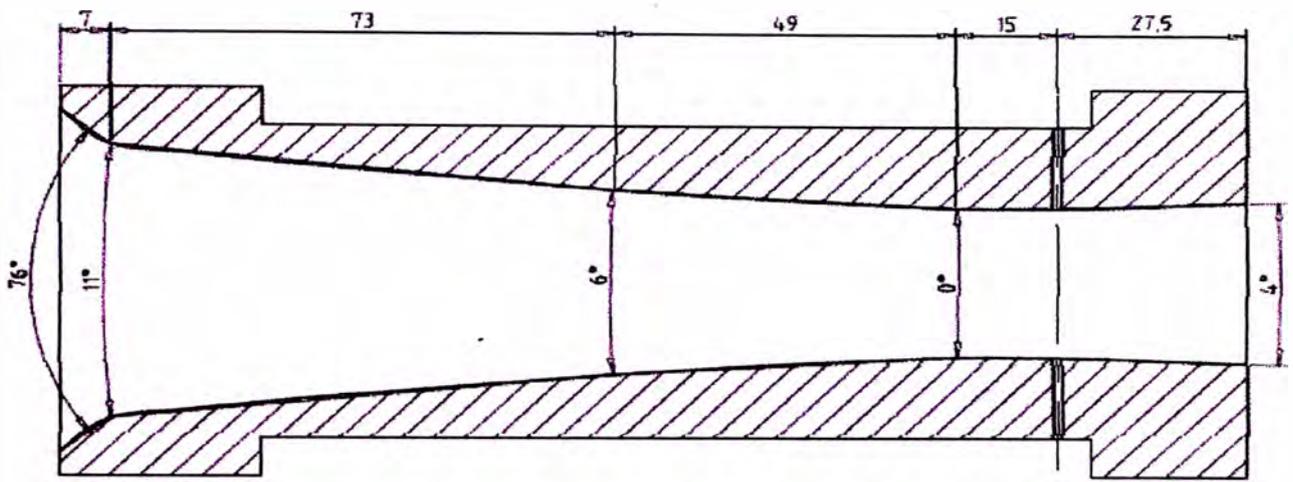
PLANOS

Rev. 1 15-01-2013 PMA



ID piezas:	QUEMADOR 32kW/Tobera Convergente-d/ASTM A 36/Barra ø75	Plano:	1
Elaborado por:	Revisado por:	Nombre:	Fecha:
PHM	PMA	PMA-05/05/2007	10/06/2007
Tobera Convergente-d/101-06-250		Escala: 1:1	
VITREOUS S.A.S		Version:	1.7
		Centro:	1/7
		PI	
		QUEMADOR 32KW	

Rev. 1	15-01-2013	PMA
--------	------------	-----



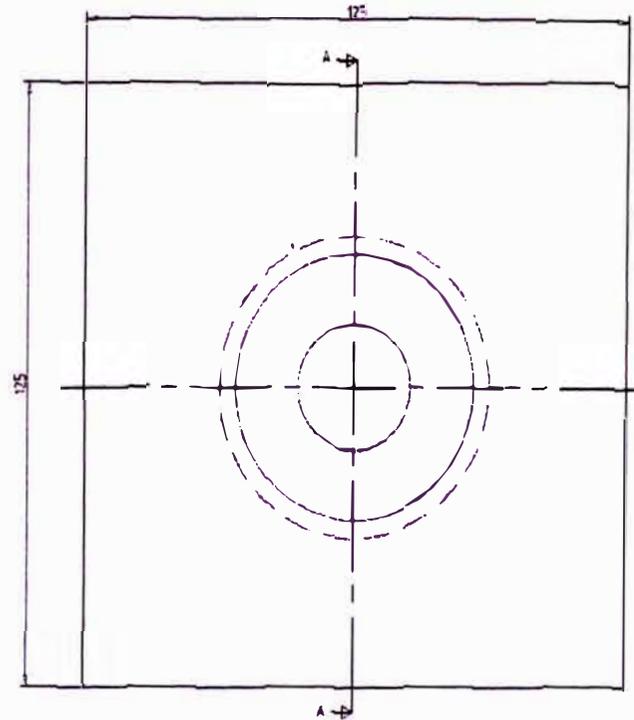
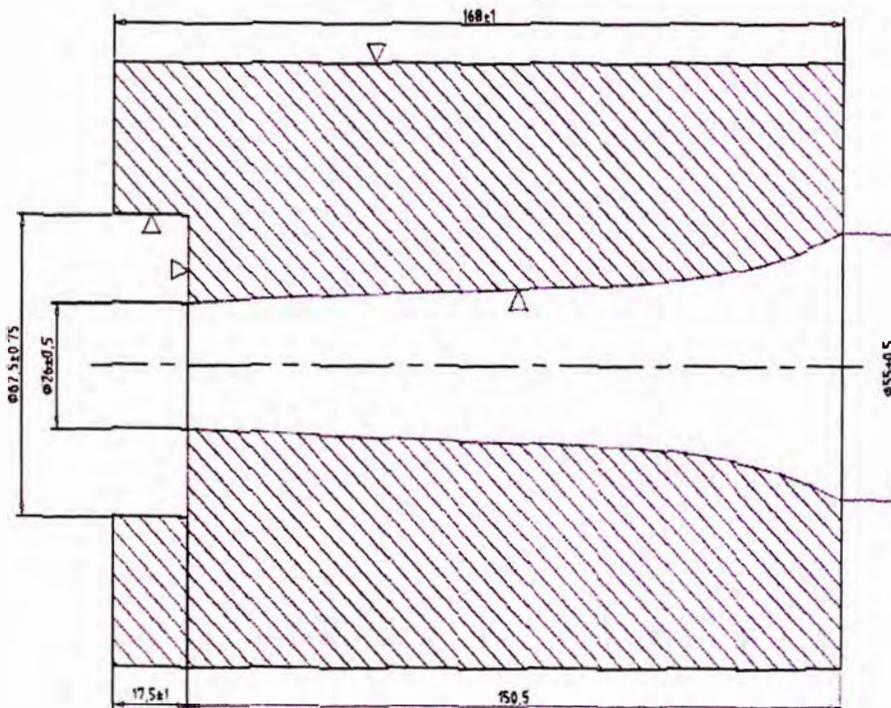
12 piezas	QUEMADOR 32KW/Tobera Convergente-d2/ASTM A-36/Barra $\varnothing 2\frac{1}{2}$ "			Plano 2	
Diseñado por: PMA	Revisado por: PMA	Aprobado por-Fecha: PMA-05/05/2007	Nombre: Tobera Convergente-d2	Fecha: 07-06-2007	ESC 1:1
VITREOUS S.A.C		QUEMADOR 32KW		Version 1	Control 2/7
		P2			

Rev. 1

15-01-2013

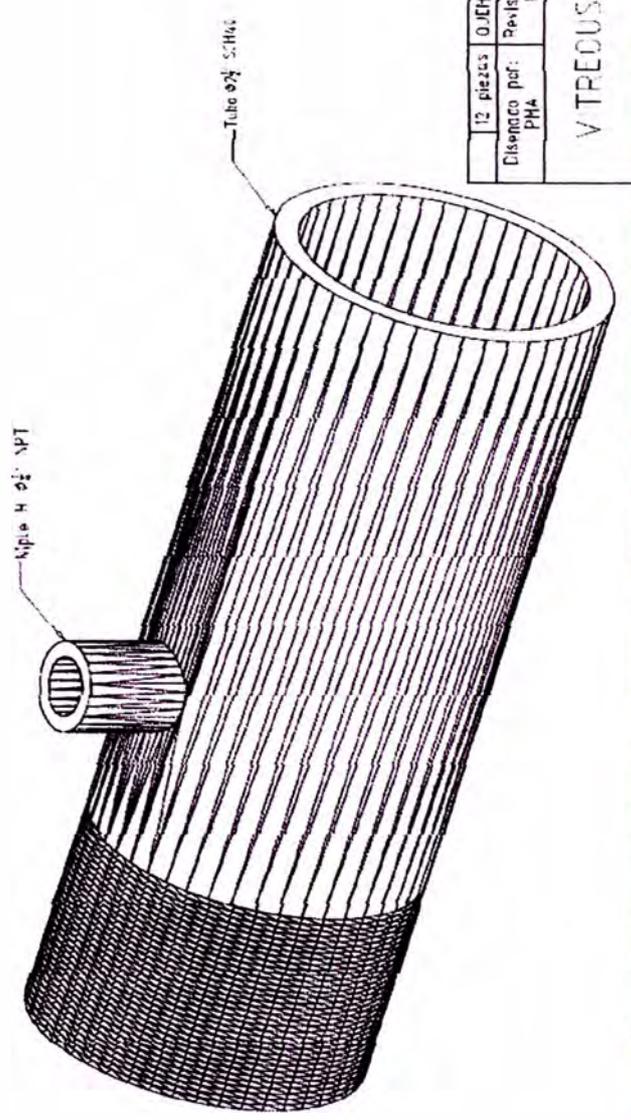
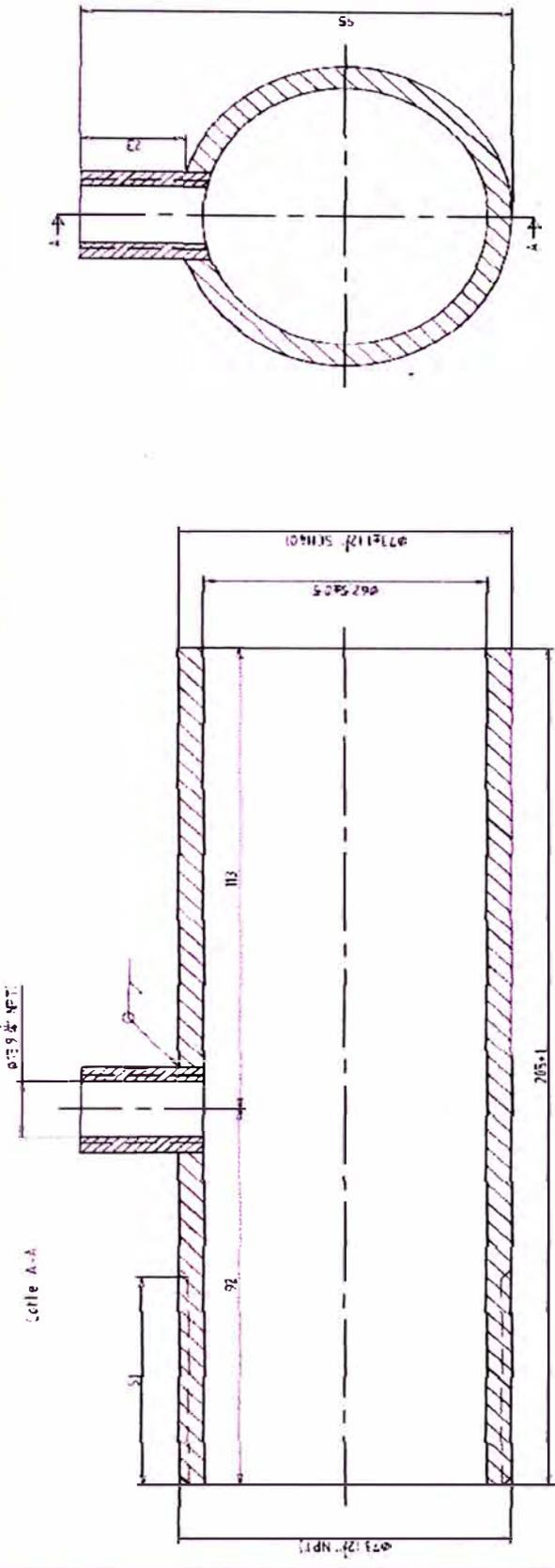
PMA

Corte A-A



12 piezas	QUEMADOR 32KW/Tobera Divergente/Alumina			Plano 3	
Diseñado por: PMA	Revisado por: PMA	Aprobado por-Fecha: PMA-05/05/2007	Nombre: Tobera Divergente	Fecha: 07-06-2007	ESC 1:1
VITREGUS S.A.C		QUEMADOR 32KW			
		P3	Version 1	Control 3/7	

Rev. 1 | 15-01-2013 | PHA



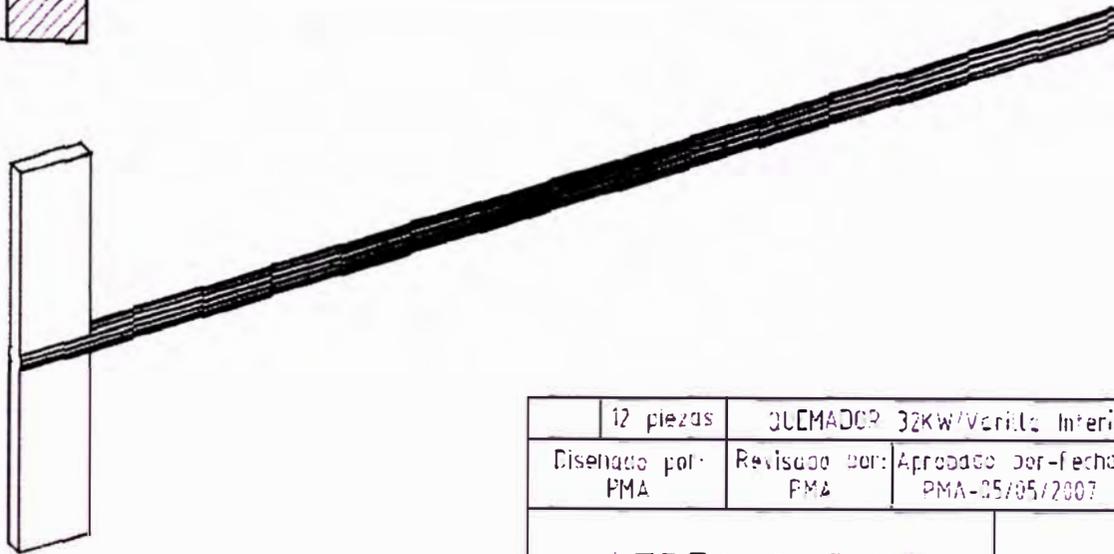
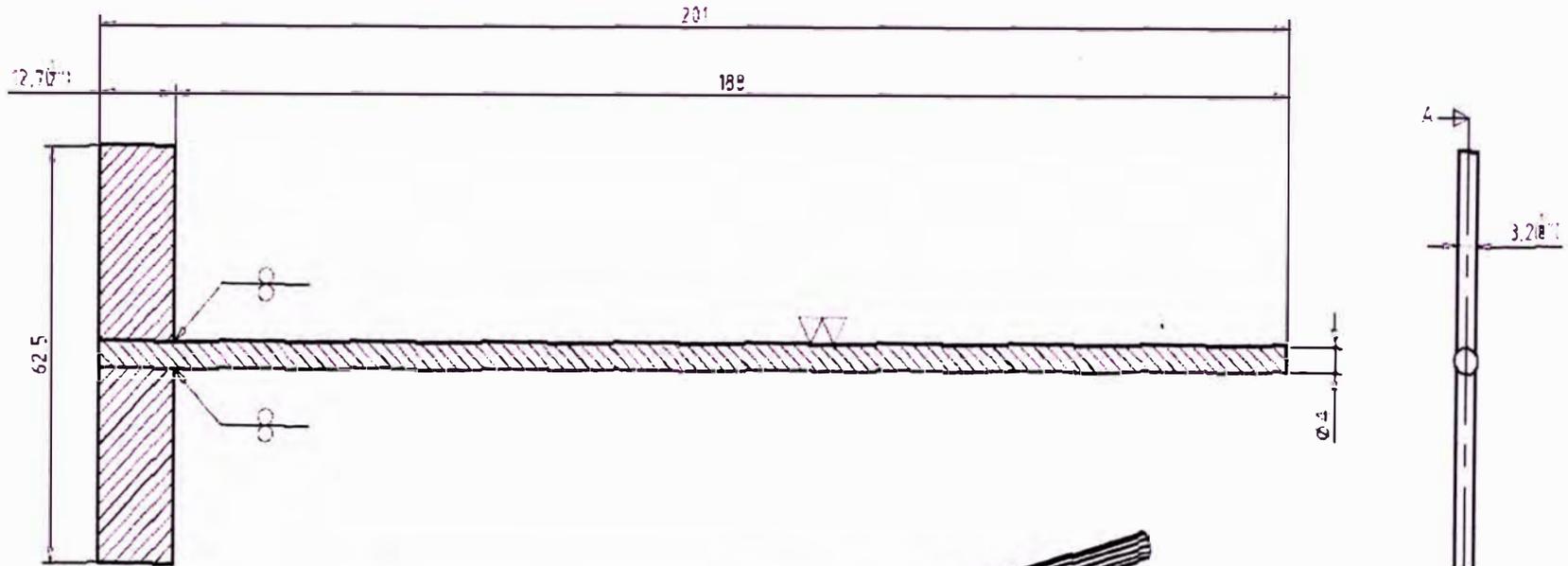
12 piezas	QUICHADOR 32KW/Carcasa Quemador ASTIN A-36/Tubo ø2\"/>			
Diseñado por: PHA	Revisado por: PHA	Aprobado por: PHA	Fecha: 07-05-2013	ESC: LI
VTRECO S.A.C			Version: P4	Contro: 4.7
QUICHADOR 32KW				

Rev. 1

15-01-2013

PMA

Corte A-A

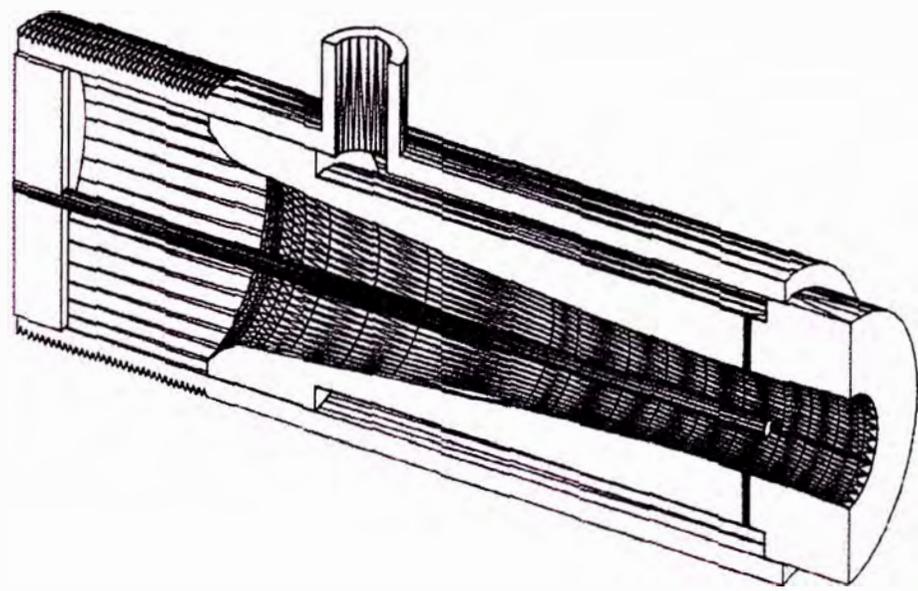
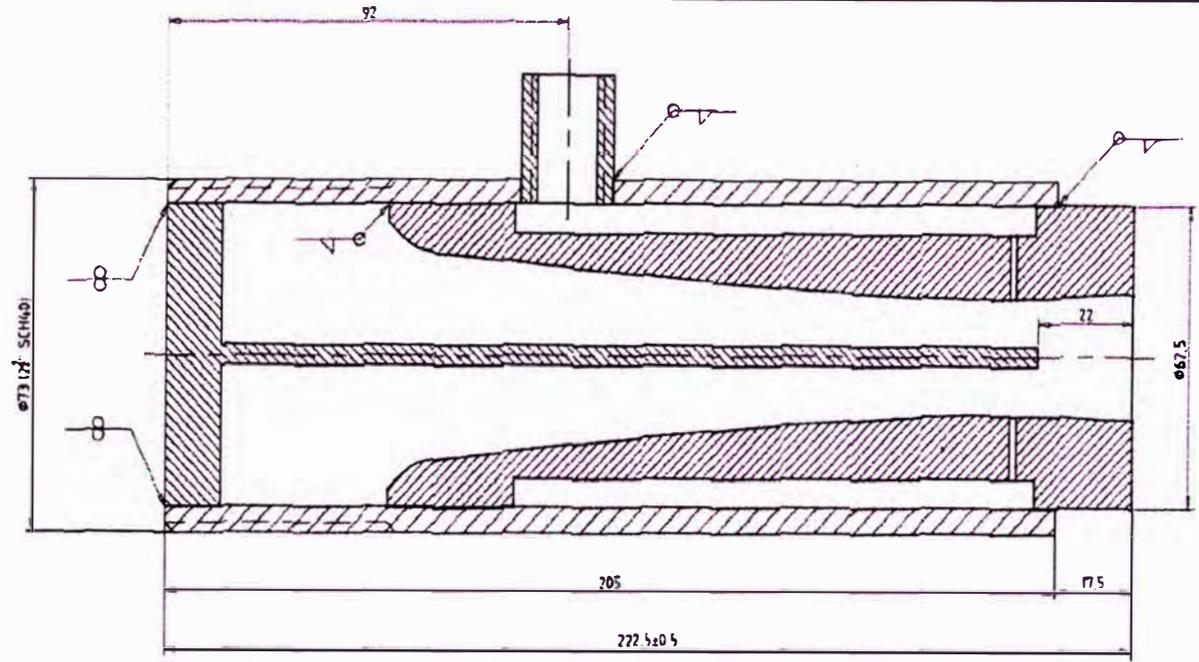


12 piezas	QUEMADOR 32KW/Varilla Interior/ASTM A-36/Varilla Ø4mm			Plano 5	
Diseñado por: PMA	Revisado por: PMA	Aprobado por-fecha: PMA-05/05/2007	Nombre: Varilla Interior	Fecha: 07-06-2007	ESC 1:1
VITREOUS S.A.C			QUEMADOR 32KW		
			P5	Versión 1	Control 317

Rev. 1

15-01-2013

PMA



12 piezas	QUEMADOR 32KW/Ensamble Convergente/ASTM A-36			Plano 6
Diseñado por: PMA	Revisado por: PMA	Aprobado por: PMA-05/05/2007	Fecha: 07-06-2007	ES: 1:1
VITREOUS S.A.C		QUEMADOR 32KW		
		P6	Version 1	Control 5/7

ANEXOS

Rutinas de cálculo y optimización en MATLAB.

**%%RUTINA PARA LA COMPARACION DE LAS VELOCIDADES Y SELECCIÓN DEL DIAMETRO OPTIMO DE DESCARGA DEL QUEMADOR%%
 %%Este programa realiza el calculo detallado de la velocidad media de los reactantes en la descarga del quemador, la velocidad de soplado y la velocidad de propagacion turbulenta, para seleccionar el diametro de descarga optimo del quemador%%**

%%Definicion inicial de variables%%

**Di=input('diametro del quemador en mm')
 Q1=input('potencia nominal del quemador KW')
 Hcal=input('poder calorifico del combustible MJ/Kg')
 roa=input('densidad maxima del ambiente de descarga')
 SL=input('velocidad frente de flama laminar')
 mu=input('Viscosidad absoluta del aire de combustion')
 muc=input('Viscosidad absoluta del combustible inyectado')
 D=Di./1000;**

%%Calculos principales del flujo masico de reactantes%%

**%Conversion de unidades para calculos de potencia%
 Qnom=Q1.*1000; %Potencia nominal del quemador en Watts%
 Hci=Hcal*1e+6; %Poder calorifico del combustible en Joules/Kg%
 mcombnom=Qnom./Hci;%Flujo masico de combustible para la potencia nominal%**

%%Calculo de los flujos masicos de aire de combustion%%

**%Mezcla estequiometrica%
 mairenom_e=raire_comb_e.*mcombnom;
 %Limite superior de flamabilidad%
 mairenom_s=raire_comb_s.*mcombnom;
 %Limite inferior de flamabilidad%
 mairenom_i=raire_comb_i.*mcombnom;**

%%Calculo de los flujos masicos de reactantes%%

**%Mezcla estequiometrica%
 mreactom_e=mairenom_e+mcombnom;
 %Limite superior de flamabilidad%
 mreactom_s=mairenom_s+mcombnom;
 %Limite inferior de flamabilidad%
 mreactom_i=mairenom_i+mcombnom;**

%%Calculo de la viscosidad absoluta de los reactantes%%

**%Mezcla estequiometrica%
 mureace=(mairenom_e*mu+mcombnom*muc)/mreactom_e;
 %Limite inferior de inflamabilidad%
 mureaci=(mairenom_i*mu+mcombnom*muc)/mreactom_i;
 %Limite superior de inflamabilidad%
 mureacs=(mairenom_s*mu+mcombnom*muc)/mreactom_s;
 %%Velocidad media de los reactantes en la descarga del quemador%%
 %Mezcla estequiometrica%**

```

Ureacnom_e=mreacnom_e./(roreace.*0.25.*pi.*D.*D);
Reynolds_e=roreace.*Ureacnom_e.*D./mureace;
Coef_e=0.99575-3.7026.*(Reynolds_e.^-0.5);
Ureacnom_e=mreacnom_e./(roreace.*0.25.*pi.*D.*D.*Coef_e);
%Limite superior de flamabilidad%
Ureacnom_s=mreacnom_s./(roreacs.*0.25.*pi.*D.*D);
Reynolds_s=roreace.*Ureacnom_s.*D./mureacs;
Coef_s=0.99575-3.7026.*(Reynolds_s.^-0.5);
Ureacnom_s=mreacnom_s./(roreacs.*0.25.*pi.*D.*D.*Coef_s);
%Limite inferior de flamabilidad%
Ureacnom_i=mreacnom_i./(roreaci.*0.25.*pi.*D.*D);
Reynolds_i=roreaci.*Ureacnom_i.*D./mureaci;
Coef_i=0.99575-3.7026.*(Reynolds_i.^-0.5);
Ureacnom_i=mreacnom_i./(roreaci.*0.25.*pi.*D.*D.*Coef_i);

%%Calculo de las condiciones criticas de soplado de la flama%%
%Parametros para el calculo de la velocidad de soplado%
%Mezcla estequiometrica%
He=(4.*((roreace/roa)^0.5)+5.8).*D;
ReHe=roreace.*SL.*He./(184.6*1e-7); %Numero de Reynolds%
%Limite superior de flamabilidad%
Hs=(4.*fis.*((roreacs/roa)^0.5)+5.8).*D;
ReHs=roreacs.*SL.*Hs./(184.6*1e-7); %Numero de Reynolds%
%Limite inferior de flamabilidad%
Hi=(4.*fii.*((roreaci/roa)^0.5)+5.8).*D;
ReHi=roreaci.*SL.*Hi./(184.6*1e-7); %Numero de Reynolds%

%%Velocidad limite de soplado de la flama%%
%Mezcla estequiometrica%
Usop_e=SL.*(0.017.*ReHe.*(1-(3.5*1e-6).*ReHe))./((roreace/roa)^1.5);
%Limite superior de flamabilidad%
Usop_s=SL.*(0.017.*ReHs.*(1-(3.5*1e-6).*ReHs))./((roreacs/roa)^1.5);
%Limite inferior de flamabilidad%
Usop_i=SL.*(0.017.*ReHi.*(1-(3.5*1e-6).*ReHi))./((roreaci/roa)^1.5);

%%Calculo de la velocidad de propagacion de flama turbulenta%%
%Velocidad de propagacion de flama turbulenta segun Vissante%
%Mezcla estequiometrica%
Ste=3.31.*SL.*((Ureacnom_e./(sqrt(3).*SL)).^0.48)+SL;
%Limite superior de flamabilidad%
Sts=3.31.*SL.*((Ureacnom_s./(sqrt(3).*SL)).^0.48)+SL;
%Limite inferior de flamabilidad%
Sti=3.31.*SL.*((Ureacnom_i./(sqrt(3).*SL)).^0.48)+SL;

%Velocidad de propagacion de flama turbulenta segun Bedat & Cheng%
%Mezcla estequiometrica%
STe=3.5.*SL.*((Ureacnom_e./(sqrt(3).*SL)).^0.7);
%Limite superior de flamabilidad%
STs=3.5.*SL.*((Ureacnom_s./(sqrt(3).*SL)).^0.7);
%Limite inferior de flamabilidad%
STi=3.5.*SL.*((Ureacnom_i./(sqrt(3).*SL)).^0.7);

```

**%%%%%%%%RUTINA DE CALCULO DE PROPIEDADES DEL COMBUSTIBLE%%
 %%%%%%%%%Este programa realiza el calculo de las propiedades de la mezcla
 de gases combustibles que forman el propano comercial utilizado en el
 quemador%%%%%%%%**

%%Definicion de fracciones molares de cada componente%%|

**xC2H6=input('Fraccion molar del etano')
 xC3H8=input('Fraccion molar del propano')
 xiC4H10=input('Fraccion molar del isobutano')
 xnC4H10=input('Fraccion molar del nbutano')**

%%Calculo de la densidad absoluta de la mezcla de gases%%

**roC2H6=1.356;
 roC3H8=2.02;
 roiC4H10=2.669;
 ronC4H10=2.704;
 rocomb=
 xC2H6*roC2H6+xC3H8*roC3H8+xiC4H10*roiC4H10+xnC4H10*ronC4H10;**

%%Calculo de los limites de inflamabilidad del combustible%%

%Limite superior%

**LsC2H6=12.45;
 LsC3H8=9.5;
 LsiC4H10=8.4;
 LsnC4H10=8.4;
 Ls=1/((xC2H6/LsC2H6)+(xC3H8/LsC3H8)+(xiC4H10/LsiC4H10)+(xnC4H10/LsnC4H10);**

%Limite inferior%

**LiC2H6=3.2;
 LiC3H8=2.4;
 LiiC4H10=1.8;
 LinC4H10=1.9;
 Li=1/((xC2H6/LiC2H6)+(xC3H8/LiC3H8)+(xiC4H10/LiiC4H10)+(xnC4H10/LinC4H10);**

%%Calculo de las relaciones de equivalencia%%

%Limite superior de inflamabilidad%

fis=(((xC2H6)*(2+0.25*6)*4.76)+((xC3H8)*(3+0.25*8)*4.76)+((xiC4H10)*(4+0.25*10)*4.76)+((xnC4H10)*(4+0.25*10)*4.76))*(Ls/100);

%Limite inferior de inflamabilidad%

fii=(((xC2H6)*(2+0.25*6)*4.76)+((xC3H8)*(3+0.25*8)*4.76)+((xiC4H10)*(4+0.25*10)*4.76)+((xnC4H10)*(4+0.25*10)*4.76))*(Li/100);

%%Calculo de las relaciones molares aire combustible%%

%Limite superior de inflamabilidad%

Nacs=(((xC2H6)*(2+0.25*6)*4.76)+((xC3H8)*(3+0.25*8)*4.76)+((xiC4H10)*(4+0.25*10)*4.76)+((xnC4H10)*(4+0.25*10)*4.76))/fis;

%Mezcla estequiometrica%

Nace=(((xC2H6)*(2+0.25*6)*4.76)+((xC3H8)*(3+0.25*8)*4.76)+((xiC4H10)*(4+0.25*10)*4.76)+((xnC4H10)*(4+0.25*10)*4.76));

%Limite inferior de inflamabilidad%

```
Naci=((xC2H6)*(2+0.25*6)*4.76)+((xC3H8)*(3+0.25*8)*4.76)+((xiC4H10)*(4+0.25*10)*4.76)+((xnC4H10)*(4+0.25*10)*4.76))/fii;
```

```
%%Calculo de las relaciones masicas aire combustible%%
```

```
%Masa molecular del combustible%
```

```
Wc=xC2H6*(12*2+6)+xC3H8*(12*3+8)+xiC4H10*(12*4+10)+xnC4H10*(12*4+10);
```

```
%Masa molecular del aire%
```

```
Wa=28.85;
```

```
%Limite superior de inflamabilidad%
```

```
raire_comb_s=Nacs*Wa/Wc;
```

```
%Mezcla estequiometrica%
```

```
raire_comb_e=Nace*Wa/Wc;
```

```
%Limite inferior de inflamabilidad%
```

```
raire_comb_i=Naci*Wa/Wc;
```

```
%%Densidad media de la mezcla aire combustible%%
```

```
roaire=1.287;
```

```
%Limite superior de inflamabilidad%
```

```
roreacs=(1.287+(rocomb/raire_comb_s))/(1+(1/raire_comb_s));
```

```
%Mezcla estequiometrica%
```

```
roreace=(1.287+(rocomb/raire_comb_e))/(1+(1/raire_comb_e));
```

```
%Limite inferior de inflamabilidad%
```

```
roreaci=(1.287+(rocomb/raire_comb_i))/(1+(1/raire_comb_i));
```

```
%%%%%%RUTINA DE CALCULO ITERATIVO DE OPTIMIZACION DE  
PARAMETROS GEOMETRICOS DEL QUEMADOR%%  
%%%%Este programa realiza el cálculo iterativo de optimizacion de la  
geometria interna del quemador: longitud de mezcla, numero de toberas,  
diametro de toberas, radios internos y diametros de descarga%%
```

```
%%Definicion inicial de variables para el calculo iterativo%%
```

```
nt=input('Numero estimado inicial de toberas de inyeccion')
```

```
ck=input('Factor de sobrepresion en la descarga de la camara de combustion <1-3>')
```

```
fp=input('Factor de perdidas secundarias en el sistema de alimentacion de aire')
```

```
%Calculo del radio superior de succion en funcion al diametro del quemador%
```

```
R2s=(0.1/1000:0.1/1000:0.5*Dq);
```

```
%Estimacion de la presion de descarga en el quemador%
```

```
Pdq=ck*101300;
```

```
%Iteracion inicial del ratio de momentum lineal optimo%
```

```
Jopt=0.32*(nt^2);
```

```
%%%%%%Proceso iterativo para el calculo optimo de  
parametros%%
```

```
tol=5;
```

```
while(tol>0.9)
```

```

%Calculo preliminar del radio inferior de succion en funcion al radio superior
estimado%
R1s=((2.5-sqrt(0.32)*pi)/(2.5+sqrt(0.32)*pi)).*R2s;
%Calculo preliminar del area de la seccion de garganta del quemador%
Ag=pi.*(R2s.*R2s-R1s.*R1s);
%Calculo preliminar del area de la seccion de entrada del quemador%
Ae=0.25.*pi.*Dq.*Dq;
%Diametro hidraulico en la garganta del quemador%
Dhg=2*(R2s-R1s);
%Diametro hidraulico medio entre la entrada al quemador y la garganta%
Dhm=0.5*(Dhg+Dq);

%%Calculo de la presion estatica del aire de combustion en la entrada al
quemador%%
%Limite inferior de inflamabilidad%
%Presion estatica del flujo requerida a la entrada del quemador%
Vaire_i=mreacnom_i./(roa*0.25*pi*Dq.*Dq); %Velocidad del flujo de descarga en
condiciones criticas de la camara de combustion
ad_i=sqrt(1.4*287*(273+1300)); %Velocidad del sonido ideal en la descarga del
quemador para las condiciones criticas de camara
Md_i=Vaire_i/ad_i; %Numero de Mach en la descarga del quemador para las
condiciones criticas de la camara de combustion
Peq_i=Pdq./((1+0.5*(1.4-1).*Md_i.*Md_i).^(-1.4/(1.4-1))); %Presion en la entrada al
quemador
%Limite superior de inflamabilidad%
%Presion estatica del flujo requerida a la entrada del quemador%
Vaire_s=mreacnom_s./(roa*0.25*pi*Dq.*Dq); %Velocidad del flujo de descarga en
condiciones criticas de la camara de combustion
ad_s=sqrt(1.4*287*(273+1300)); %Velocidad del sonido ideal en la descarga del
quemador para las condiciones criticas de camara
Md_s=Vaire_s/ad_s; %Numero de Mach en la descarga del quemador para las
condiciones criticas de la camara de combustion
Peq_s=Pdq./((1+0.5*(1.4-1).*Md_s.*Md_s).^(-1.4/(1.4-1))); %Presion en la entrada
al quemador
%Mezcla estequiometrica%
%Presion estatica del flujo requerida a la entrada del quemador%
Vaire_e=mreacnom_e./(roa*0.25*pi*Dq.*Dq); %Velocidad del flujo de descarga en
condiciones criticas de la camara de combustion
ad_e=sqrt(1.4*287*(273+1300)); %Velocidad del sonido ideal en la descarga del
quemador para las condiciones criticas de camara
Md_e=Vaire_e/ad_e; %Numero de Mach en la descarga del quemador para las
condiciones criticas de la camara de combustion
Peq_e=Pdq./((1+0.5*(1.4-1).*Md_e.*Md_e).^(-1.4/(1.4-1))); %Presion en la entrada
al quemador

%%Calculo inicial de la velocidad del aire de combustion a la entrada del
quemador%%
roaire=1.2046; %Densidad asumida para el aire de combustion
e=(0.15/1000); %Rugosidad promedio del hierro galvanizado en metros
%Limite inferior de inflamabilidad%
Ue_i=mairenom_i./(roaire.*Ae);

```

```

Ree_i=roaire.*Ue_i.*Dq./mu;
Cde_i=0.99575-3.7026.*(Ree_i.^-0.5);
Ue_i=mairenom_i./(roaire.*Ae.*Cde_i);

```

```

%Limite superior de inflamabilidad%
Ue_s=mairenom_s./(roaire.*Ae);
Ree_s=roaire.*Ue_s.*Dq./mu;
Cde_s=0.99575-3.7026.*(Ree_s.^-0.5);
Ue_s=mairenom_s./(roaire.*Ae.*Cde_s);
%Mezcla estequiometrica%
Ue_e=mairenom_e./(roaire.*Ae);
Ree_e=roaire.*Ue_e.*Dq./mu;
Cde_e=0.99575-3.7026.*(Ree_e.^-0.5);
Ue_e=mairenom_e./(roaire.*Ae.*Cde_e);

```

```

%Limite inferior de inflamabilidad%
Rev_i=roaire.*Ue_i.*Dq./mu;
fv_i=0.25./((log10((e./(3.7.*Dq))+5.74.*(Rev_i.^-0.9))).^2);
Pdv_i=((Peq_i./roaire)+(fv_i.*10./Dq).*0.5.*(Ue_i.*Ue_i)+0.5.*fp.*Ue_i.*Ue_i).*roaire

```

```

rodv_i=((Pdv_i./101300).^(1/1.4)).*roaire;
Rev_i=rodv_i.*Ue_i.*Dq./mu;
fv_i=0.25./((log10((e./(3.7.*Dq))+5.74.*(Rev_i.^-0.9))).^2);
Pdv_i=((Peq_i./rodv_i)+(fv_i.*10./Dq).*0.5.*(Ue_i.*Ue_i)+0.5.*fp.*Ue_i.*Ue_i).*rodv_i;
%Presion de descarga del ventilador
%Limite superior de inflamabilidad%
Rev_s=roaire.*Ue_s.*Dq./mu;
fv_s=0.25./((log10((e./(3.7.*Dq))+5.74.*(Rev_s.^-0.9))).^2);
Pdv_s=((Peq_s./roaire)+(fv_s.*10./Dq).*0.5.*(Ue_s.*Ue_s)+0.5.*fp.*Ue_s.*Ue_s).*roaire;
rodv_s=((Pdv_s./101300).^(1/1.4)).*roaire;
Rev_s=rodv_s.*Ue_s.*Dq./mu;
fv_s=0.25./((log10((e./(3.7.*Dq))+5.74.*(Rev_s.^-0.9))).^2);
Pdv_s=((Peq_s./rodv_s)+(fv_s.*10./Dq).*0.5.*(Ue_s.*Ue_s)+0.5.*fp.*Ue_s.*Ue_s).*rodv_s;
%Presion de descarga del ventilador
%Mezcla estequiometrica%
Rev_e=roaire.*Ue_e.*Dq./mu;
fv_e=0.25./((log10((e./(3.7.*Dq))+5.74.*(Rev_e.^-0.9))).^2);
Pdv_e=((Peq_e./roaire)+(fv_e.*10./Dq).*0.5.*(Ue_e.*Ue_e)+0.5.*fp.*Ue_e.*Ue_e).*roaire;
rodv_e=((Pdv_e./101300).^(1/1.4)).*roaire;
Rev_e=rodv_e.*Ue_e.*Dq./mu;
fv_e=0.25./((log10((e./(3.7.*Dq))+5.74.*(Rev_e.^-0.9))).^2);
Pdv_e=((Peq_e./rodv_e)+(fv_e.*10./Dq).*0.5.*(Ue_e.*Ue_e)+0.5.*fp.*Ue_e.*Ue_e).*rodv_e;
%Presion de descarga del ventilador

```

```

%%Calculo iterativo de la velocidad del aire de combustion a la entrada del quemador%%

```

```

%Limite inferior de inflamabilidad%
Ue_i=mairenom_i./(rodv_i.*Ae);
Ree_i=rodv_i.*Ue_i.*Dq./mu;

```

```

Cde_i=0.99575-3.7026.*(Ree_i.^-0.5);
Ue_i=mairenom_i./(rodv_i.*Ae.*Cde_i);
%Limite superior de inflamabilidad%
Ue_s=mairenom_s./(rodv_s.*Ae);
Ree_s=rodv_s.*Ue_s.*Dq./mu;
Cde_s=0.99575-3.7026.*(Ree_s.^-0.5);
Ue_s=mairenom_s./(rodv_s.*Ae.*Cde_s);
%Mezcla estequiometrica%
Ue_e=mairenom_e./(rodv_e.*Ae);
Ree_e=rodv_e.*Ue_e.*Dq./mu;
Cde_e=0.99575-3.7026.*(Ree_e.^-0.5);
Ue_e=mairenom_e./(rodv_e.*Ae.*Cde_e);

%%Calculo de la velocidad del aire de combustion en la garganta del quemador%%
%Limite inferior de inflamabilidad%
Ug_i=mairenom_i./(rodv_i.*Ag);
Reg_i=rodv_i.*Ug_i.*Dhg./mu;
Cdg_i=0.99575-3.7026.*(Reg_i.^-0.5);
Ug_i=mairenom_i./(rodv_i.*Ag.*Cdg_i);

%Limite superior de inflamabilidad%
Ug_s=mairenom_s./(rodv_s.*Ag);
Reg_s=rodv_s.*Ug_s.*Dhg./mu;
Cdg_s=0.99575-3.7026.*(Reg_s.^-0.5);
Ug_s=mairenom_s./(rodv_s.*Ag.*Cdg_s);
%Mezcla estequiometrica%
Ug_e=mairenom_e./(rodv_e.*Ag);
Reg_e=rodv_e.*Ug_e.*Dhg./mu;
Cdg_e=0.99575-3.7026.*(Reg_e.^-0.5);
Ug_e=mairenom_e./(rodv_e.*Ag.*Cdg_e);

%%Velocidad promedio del aire de combustion entre la seccion de entrada y la garganta del quemador%%
%Limite inferior de inflamabilidad%
Um_i=0.5.*(Ue_i+Ug_i);
%Limite superior de inflamabilidad%
Um_s=0.5.*(Ue_s+Ug_s);
%Mezcla estequiometrica%
Um_e=0.5.*(Ue_e+Ug_e);

%%Factor de friccion para el calculo de la ecuacion de la energia%%
%Limite inferior de inflamabilidad%
Ref_i=rodv_i.*Um_i.*Dhm./mu;
f_i=0.25./((log10((e./(3.7.*Dhm))+5.74.*(Ref_i.^-0.9))).^2);
%Limite superior de inflamabilidad%
Ref_s=rodv_s.*Um_s.*Dhm./mu;
f_s=0.25./((log10((e./(3.7.*Dhm))+5.74.*(Ref_s.^-0.9))).^2);
%Mezcla estequiometrica%
Ref_e=rodv_e.*Um_e.*Dhm./mu;
f_e=0.25./((log10((e./(3.7.*Dhm))+5.74.*(Ref_e.^-0.9))).^2);

```

```

%%Calculo de la longitud de ingreso para lograr flujo plenamente desarrollado%%
%Limite inferior de inflamabilidad%
s_i=(((R2s-R1s)/(0.37*2))/((rodv_i.*Um_i./mu).^0.2)).^(5/4);
%Limite superior de inflamabilidad%
s_s=(((R2s-R1s)/(0.37*2))/((rodv_s.*Um_s./mu).^0.2)).^(5/4);
%Mezcla estequiometrica%
s_e=(((R2s-R1s)/(0.37*2))/((rodv_e.*Um_e./mu).^0.2)).^(5/4);

%%Calculo de la presion estatica del flujo de aire de combustion en la zona de
succion%%
%Limite inferior de inflamabilidad%
%Presion estatica del flujo en la zona de succion del quemador%
Perd_i=((f_i/Dhm).*(0.5*Um_i.*Um_i).*(s_i))+0.5.*abs((Ug_i.*Ug_i-Ue_i.*Ue_i));
factor_i=((Peq_i^(1/1.4))/rodv_i).*(1.4/(1.4-1));
Pg_i=(abs((Peq_i^((1.4-1)/1.4))-(Perd_i./factor_i))).^(1.4/(1.4-1));

%Limite superior de inflamabilidad%
%Presion estatica del flujo en la zona de succion del quemador%
Perd_s=((f_s/Dhm).*(0.5*Um_s.*Um_s).*(s_s))+0.5.*abs((Ug_s.*Ug_s-
Ue_s.*Ue_s));
factor_s=((Peq_s^(1/1.4))/rodv_s).*(1.4/(1.4-1));
Pg_s=(abs((Peq_s^((1.4-1)/1.4))-(Perd_s./factor_s))).^(1.4/(1.4-1));

%Mezcla estequiometrica%
%Presion estatica del flujo en la zona de succion del quemador%
Perd_e=((f_e/Dhm).*(0.5*Um_e.*Um_e).*(s_e))+0.5.*abs((Ug_e.*Ug_e-
Ue_e.*Ue_e));
factor_e=((Peq_e^(1/1.4))/rodv_e).*(1.4/(1.4-1));
Pg_e=(abs((Peq_e^((1.4-1)/1.4))-(Perd_e./factor_e))).^(1.4/(1.4-1));
%%Densidad del aire de combustion en la zona de succion%%
%Limite inferior de inflamabilidad%
rog_i=((Pg_i./Peq_i).^(1/1.4)).*roaire;
%Limite superior de inflamabilidad%
rog_s=((Pg_s./Peq_s).^(1/1.4)).*roaire;
%Mezcla estequiometrica%
rog_e=((Pg_e./Peq_e).^(1/1.4)).*roaire;

%%Densidad media del flujo de aire de combustion entre la entrada al quemador y
la zona de succion%%
%Limite inferior de inflamabilidad%
rom_i=0.5.*(rodv_i+rog_i);
%Limite superior de inflamabilidad%
rom_s=0.5.*(rodv_s+rog_s);
%Mezcla estequiometrica%
rom_e=0.5.*(rodv_e+rog_e);

%%Recalculo de la velocidad del aire de combustion en la zona de succion%%
%Limite inferior de inflamabilidad%
Ug_i=mairenom_i./(rom_i.*Ag);
Reg_i=rom_i.*Ug_i.*Dhg./mu;
Cdg_i=0.99575-3.7026.*(Reg_i.^0.5);

```

```

Ug_i=mairenom_i./(rom_i.*Ag.*Cdg_i);
%Limite superior de inflamabilidad%
Ug_s=mairenom_s./(rom_s.*Ag);
Reg_s=rom_s.*Ug_s.*Dhg./mu;
Cdg_s=0.99575-3.7026.*(Reg_s.^-0.5);
Ug_s=mairenom_s./(rom_s.*Ag.*Cdg_s);
%Mezcla estequiometrica%
Ug_e=mairenom_e./(rom_e.*Ag);
Reg_e=rom_e.*Ug_e.*Dhg./mu;
Cdg_e=0.99575-3.7026.*(Reg_e.^-0.5);
Ug_e=mairenom_e./(rom_e.*Ag.*Cdg_e);

%%Recalculo de la velocidad promedio del aire de combustion entre la entrada al
quemador y la zona de succion%%
%Limite inferior de inflamabilidad%
Um_i=0.5.*(Ue_i+Ug_i);
%Limite superior de inflamabilidad%
Um_s=0.5.*(Ue_s+Ug_s);
%Mezcla estequiometrica%
Um_e=0.5.*(Ue_e+Ug_e);

%%Recalculo del factor de friccion para perdidas primarias de presion%%
%Limite inferior de inflamabilidad%
Ref_i=rom_i.*Um_i.*Dhm./mu;
f_i=0.25./((log10((e./(3.7.*Dhm))+5.74.*(Ref_i.^-0.9))).^2);
%Limite superior de inflamabilidad%
Ref_s=rom_s.*Um_s.*Dhm./mu;
f_s=0.25./((log10((e./(3.7.*Dhm))+5.74.*(Ref_s.^-0.9))).^2);

%Mezcla estequiometrica%
Ref_e=rom_e.*Um_e.*Dhm./mu;
f_e=0.25./((log10((e./(3.7.*Dhm))+5.74.*(Ref_e.^-0.9))).^2);

%%Recalculo de la longitud de ingreso para lograr flujo plenamente
desarrollado%%
%Limite inferior de inflamabilidad%
s_i=(((R2s-R1s)/(0.37^2))./(rom_i.*Um_i./mu).^-0.2).^5/4;
%Limite superior de inflamabilidad%
s_s=(((R2s-R1s)/(0.37^2))./(rom_s.*Um_s./mu).^-0.2).^5/4;
%Mezcla estequiometrica%
s_e=(((R2s-R1s)/(0.37^2))./(rom_e.*Um_e./mu).^-0.2).^5/4;

%%Recalculo de la presion estatica del aire de combustion en la zona de
succion%%
%Limite inferior de inflamabilidad%
%Presion estatica del flujo en la zona de succion del quemador%
Perd_i=((f_i/Dhm).*(0.5*Um_i.*Um_i).*(s_i))+0.5.*(Ug_i.*Ug_i-Ue_i.*Ue_i);
factor_i=((Peq_i.^(1/1.4))./rom_i).*(1.4/(1.4-1));
Pg_i=(abs((Peq_i.^(1.4-1)/1.4)-(Perd_i./factor_i)).^(1.4/(1.4-1)));
%Limite superior de inflamabilidad%
%Presion estatica del flujo en la zona de succion del quemador%

```

```

Perd_s=((f_s/Dhm).*(0.5*Um_s.*Um_s).*(s_s))+0.5.*(Ug_s.*Ug_s-Ue_s.*Ue_s));
factor_s=((Peq_s.^(1/1.4))./rom_s).*(1.4/(1.4-1));
Pg_s=(abs((Peq_s.^(1.4-1)/1.4)-(Perd_s./factor_s))).^(1.4/(1.4-1));
%Mezcla estequiometrica%
%Presion estatica del flujo en la zona de succion del quemador%
Perd_e=((f_e/Dhm).*(0.5*Um_e.*Um_e).*(s_e))+0.5.*(Ug_e.*Ug_e-Ue_e.*Ue_e));
factor_e=((Peq_e.^(1/1.4))./rom_e).*(1.4/(1.4-1));
Pg_e=(abs((Peq_e.^(1.4-1)/1.4)-(Perd_e./factor_e))).^(1.4/(1.4-1));

%%Recalculo de la densidad del aire de combustion en la zona de succion%%
%Limite inferior de inflamabilidad%
rog_i=((Pg_i./Peq_i).^(1/1.4)).*roaire;
%Limite superior de inflamabilidad%
rog_s=((Pg_s./Peq_s).^(1/1.4)).*roaire;
%Mezcla estequiometrica%
rog_e=((Pg_e./Peq_e).^(1/1.4)).*roaire;

%%Calculo de las condiciones del flujo de reactantes en la zona de succion%%
%Velocidad del flujo de combustible inyectado en las toberas%
%Limite inferior de inflamabilidad%
Ropt_i=sqrt(Jopt)./(sqrt(rocomb./rog_i));
Uc_i=Ropt_i.*Ug_i;
%Limite superior de inflamabilidad%
Ropt_s=sqrt(Jopt)./(sqrt(rocomb./rog_s));
Uc_s=Ropt_s.*Ug_s;
%Mezcla estequiometrica%
Ropt_e=sqrt(Jopt)./(sqrt(rocomb./rog_e));
Uc_e=Ropt_e.*Ug_e;
%%Prediccion del diametro de las toberas de inyeccion de combustible%%
mc=mcombnom./nt;
%Limite inferior de inflamabilidad%
dc_i=sqrt((4.*mc)./(rocomb.*pi.*Uc_i));
Rec_i=rocomb.*Uc_i.*dc_i./muc;
Cdc_i=0.99575-3.7026.*(Rec_i.^-0.5);
dc_i=sqrt((4.*mc)./(rocomb.*pi.*Uc_i.*Cdc_i));
%Limite superior de inflamabilidad%
dc_s=sqrt((4.*mc)./(rocomb.*pi.*Uc_s));
Rec_s=rocomb.*Uc_s.*dc_s./muc;
Cdc_s=0.99575-3.7026.*(Rec_s.^-0.5);
dc_s=sqrt((4.*mc)./(rocomb.*pi.*Uc_s.*Cdc_s));
%Mezcla estequiometrica%
dc_e=sqrt((4.*mc)./(rocomb.*pi.*Uc_e));
Rec_e=rocomb.*Uc_e.*dc_e./muc;
Cdc_e=0.99575-3.7026.*(Rec_e.^-0.5);
dc_e=sqrt((4.*mc)./(rocomb.*pi.*Uc_e.*Cdc_e));

```

```

%Recalculo final de velocidades y factores de friccion medios%
%Seccion de ingreso - limite superior de inflamabilidad%
for(i=1:length(UZi_s))
ReFi_s(i)=deni_s(i).*UZi_s(i).*DHi(i)./mu;
Fi_s(i)=0.25./((log10((e./(3.7.*DHi(i)))+5.74.*(ReFi_s(i).^0.9))).^2);end;
PI_s(1)=Peq_s;
deni_s(1)=roaire;
REs(1)=deni_s(1).*UZi_s(1).*ABi(1)./mu;
CFs(1)=0;
for(i=2:length(Fi_s))
Perdl_s(i)=((Fi_s(i)/DHi(i)).*(0.5*UZi_s(i).*UZi_s(i)).*(dXi))+(0.5.*(UZi_s(i).*UZi_s(i)-
UZi_s(i-1).*UZi_s(i-1))));
factorl_s(i)=((PI_s(i-1).^(1/1.4))./rom_s(pos)).*(1.4/(1.4-1));
PI_s(i)=(abs((PI_s(i-1).^((1.4-1)/1.4))-(Perdl_s(i)./factorl_s(i)))).^(1.4/(1.4-1));end;
for(i=2:length(Fi_s))
deni_s(i)=((PI_s(i)./PI_s(i-1)).^(1/1.4)).*deni_s(i-1);end; %Densidad en cada
seccion de paso en la zona de ingreso%
for(i=2:length(Fi_s))
REs(i)=deni_s(i).*UZi_s(i).*ABi(i)./mu;end; %Numero de Reynolds en cada seccion
de ingreso%
for(i=2:length(Fi_s))
CFs(i)=0.074.*((REs(i).^0.2));end; %Coeficiente de friccion en cada seccion de
ingreso%
for(i=1:length(Fi_s))
ReZi_s(i)=deni_s(i).*UZi_s(i).*DHi(i)./mu;
CdZi_s(i)=0.99575-3.7026.*(ReZi_s(i).^0.5);end;
for(i=1:length(Fi_s))
UZi_s(i)=mairenom_s./(deni_s(i).*Areai(i).*CdZi_s(i));end; %Velocidad final%
%Seccion de ingreso - mezcla estequiometrica%
PI_e(1)=Peq_e;
deni_e(1)=roaire;
REe(1)=deni_e(1).*UZi_e(1).*ABi(1)./mu;
CFe(1)=0;
for(i=2:length(Fi_e))
Perdl_e(i)=((Fi_e(i)/DHi(i)).*(0.5*UZi_e(i).*UZi_e(i)).*(dXi))+(0.5.*(UZi_e(i).*UZi_e(i)-
UZi_e(i-1).*UZi_e(i-1))));
factorl_e(i)=((PI_e(i-1).^(1/1.4))./rom_e(pos)).*(1.4/(1.4-1));
PI_e(i)=(abs((PI_e(i-1).^((1.4-1)/1.4))-(Perdl_e(i)./factorl_e(i)))).^(1.4/(1.4-1));end;
for(i=2:length(Fi_e))
deni_e(i)=((PI_e(i)./PI_e(i-1)).^(1/1.4)).*deni_e(i-1);end; %Densidad en cada
seccion de paso en la zona de ingreso%
for(i=2:length(Fi_e))
REe(i)=deni_e(i).*UZi_e(i).*ABi(i)./mu;end; %Numero de Reynolds en cada seccion
de ingreso%
for(i=2:length(Fi_e))
CFe(i)=0.074.*((REe(i).^0.2));end; %Coeficiente de friccion en cada seccion de
ingreso%

for(i=1:length(Fi_e))
ReZi_e(i)=deni_e(i).*UZi_e(i).*DHi(i)./mu;
CdZi_e(i)=0.99575-3.7026.*(ReZi_e(i).^0.5);end;

```

```

for(i=2:length(Fi_e))
    UZi_e(i)=mairenom_e./(deni_e(i).*Areai(i).*CdZi_e(i));end; %Velocidad final%
%Recálculo final de velocidades y factores de fricción medios%
%Sección de ingreso - mezcla estequiometrica%
for(i=1:length(UZi_e))
    ReFi_e(i)=deni_e(i).*UZi_e(i).*DHi(i)./mu;
    Fi_e(i)=0.25./((log10((e./(3.7.*DHi(i)))+5.74.*(ReFi_e(i).^0.9))).^2);end;
    PL_e(1)=Peq_e;
    deni_e(1)=roaire;
    REe(1)=deni_e(1).*UZi_e(1).*ABi(1)./mu;
    CFe(1)=0;
for(i=2:length(Fi_e))
    Perdl_e(i)=((Fi_e(i)/DHi(i)).*(0.5*UZi_e(i).*UZi_e(i)).*(dXi))+(0.5.*(UZi_e(i).*UZi_e(i)-
    UZi_e(i-1).*UZi_e(i-1)));
    factorl_e(i)=((PL_e(i-1).^(1/1.4))./rom_e(pos)).*(1.4/(1.4-1));
    PL_e(i)=(abs((PL_e(i-1).^((1.4-1)/1.4))-(Perdl_e(i)./factorl_e(i))))^(1.4/(1.4-1));end;
for(i=2:length(Fi_e))
    deni_e(i)=((PL_e(i)/PL_e(i-1)).^(1/1.4)).*deni_e(i-1);end; %Densidad en cada
    sección de paso en la zona de ingreso%
for(i=2:length(Fi_e))
    REe(i)=deni_e(i).*UZi_e(i).*ABi(i)./mu;end; %Numero de Reynolds en cada sección
    de ingreso%
for(i=2:length(Fi_e))
    CFe(i)=0.074.*((REe(i).^0.2));end; %Coeficiente de fricción en cada sección de
    ingreso%
for(i=1:length(Fi_e))
    ReZi_e(i)=deni_e(i).*UZi_e(i).*DHi(i)./mu;
    CdZi_e(i)=0.99575-3.7026.*(ReZi_e(i).^0.5);end;
for(i=1:length(Fi_e))
    UZi_e(i)=mairenom_e./(deni_e(i).*Areai(i).*CdZi_e(i));end; %Velocidad final%
%Sección de descarga - limite inferior de inflamabilidad%
    PD_i(1)=PL_i(length(PL_i));
    dend_i(1)=deni_i(length(deni_i));
    REdi(1)=dend_i(1).*UZd_i(1).*ABd(1)./mu;
    CFdi(1)=0;
for(i=2:length(Fd_i))
    PerdD_i(i)=((Fd_i(i)/DHD(i)).*(0.5*UZd_i(i).*UZd_i(i)).*(dXd))+(0.5.*(UZd_i(i).*UZd_i(i)-
    UZd_i(i-1).*UZd_i(i-1)));
    factorD_i(i)=((PD_i(i-1).^(1/1.136))./roreaci).*(1.136/(1.136-1));
    PD_i(i)=(abs((PD_i(i-1).^((1.136-1)/1.136))-
    (PerdD_i(i)./factorD_i(i))))^(1.136/(1.136-1));end;
for(i=2:length(Fd_i))
    dend_i(i)=((PD_i(i)/PD_i(i-1)).^(1/1.4)).*dend_i(i-1);end; %Densidad en cada
    sección de paso en la zona de descarga%
for(i=2:length(Fd_i))
    REdi(i)=dend_i(i).*UZd_i(i).*ABd(i)./mu;end; %Numero de Reynolds en cada
    sección de descarga%
for(i=2:length(Fd_i))
    CFdi(i)=0.074.*((REdi(i).^0.2));end; %Coeficiente de fricción en cada sección de
    descarga%

```

```

for(i=1:length(Fd_i))
ReZd_i(i)=dend_i(i).*UZd_i(i).*DHd(i)./mu;
CdZd_i(i)=0.99575-3.7026.*(ReZd_i(i).^(-0.5));end;
for(i=2:length(Fd_i))
    UZd_i(i)=mreacnom_i./(dend_i(i).*Aread(i).*CdZd_i(i));end; %Velocidad final%
%Recalculo final de velocidades y factores de friccion medios%
%Seccion de descarga - limite inferior de inflamabilidad%
for(i=1:length(UZd_i))
ReFd_i(i)=dend_i(i).*UZd_i(i).*DHd(i)./mu;
Fd_i(i)=0.25./((log10((e./(3.7.*DHd(i)))+5.74.*(ReFd_i(i).^(-0.9))))).^2);end;
for(i=2:length(Fd_i))
PerdD_i(i)=((Fd_i(i)/DHd(i)).*(0.5*UZd_i(i).*UZd_i(i)).*(dXd))+0.5.*(UZd_i(i).*UZd_i(i)-UZd_i(i-1).*UZd_i(i-1)));
factorD_i(i)=((PD_i(i-1).^(1/1.136))./roreaci).*(1.136/(1.136-1));
PD_i(i)=(abs((PD_i(i-1).^((1.136-1)/1.136))-
(PerdD_i(i)./factorD_i(i))))^(1.136/(1.136-1));end;
for(i=2:length(Fd_i))
dend_i(i)=((PD_i(i)/PD_i(i-1)).^(1/1.4)).*dend_i(i-1);end; %Densidad en cada
seccion de paso en la zona de descarga%
for(i=2:length(Fd_i))
REdi(i)=dend_i(i).*UZd_i(i).*ABd(i)./mu;end; %Numero de Reynolds en cada
seccion de descarga%
for(i=2:length(Fd_i))
CFdi(i)=0.074.*((REdi(i).^(-0.2));end; %Coeficiente de friccion en cada seccion de
descarga%
for(i=1:length(Fd_i))
ReZd_i(i)=dend_i(i).*UZd_i(i).*DHd(i)./mu;
CdZd_i(i)=0.99575-3.7026.*(ReZd_i(i).^(-0.5));end;
for(i=1:length(Fd_i))
    UZd_i(i)=mreacnom_i./(dend_i(i).*Aread(i).*CdZd_i(i));end; %Velocidad final%
%Seccion de descarga - limite superior de inflamabilidad%
PD_s(1)=PI_s(length(PI_s));
dend_s(1)=deni_s(length(deni_s));
REds(1)=dend_s(1).*UZd_s(1).*ABd(1)./mu;
CFds(1)=0;
for(i=2:length(Fd_s))
PerdD_s(i)=((Fd_s(i)/DHd(i)).*(0.5*UZd_s(i).*UZd_s(i)).*(dXd))+0.5.*(UZd_s(i).*UZd_s(i)-UZd_s(i-1).*UZd_s(i-1)));
factorD_s(i)=((PD_s(i-1).^(1/1.136))./roreacs).*(1.136/(1.136-1));
PD_s(i)=(abs((PD_s(i-1).^((1.136-1)/1.136))-
(PerdD_s(i)./factorD_s(i))))^(1.136/(1.136-1));end;
for(i=2:length(Fd_s))
dend_s(i)=((PD_s(i)/PD_s(i-1)).^(1/1.4)).*dend_s(i-1);end; %Densidad en cada
seccion de paso en la zona de descarga%
for(i=2:length(Fd_s))
REds(i)=dend_s(i).*UZd_s(i).*ABd(i)./mu;end; %Numero de Reynolds en cada
seccion de descarga%
for(i=2:length(Fd_s))
CFds(i)=0.074.*((REds(i).^(-0.2));end; %Coeficiente de friccion en cada seccion de
descarga%
for(i=1:length(Fd_s))

```

```

ReZd_s(i)=dend_s(i).*UZd_s(i).*DHd(i)./mu;
CdZd_s(i)=0.99575-3.7026.*(ReZd_s(i).^0.5);end;
for(i=2:length(Fd_s))
UZd_s(i)=mreacnom_s./(dend_s(i).*Aread(i).*CdZd_s(i));end; %Velocidad final%

%Recalculo final de velocidades y factores de friccion medios%
%Seccion de descarga - limite superior de inflamabilidad%
for(i=1:length(UZd_s))
ReFd_s(i)=dend_s(i).*UZd_s(i).*DHd(i)./mu;
Fd_s(i)=0.25./((log10((e./(3.7.*DHd(i)))+5.74.*(ReFd_s(i).^0.9))).^2);end;
for(i=2:length(Fd_s))
PerdD_s(i)=((Fd_s(i)/DHd(i)).*(0.5*UZd_s(i).*UZd_s(i)).*(dXd)))+(0.5.*(UZd_s(i).*UZ
d_s(i)-UZd_s(i-1).*UZd_s(i-1)));
factorD_s(i)=((PD_s(i-1).^(1/1.136))./roreacs).*(1.136/(1.136-1));
PD_s(i)=(abs((PD_s(i-1).^((1.136-1)/1.136))-
(PerdD_s(i)./factorD_s(i))))).^(1.136/(1.136-1));end;
for(i=2:length(Fd_s))
dend_s(i)=((PD_s(i)/PD_s(i-1)).^(1/1.4)).*dend_s(i-1);end; %Densidad en cada
seccion de paso en la zona de descarga%
for(i=2:length(Fd_s))
REds(i)=dend_s(i).*UZd_s(i).*ABd(i)./mu;end; %Numero de Reynolds en cada
seccion de descarga%
for(i=2:length(Fd_s))
CFds(i)=0.074.*((REds(i).^0.2));end; %Coeficiente de friccion en cada seccion de
descarga%
for(i=1:length(Fd_s))
ReZd_s(i)=dend_s(i).*UZd_s(i).*DHd(i)./mu;
CdZd_s(i)=0.99575-3.7026.*(ReZd_s(i).^0.5);end;
for(i=1:length(Fd_s))
UZd_s(i)=mreacnom_s./(dend_s(i).*Aread(i).*CdZd_s(i));end; %Velocidad final%
%Seccion de descarga - mezcla estequiometrica%
PD_e(1)=PI_e(length(PI_e));
dend_e(1)=deni_e(length(deni_e));
REde(1)=dend_e(1).*UZd_e(1).*ABd(1)./mu;
CFde(1)=0;
for(i=2:length(Fd_e))
PerdD_e(i)=((Fd_e(i)/DHd(i)).*(0.5*UZd_e(i).*UZd_e(i)).*(dXd)))+(0.5.*(UZd_e(i).*UZ
d_e(i)-UZd_e(i-1).*UZd_e(i-1)));
factorD_e(i)=((PD_e(i-1).^(1/1.136))./roreace).*(1.136/(1.136-1));
PD_e(i)=(abs((PD_e(i-1).^((1.136-1)/1.136))-
(PerdD_e(i)./factorD_e(i))))).^(1.136/(1.136-1));end;
for(i=2:length(Fd_e))
dend_e(i)=((PD_e(i)/PD_e(i-1)).^(1/1.4)).*dend_e(i-1);end; %Densidad en cada
seccion de paso en la zona de descarga%
for(i=2:length(Fd_e))
REde(i)=dend_e(i).*UZd_e(i).*ABd(i)./mu;end; %Numero de Reynolds en cada
seccion de descarga%
for(i=2:length(Fd_e))
CFde(i)=0.074.*((REde(i).^0.2));end; %Coeficiente de friccion en cada seccion de
descarga%
for(i=1:length(Fd_e))

```

```

ReZd_e(i)=dend_e(i).*UZd_e(i).*DHd(i)./mu;
CdZd_e(i)=0.99575-3.7026.*(ReZd_e(i).^0.5);end;
for(i=2:length(Fd_e))
    UZd_e(i)=mreacnom_e./(dend_e(i).*Aread(i).*CdZd_e(i));end; %Velocidad final%

```

```

%Recalculo final de velocidades y factores de friccion medios%
%Seccion de descarga - mezcla estequiometrica%
for(i=1:length(UZd_e))
    ReFd_e(i)=dend_e(i).*UZd_e(i).*DHd(i)./mu;
    Fd_e(i)=0.25./(((log10((e./(3.7.*DHd(i)))+5.74.*(ReFd_e(i).^0.9))).^2);end;
for(i=2:length(Fd_e))
    PerdD_e(i)=((Fd_e(i)/DHd(i)).*(0.5*UZd_e(i).*UZd_e(i)).*(dXd))+0.5.*(UZd_e(i).*UZd_e(i)-UZd_e(i-1).*UZd_e(i-1)));
    factorD_e(i)=((PD_e(i-1).^(1/1.136))./roreace).*(1.136/(1.136-1));
    PD_e(i)=(abs((PD_e(i-1).^((1.136-1)/1.136))-
    (PerdD_e(i)./factorD_e(i))))^(1.136/(1.136-1));end;
for(i=2:length(Fd_e))
    dend_e(i)=((PD_e(i)/PD_e(i-1)).^(1/1.4)).*dend_e(i-1);end; %Densidad en cada
seccion de paso en la zona de descarga%
for(i=2:length(Fd_e))
    REde(i)=dend_e(i).*UZd_e(i).*ABd(i)./mu;end; %Numero de Reynolds en cada
seccion de descarga%
for(i=2:length(Fd_e))
    CFde(i)=0.074.*((REde(i).^0.2));end; %Coeficiente de friccion en cada seccion de
descarga%
for(i=1:length(Fd_e))
    ReZd_e(i)=dend_e(i).*UZd_e(i).*DHd(i)./mu;
    CdZd_e(i)=0.99575-3.7026.*(ReZd_e(i).^0.5);end;
for(i=1:length(Fd_e))
    UZd_e(i)=mreacnom_e./(dend_e(i).*Aread(i).*CdZd_e(i));end; %Velocidad final%

```

```

%%Calculo de los valores cuantitativos de las funciones objetivo de
optimizacion%%

```

```

%Calculo de la densidad media del aire de combustion en toda la region
convergente para el limite inferior de flamabilidad%
for(i=2:length(deni_i))
    Sdeni_i(i)=0.5.*(deni_i(i)+deni_i(i-1)).*(ABi(length(ABi))/(length(ABi)-1));end;
deni_i_prom=sum(Sdeni_i)/ABi(length(ABi));
%Calculo de la velocidad media del aire de combustion en toda la region
convergente para el limite inferior de flamabilidad%
for(i=2:length(UZi_i))
    SUZi_i(i)=0.5.*(UZi_i(i)+UZi_i(i-1)).*(ABi(length(ABi))/(length(ABi)-1));end;
UZi_i_prom=sum(SUZi_i)/ABi(length(ABi));
%%Calculo del area de la superficie interna de cada region del mezclador%%
%Calculo del area superficial de toda la region convergente%
%Centroide de la curva del perfil principal%
for(i=2:length(ABi))
    dSconp(i)=sqrt(1+(((Oi(i)-Oi(i-1))./(ABi(i)-ABi(i-1))).^2)).*(ABi(i)-ABi(i-1));end;
dSconp(1)=dSconp(2);

```

```

for(i=1:length(Oi))
POND_Yconp(i)=dSconp(i).*Oi(i);end;
Yconp=sum(POND_Yconp)/sum(dSconp); %Abcisa centroidal del perfil principal%
Aconp=2.*pi.*Yconp.*sum(dSconp); %Area neta generada por el perfil principal%

%Centroide de la curva del perfil del zepellin%
for(i=2:length(ABi))
dSconz(i)=sqrt(1+(((Ozi(i)-Ozi(i-1))./(ABi(i)-ABi(i-1))).^2)).*(ABi(i)-ABi(i-1));end;
dSconz(1)=dSconz(2);
for(i=1:length(Ozi))
POND_Yconz(i)=dSconz(i).*Ozi(i);end;
Yconz=sum(POND_Yconz)/sum(dSconz); %Abcisa centroidal del perfil del
zepellin%
Aconz=2.*pi.*Yconz.*sum(dSconz); %Area neta generada por el perfil del zepellin%
%Calculo del area superficial de toda la region divergente hasta el final del
zepellin%
%Centroide de la curva del perfil principal%
for(i=2:length(ABd1))
dScond1(i)=sqrt(1+(((Od1(i)-Od1(i-1))./(ABd1(i)-ABd1(i-1))).^2)).*(ABd1(i)-
ABd1(i-1));end;
dScond1(1)=dScond1(2);
for(i=1:length(Od1))
POND_Ycond1(i)=dScond1(i).*Od1(i);end;
Ycond1=sum(POND_Ycond1)/sum(dScond1); %Abcisa centroidal del perfil
principal%
Acond1=2.*pi.*Ycond1.*sum(dScond1); %Area neta generada por el perfil
principal%
%Centroide de la curva del perfil zepellin%
for(i=2:length(ABzd1))
dSconzd1(i)=sqrt(1+(((Ozd1(i)-Ozd1(i-1))./(ABzd1(i)-ABzd1(i-1))).^2)).*(ABzd1(i)-
ABzd1(i-1));end;
dSconzd1(1)=dSconzd1(2);
for(i=1:length(Ozd1))
POND_Yconzd1(i)=dSconzd1(i).*Ozd1(i);end;
Yconzd1=sum(POND_Yconzd1)/sum(dSconzd1); %Abcisa centroidal del perfil del
zepellin%
Aconzd1=2.*pi.*Yconzd1.*sum(dSconzd1); %Area neta generada por el perfil del
zepellin%
%Calculo del area superficial de toda la region divergente del final del zepellin
hasta el final del quemador%
%Centroide de la curva del perfil principal%
for(i=2:length(ABd2))
dScond2(i)=sqrt(1+(((Od2(i)-Od2(i-1))./(ABd2(i)-ABd2(i-1))).^2)).*(ABd2(i)-
ABd2(i-1));end;
dScond2(1)=dScond2(2);
for(i=1:length(Od2))
POND_Ycond2(i)=dScond2(i).*Od2(i);end;
Ycond2=sum(POND_Ycond2)/sum(dScond2); %Abcisa centroidal del perfil
principal%

```

```

Acond2=2.*pi.*Ycond2.*sum(dScond2); %Area neta generada por el perfil
principal%
%Centroide de la curva del perfil zepellin%
for(i=2:length(ABzd2))
    dScond2(i)=sqrt(1+(((Ozd2(i)-Ozd2(i-1))./(ABzd2(i)-ABzd2(i-1))).^2)).*(ABzd2(i)-
ABzd2(i-1));end;
dScond2(1)=dScond2(2);
for(i=1:length(Ozd2))
    POND_Ycond2(i)=dScond2(i).*Ozd2(i);end;
Ycond2=sum(POND_Ycond2)/sum(dScond2); %Abcisa centroidal del perfil del
zepellin%
Acond2=2.*pi.*Ycond2.*sum(dScond2); %Area neta generada por el perfil del
zepellin%

%Areas netas generadas por el perfil interno del mezclador del quemador%
Acon=Aconp+Aconz; %Area convergente neta generada por los perfiles%
Adiv1=Acond1+Aconzd1; %Area divergente neta hasta el final del zepellin%
Adiv2=Acond2+Aconzd2; %Area divergente neta hasta el final del quemador%
%Estimacion del diametro hidraulico medio en la zona convergente%
for(i=2:length(DHi))
    SDHi(i)=0.5.*(DHi(i)+DHi(i-1)).*(ABi(i)-ABi(i-1));end;
DHi_prom=sum(SDHi)/ABi(length(ABi));
%Numero de Reynolds promedio para la estimacion de la funcion objetivo%
Re_prom=deni_i_prom*UZi_i_prom*DHi_prom/mu;
%Funcion objetivo en la region convergente%
CF_prom=0.0577.*(Re_prom.^-0.2);
OBJ1=0.5*deni_i_prom*(UZi_i_prom^2)*CF_prom*Acon; %Fuerza de friccion
media para minimizacion%

%Funcion objetivo en la region divergente%
for(i=2:length(ABd))
    SPD_i(i)=0.5.*(PD_i(i)-PD_i(i-1)).*(ABd(i)-ABd(i-1));end;
INT_PD_i=sum(SPD_i)./(ABd(length(ABd))-ABd(1));
OBJ2=INT_PD_i/(0.5*deni_i(length(deni_i))*((UZi_i(length(UZi_i)))^2)); %Coeficient
e de recuperacion de presion para maximizacion%

%Calculo preliminar del punto de desprendimiento de la capa limite en el limite
superior de inflamabilidad%
for(i=1:length(UZd_s))
    TD_s(i)=PD_s(i)./(dend_s(i).*287);end; %Temperatura media en la region
divergente del quemador en Kelvin%
for(i=1:length(UZd_s))
    MACHd_s(i)=UZd_s(i)./sqrt(1.4.*287.*TD_s(i));end; %Numero de MACH en cada
punto de la region divergente%
Tg=PI_s(length(PI_s))./(deni_s(length(deni_s)).*287); %Temperatura media del aire
de combustion en el punto de succion en Kelvin%
MACHg=UZi_s(length(UZi_s))./sqrt(1.4.*287.*Tg); %Numero de MACH en el punto
de succion%
CPxD=1-((MACHd_s./MACHg).^2); %Coeficiente de presion modificado%
for(i=1:length(ABd))
    ReDs(i)=dend_s(i).*UZd_s(i).*ABd(i)./mu;end;

```

```

for(i=2:length(ABd))
C(i)=CPxD(i).*((ABd(i).*(CPxD(i)-CPxD(i-1))./(ABd(i)-ABd(i-1))).^0.5).*((ReDs(i).*1e-6).^-0.1);end;
pos_xdes=min(find((round(C.*100)==55)));
xdes=ABd(pos_xdes); %Posicion axial donde se inicia el desprendimiento de la
capa limite en metros%

%Definicion iterativa del valor de las funciones objetivo y la posicion del inicio de
desprendimiento de la capa limite%
FUN_OBJ1(c)=OBJ1;
FUN_OBJ2(c)=OBJ2;
XDES(c)=xdes;
%Abcisas y ordenadas principales generadas para cada generacion del perfil
interno%
Xperfil(c,1:length(X))=X; %Abcisas%
Yperfil(c,1:length(Y))=Y; %Ordenadas%

%Abcisas y ordenadas del zepellin generadas para cada generacion de perfil
interno%
Xzperfil(c,1:length(Xz))=Xz; %Abcisas%
Yzperfil(c,1:length(Yz))=Yz; %Ordenadas%

end;

%%Creacion final de las curvas optimas para los perfiles internos%%
gen1=find(FUN_OBJ1==min(FUN_OBJ1));
gen2=find(FUN_OBJ2==max(FUN_OBJ2));
gen3=find(XDES==max(XDES));
%Generacion de curvas que cumplen la primera funcion objetivo%
Xabsp1=(Xperfil(gen1,1:length(X)))./1;
Yabsp1=(Yperfil(gen1,1:length(Y)))./1;
Xabsz1=(Xzperfil(gen1,1:length(Xz)))./1;
Yabsz1=(Yzperfil(gen1,1:length(Yz)))./1;
%Generacion de curvas que cumplen la segunda funcion objetivo%
Xabsp2=(Xperfil(gen2,1:length(X)))./1;
Yabsp2=(Yperfil(gen2,1:length(Y)))./1;
Xabsz2=(Xzperfil(gen2,1:length(Xz)))./1;
Yabsz2=(Yzperfil(gen2,1:length(Yz)))./1;
%Generacion de curvas que cumplen la tercera funcion objetivo%
Xabsp3=(Xperfil(gen3,1:length(X)))./1;
Yabsp3=(Yperfil(gen3,1:length(Y)))./1;
Xabsz3=(Xzperfil(gen3,1:length(Xz)))./1;
Yabsz3=(Yzperfil(gen3,1:length(Yz)))./1;

%%Trazado de las curvas finales optimizadas%%
subplot(3,1,1);plot(Xabsp1.*1000,Yabsp1.*1000),grid,hold on
plot(Xabsp1.*1000,(Dq-Yabsp1).*1000)
plot(Xabsp1.*1000,(0.5*Dq-Yabsz1).*1000)
plot(Xabsz1.*1000,(0.5*Dq+Yabsz1).*1000);
subplot(3,1,2);plot(Xabsp2.*1000,Yabsp2.*1000),grid,hold on
plot(Xabsp2.*1000,(Dq-Yabsp2).*1000)

```

```

plot(Xabsz2.*1000,(0.5*Dq-Yabsz2).*1000)
plot(Xabsz2.*1000,(0.5*Dq+Yabsz2).*1000);
subplot(3,1,3);plot(Xabsp3.*1000,Yabsp3.*1000),grid,hold on
plot(Xabsp3.*1000,(Dq-Yabsp3).*1000)
plot(Xabsz3.*1000,(0.5*Dq-Yabsz3).*1000)
plot(Xabsz3.*1000,(0.5*Dq+Yabsz3).*1000);
POS1=min(find(Xabsp1.*1000>s_i(pos).*1000));
POS2=min(find(Xabsp2.*1000>s_i(pos).*1000));
POS3=min(find(Xabsp3.*1000>s_i(pos).*1000));
Xabsp12=[Xabsp1(1:POS1),Xabsp2(POS2:length(Xabsp2))];
Yabsp12=[Yabsp1(1:POS1),Yabsp2(POS2:length(Yabsp2))];
Xabsp13=[Xabsp1(1:POS1),Xabsp3(POS3:length(Xabsp3))];
Yabsp13=[Yabsp1(1:POS1),Yabsp3(POS3:length(Yabsp3))];
subplot(2,1,1);plot(Xabsp12.*1000,Yabsp12.*1000),grid,hold on
plot(Xabsp12.*1000,(Dq-Yabsp12).*1000)
plot(Xabsz1.*1000,(0.5*Dq-Yabsz1).*1000)
plot(Xabsz1.*1000,(0.5*Dq+Yabsz1).*1000);
subplot(2,1,2);plot(Xabsp13.*1000,Yabsp13.*1000),grid,hold on
plot(Xabsp13.*1000,(Dq-Yabsp13).*1000)
plot(Xabsz1.*1000,(0.5*Dq-Yabsz1).*1000)
plot(Xabsz1.*1000,(0.5*Dq+Yabsz1).*1000);

```

%%%%%%%%%%RUTINA DE CALCULO DE LOS PARAMETROS DEL FLUJO EN LA REGION CONVERGENTE%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%Este programa realiza el calculo teorico de todos los parametros del flujo de aire de combustion en la region convergente del mezclador tal como la variacion de la presion estatica, la velocidad media asi como la velocidad de inyeccion del GLP y la relacion de equivalencia%%%%%%%%%

%%Definicion inicial de variables%%

```

maire=input('Flujo Masico Aire (Kg/s)')
Pe_aire=input('Presion Entrada Aire Combustion (mmca)')
P_comb=input('Presion Manifold GLP (mmca)')
Dconvergente=input('Diametros Zona Convergente (mm)')
Dzepellin=input('Diametros Zepellin Zona Convergente (mm)')
Z=input('Posiciones Axiales mm')

```

%%Conversion de variables geometricas del perfil interno%%

```

Z=Z./1000;
ABi=Dconvergente;
Areai=0.25.*pi.*(((ABi./1000).^2)-((Dzepellin./1000).^2)); %Area diferencial de cada seccion de paso en la region convergente%
DHHi=4.*Areai./(pi.*((ABi./1000)+(Dzepellin./1000))); %Diametro hidraulico de cada seccion de paso en la region convergente%
ABi=ABi./1000;
dt=1.4/1000; %Diametro calculado previamente para las toberas de inyeccion de GLP (m)%
e=0.0015/1000; %Rugosidad de las paredes en la region convergente (m)%

```

```

%%Definicion de propiedades termofisicas para el aire y combustible GLP%%
mu_aire=1.84*1e-5;
mu_comb=8.256*1e-6;
mairenom_i=maire;
Peq_i=101300+(9810.*Pe_aire./1000);
roaire=Peq_i./(287.*(273+25));
rom_i=roaire;
mu=mu_aire;

%%Definicion inicial de valores para el calculo iterativo%%
dXi=0.3/1000;
UZi_i=mairenom_i./(rom_i.*Areai);
ReZi_i=rom_i.*UZi_i.*DHi./mu;
CdZi_i=0.99575-3.7026.*(ReZi_i.^-0.5);
UZi_i=mairenom_i./(rom_i.*Areai.*CdZi_i);
ReFi_i=rom_i.*UZi_i.*DHi./mu;
Fi_i=0.25./((log10((e./(3.7.*DHi))+5.74.*(ReFi_i.^-0.9))).^2);

%%Calculo preliminar de la presion estatica en cada seccion de la region
convergente%%
PI_i(1)=Peq_i;
deni_i(1)=roaire;
REi(1)=deni_i(1).*UZi_i(1).*ABi(1)./mu;
CFi(1)=0;
for(i=2:length(Fi_i))
Perdl_1i(i)=((Fi_i(i)./DHi(i)).*(0.5.*UZi_i(i).*UZi_i(i)).*(dXi));
Perdl_2i(i)=(0.5.*(UZi_i(i).*UZi_i(i)-UZi_i(i-1).*UZi_i(i-1)));
Perdl_i=Perdl_1i+Perdl_2i;
factorl_i(i)=((PI_i(i-1)).^(1/1.4))./rom_i).*(1.4/(1.4-1));
PI_i(i)=(abs((PI_i(i-1)).^((1.4-1)/1.4)-(Perdl_i(i)./factorl_i(i))))).^((1.4/(1.4-1)));end;
for(i=2:length(Fi_i))
deni_i(i)=((PI_i(i)./PI_i(i-1)).^(1/1.4)).*deni_i(i-1);end; %Densidad en cada seccion
de paso en la zona de ingreso%
UZi_i(1)=mairenom_i./(deni_i(1).*Areai(1));
for(i=2:length(Fi_i))
UZi_i(i)=mairenom_i./(deni_i(i).*Areai(i));end; %Velocidad preliminar del aire de
combustion (m/s)%
for(i=2:length(Fi_i))
REi(i)=deni_i(i).*UZi_i(i).*ABi(i)./mu;end; %Numero de Reynolds en cada seccion
de ingreso%
for(i=2:length(Fi_i))
CFi(i)=0.074.*((REi(i).^-0.2));end; %Coeficiente de friccion en cada seccion de
ingreso%
for(i=1:length(Fi_i))
ReZi_i(i)=deni_i(i).*UZi_i(i).*DHi(i)./mu;
CdZi_i(i)=0.99575-3.7026.*(ReZi_i(i).^-0.5);end;
for(i=2:length(Fi_i))
UZi_i(i)=mairenom_i./(deni_i(i).*Areai(i).*CdZi_i(i));end; %Velocidad final del aire
de combustion (m/s)%

```

```

%%Recalculo final de la presion estatica en cada seccion de la region
convergente%%
for(i=2:length(Fi_i))
rom_i(i)=((PI_i(i)/PI_i(i-1)).^(1/1.4)).*rom_i(i-1);end;
for(i=1:length(UZi_i))
ReFi_i(i)=deni_i(i).*UZi_i(i).*DHi(i)/mu;
Fi_i(i)=0.25./((log10((e./(3.7.*DHi(i)))+5.74.*(ReFi_i(i).^0.9))).^2);end;
PI_i(1)=Peq_i;
deni_i(1)=roaire;
REi(1)=deni_i(1).*UZi_i(1).*ABi(1)/mu;
CFi(1)=0;
for(i=2:length(Fi_i))
Perdl_1i(i)=(Fi_i(i)/DHi(i)).*(0.5.*UZi_i(i).*UZi_i(i)).*(dXi);
Perdl_2i(i)=(0.5.*(UZi_i(i).*UZi_i(i)-UZi_i(i-1).*UZi_i(i-1)));
Perdl_i=Perdl_1i+Perdl_2i;
factorl_i(i)=((PI_i(i-1).^(1/1.4))./rom_i(i)).*(1.4/(1.4-1));
PI_i(i)=(abs((PI_i(i-1).^(1.4-1)/1.4)-(Perdl_i(i)/factorl_i(i))))^(1.4/(1.4-1));end;
for(i=2:length(Fi_i))
deni_i(i)=((PI_i(i)/PI_i(i-1)).^(1/1.4)).*deni_i(i-1);end; %Densidad en cada seccion
de paso en la zona de ingreso%
UZi_i(1)=mairenom_i/(deni_i(1).*Areai(1));
for(i=2:length(Fi_i))
UZi_i(i)=mairenom_i/(deni_i(i).*Areai(i));end;
for(i=2:length(Fi_i))
REi(i)=deni_i(i).*UZi_i(i).*ABi(i)/mu;end; %Numero de Reynolds en cada seccion
de ingreso%
for(i=2:length(Fi_i))
CFi(i)=0.074.*((REi(i).^0.2));end; %Coeficiente de friccion en cada seccion de
ingreso%
for(i=1:length(Fi_i))
ReZi_i(i)=deni_i(i).*UZi_i(i).*DHi(i)/mu;
CdZi_i(i)=0.99575-3.7026.*(ReZi_i(i).^0.5);end;
for(i=1:length(Fi_i))
UZi_i(i)=mairenom_i/(deni_i(i).*Areai(i).*CdZi_i(i));end;

%%Calculo de la velocidad de inyeccion del GLP y la correspondiente relacion
de equivalencia%%
Pcomb=101300+(9810*P_comb/1000); %Conversion de la presion de inyeccion del
GLP a Pascal%
ro_comb=Pcomb./((273+15).*(0.5.*(189+143))); %Densidad del GLP a la presion
de inyeccion (Kg/m3)%
Pg_aire=min(PI_i);
Acomb=(2.*ro_comb.*(Pcomb-Pg_aire)).^0.5;
Bcomb=( (((Pcomb./Pg_aire).^(2/1.13))-((Pcomb./Pg_aire).^(2.13/1.13)))/(1-
(Pcomb./Pg_aire))).*(1.13/0.13).^0.5;
Ucomb=Acomb.*Bcomb;

%%Velocidad de inyeccion del GLP y flujo masico neto de todas las toberas%%
Ucomb=(2.*(Pcomb-Pg_aire)./(ro_comb)).^0.5; %Calculo de la velocidad de
inyeccion de GLP en cada tobera (m/s)%

```

```

Re_comb=ro_comb.*Ucomb.*(dt)./mu_comb; %Numero de Reynolds del flujo
inyectado de GLP en cada tobera%
Cd_comb=0.99575-3.7026.*(Re_comb.^(-0.5)); %Coeficiente de descarga del flujo
de GLP en cada tobera%
mcomb=6.*(ro_comb.*(0.25*pi.*dt.*dt).*Cd_comb.*Ucomb); %Calculo del flujo
masico total de GLP considerandose 6 toberas de inyeccion%
fi=15.5963.*mcomb./mairenom_i; %Calculo de la relacion de equivalencia%
rog_aire=min(deni_i);
Ue_aire=min(UZi_i);
Ug_aire=max(UZi_i);

%%Calculo del espesor de la capa limite del flujo de aire en la region
convergente%%
for(i=1:length(UZi_i))
delta_i(i)=Z(i).*0.37.*((deni_i(i).*UZi_i(i).*DHi(i))./mu_aire).^(-0.2));end;

```

%%%RUTINA DE CALCULO DE LA POSICION DE INFLAMABILIDAD PARA CADA REGIMEN%%%
%%%Este programa realiza el calculo teorico de la posiclon axlal en la que se alcanzan condiciones teoricas de Inflammabilidad, la posición es calculada desde el punto de inyeccion del combustible GLP%%%

```

%%Definicion inicial de variables%%
maire=input('Flujo Masico Aire (Kg/s)')
rogaire=input('Densidad Aire Zona Succion (Kg/m3)')
Ugaire=input('Velocidad Aire Zona Succion (m/s)')
Pcomb=input('Presion Inyeccion GLP (Pa)')
mcomb=input('Flujo Masico Combustible (Kg/s)')
Ucomb=input('Velocidad Inyeccion GLP (m/s)')

%%Definicion de propiedades termofisicas para el aire y combustible GLP%%
rocomb=Pcomb./((273+15).*0.5.*(189+143)); %Densidad absoluta del GLP a 15C°y
la presion de inyeccion (Kg(m3)%
mu_aire=1.84*1e-5; %Viscosidad absoluta del aire a 25C°(Pa.s))%
mu_comb=8.256*1e-6; %Viscosidad absoluta del GLP a 15C° (Pa.s))%
dt=1.4/1000; %Diametro de las toberas de inyeccion de GLP (m)%

%%Calculos fluidodinamicos para los parametros de mezcla por flujo
cruzado%%
A=2.0; B=0.315; %Constantes adimensionales en la ecuacion de Pratte/Baines
para la trayectoria del GLP inyectado%
mreactantes=maire+mcomb; %Calculo del flujo masico de reactantes (Kg/s)%
J=(rocomb.*Ucomb.*Ucomb)./(rog_aire.*Ugaire.*Ugaire); %Calculo del ratio de
momentum lineal del GLP inyectado%
Jsr=sqrt(J); %Ratio de impulso%
x=[0:0.1:178.2]/1000;
for(j=1:length(J))
for(i=1:length(x))
F1(i,j)=(mreactantes(j)./mcomb(j))-1;

```

```

F2(i,j)=(Jsrr(j)./(A.*B)).*sqrt(rogaire(j)./rocomb(j)).*((x(i)./(Jsrr(j). *dt)).^(1-B));
q(i,j)=F1(i,j)-F2(i,j);
    end;
end;
for(j=1:length(J))
    p(j)=max(find(q(:,j)>0));
end;
for(j=1:length(J))
    z(j)=x(p(j));
end;

```

%%%RUTINA DE CALCULO DE LOS PARAMETROS DEL FLUJO EN LA REGION DIVERGENTE%%%
%%%Este programa realiza el calculo teorico de todos los parametros del flujo de reactantes en la region divergente del mezclador, tales como la variacion de la presion estatica, la velocidad media asi como la densidad y viscosidad de la mezcla%%%

```

%%Definicion inicial de variables%%
maire=input('Flujo Masico Aire (Kg/s)')
mcomb=input('Flujo Masico Combustible (Kg/s)')
z=input('Posicion Inflamabilidad (mm)')
Pg_aire=input('Presion Aire Zona Succion (Pa)')
rog_aire=input('Densidad Aire Zona Succion (Kg/m3)')
Z=input('Posiciones Axiales mm')

```

```

%%Definicion inicial de parametros geometricos del perfil interno%%
x=[0:0.01:z]; %Valores diferenciales de posicion axial (mm)%
ABd=(1*1e-7).*(x.^4)-(2*1e-5).*(x.^3)+(0.0006).*(x.^2)+0.1277.*(x.^1)+24.637;
Z=Z./1000;
ABd=ABd./1000;
Aread=0.25.*pi.*ABd.*ABd;
DHd=ABd;
dXd=0.01/1000;
e=0.0015/1000; %Rugosidad de las paredes en la region divergente (m)%

```

```

%%Definicion de propiedades termofisicas para el aire y combustible GLP%%
mreacnom_i=maire+mcomb; %Flujo masico de reactantes (Kg/s)%
mu_aire=1.84*1e-5; %Viscosidad absoluta del aire a 25C°(Pa.s)%
mu_comb=8.256*1e-6; %Viscosidad absoluta del GLP a 15C° (Pa.s)%
rocomb=2.0332; %Densidad absoluta del GLP a 15C°(Kg(m3)%
mureac_g=(maire.*mu_aire+mcomb.*mu_comb)./(maire+mcomb); %Viscosidad media de la mezcla de reactantes (Pa.s)%
roreaci=(maire.*rog_aire+mcomb.*rocomb)./(maire+mcomb); %Densidad media de la mezcla de reactantes (Kg/m3)%

```

```

%%Definicion inicial de valores para el calculo iterativo%%
UZd_i=mreacnom_i./(roreaci.*Aread);
ReZd_i=roreaci.*UZd_i.*DHd./mureac_g;

```

```

CdZd_i=0.99575-3.7026.*(ReZd_i.^-0.5);
UZd_i=mreacnom_i./(roreaci.*Aread.*CdZd_i);
ReFd_i=roreaci.*UZd_i.*DHd./mureac_g;
Fd_i=0.25./((log10((e./(3.7.*DHd))+5.74.*(ReFd_i.^-0.9))).^2);
PD_i(1)=Pg_aire;
dend_i(1)=(maire.*rog_aire+mcomb.*rocomb)./(maire+mcomb);
Td(1)=Pg_aire./(rog_aire.*287);
REdi(1)=dend_i(1).*UZd_i(1).*ABd(1)./mureac_g;
CFdi(1)=0;
k=(1.4.*maire+1.11.*mcomb)./(maire+mcomb); %Coeficiente politropico medio para
la mezcla de reactantes%%

```

```

%%Calculo preliminar de la presion estatica en cada seccion de la region
divergente%%
for(i=2:length(Fd_i))
PerdD_i(i)=((Fd_i(i)/DHd(i)).*(0.5*UZd_i(i).*UZd_i(i)).*(dXd))+0.5.*(UZd_i(i).*UZd_i(i)-UZd_i(i-1).*UZd_i(i-1)));
factorD_i(i)=((PD_i(i-1).^(1./k))./roreaci).*(k./(k-1));
PD_i(i)=(abs((PD_i(i-1).^((k-1)./k))-(PerdD_i(i)./factorD_i(i))).^(k./(k-1)));end;
for(i=2:length(Fd_i))
dend_i(i)=((PD_i(i)/PD_i(i-1)).^(1./k)).*dend_i(i-1);end; %Densidad en cada seccion
de paso en la zona de descarga%
for(i=2:length(Fd_i))
Td(i)=((PD_i(i)/PD_i(i-1)).^((k-1)./k)).*Td(i-1);end; %Temperatura en cada seccion
de paso en la zona de descarga%
for(i=1:length(Fd_i))
mud_aire(i)=3.1124.*((Td(i)).^0.7161).*1e-7;end;
for(i=1:length(Fd_i))
mud_reac(i)=(maire.*mud_aire(i)+mcomb.*mu_comb)./(maire+mcomb);end;
for(i=2:length(Fd_i))
REdi(i)=dend_i(i).*UZd_i(i).*ABd(i)./mud_reac(i);end; %Numero de Reynolds en
cada seccion de descarga%
for(i=2:length(Fd_i))
CFdi(i)=0.074.*((REdi(i).^-0.2));end; %Coeficiente de friccion en cada seccion de
descarga%
for(i=1:length(Fd_i))
ReZd_i(i)=dend_i(i).*UZd_i(i).*DHd(i)./mud_reac(i);
CdZd_i(i)=0.99575-3.7026.*(ReZd_i(i).^-0.5);end;
for(i=2:length(Fd_i))
UZd_i(i)=mreacnom_i./(dend_i(i).*Aread(i).*CdZd_i(i));end; %Velocidad final%

```

```

%%Recalculo final de la presion estatica en cada seccion de la region
divergente%%
for(i=1:length(UZd_i))
ReFd_i(i)=dend_i(i).*UZd_i(i).*DHd(i)./mud_reac(i);
Fd_i(i)=0.25./((log10((e./(3.7.*DHd(i))+5.74.*(ReFd_i(i).^-0.9))).^2);end;
for(i=2:length(Fd_i))
PerdD_i(i)=((Fd_i(i)/DHd(i)).*(0.5*UZd_i(i).*UZd_i(i)).*(dXd))+0.5.*(UZd_i(i).*UZd_i(i)-UZd_i(i-1).*UZd_i(i-1)));

```

```

factorD_i(i)=((PD_i(i-1).^(1./k))./dend_i(i)).*(k./(k-1));
PD_i(i)=(abs((PD_i(i-1).^((k-1)./k))-(PerdD_i(i)./factorD_i(i))))^(k./(k-1));end;
for(i=2:length(Fd_i))
dend_i(i)=((PD_i(i)./PD_i(i-1)).^(1./k)).*dend_i(i-1);end; %Densidad en cada seccion
de paso en la zona de descarga%
for(i=2:length(Fd_i))
Td(i)=((PD_i(i)./PD_i(i-1)).^((k-1)./k)).*Td(i-1);end; %Temperatura en cada seccion
de paso en la zona de descarga%
for(i=2:length(Fd_i))
REdi(i)=dend_i(i).*UZd_i(i).*ABd(i)./mud_reac(i);end; %Numero de Reynolds en
cada seccion de descarga%
for(i=2:length(Fd_i))
CFdi(i)=0.074.*((REdi(i).^0.2));end; %Coeficiente de friccion en cada seccion de
descarga%
for(i=1:length(Fd_i))
ReZd_i(i)=dend_i(i).*UZd_i(i).*DHd(i)./mud_reac(i);
CdZd_i(i)=0.99575-3.7026.*(ReZd_i(i).^0.5);end;
for(i=1:length(Fd_i))

UZd_i(i)=mreacnom_i./(dend_i(i).*Aread(i).*CdZd_i(i));end; %Velocidad final%

%%Calculo del espesor de capa limite del flujo de reactantes en la region
divergente%%
for(i=1:length(UZd_i))
delta_d(i)=Z(i).*0.37.*((dend_i(i).*UZd_i(i).*DHd(i)./mu_aire).^0.2);end;

```

%%%RUTINA DE CALCULO PARA LA TEMPERATURA DE PRECALENTAMIENTO DEL FLUJO DE REACTANTES%%%
%%%Este programa realiza el calculo teorico de la temperatura media de los reactantes antes del frente de flama, los valores de temperatura se utilizan en el calculo de las propiedades dimensionales de la flama como el espesor la velocidad de propagacion laminar%%%

```

%%Definicion inicial de variables%%
Tflama=input('Temperatura Flama (K)')
Fflama_reac=input('Factor Forma Flama-Reactantes')
z=input('Posicion Inflamabilidad (mm)')
Tg=input('Temperatura Ingreso Reactantes (C°)')
maire=input('Flujo Masico Aire (Kg/s)')
mcomb=input('Flujo Masico GLP (Kg/s)')
Td=input('Temperatura Salida Reactantes (C°)')

```

```

%%Definicion de las constantes numericas y emisividades%%
e_flama=0.325; %Emisividad del frente de flama para el propano%
e_z=0.70; %Emisividad del refractario del bloque quemador%
e_reac=0.015; %Emisividad promedio del flujo de reactantes%
boltz=5.67*1e-8; %Constante de Stephan-Boltzman%%
mu_comb=8.256*1e-6; %Viscosidad media absoluta del combustible propano%
%%Definicion inicial de temperaturas para el calculo iterativo%

```

```

Tg=Tg+273;
Td=Td+273;
%%Proceso preliminar de calculo iterativo para el calculo de la temperatura de
precalentamiento de los reactantes%%
for(j=1:length(z))
    x(:,j)=[0:(z(j)-0)/99:z(j)];
    for(i=1:length(x))
        Dx(i,j)=(1*1e-7).*(x(i,j).^4)-(2*1e-
5).*(x(i,j).^3)+(0.0006).*(x(i,j).^2)+0.1277.*(x(i,j).^1)+24.637;
        Azi(i,j)=pi.*Dx(i,j).*((z(j)-0)/99);
        Az(j)=sum(Azi(:,j)).*1e-6; %Calculo del area total de la superficie interna del bloque
quemador (m2)%
        Dz(j)=(1*1e-7).*(z(j).^4)-(2*1e-
5).*(z(j).^3)+(0.0006).*(z(j).^2)+0.1277.*(z(j).^1)+24.637;
        Aflama(j)=0.25.*pi.*Dz(j).*Dz(j);
        Aflama(j)=Aflama(j).*1e-6; %Calculo del area de la superficie del frente de flama
(m2)%
        Qrad_flama(j)=e_flama.*boltz.*Aflama(j).*(Tflama(j).^4);
        Fflama_z(j)=1-Fflama_reac(j);
        Qabs_z(j)=Fflama_z(j).*Qrad_flama(j);
        Tz(j)=(Qabs_z(j)./(e_z.*Az(j).*boltz)).^0.25;
        Areac=0.25.*pi.*24.6.*24.6.*1e-6;
        Qabs_reac(j)=Qrad_flama(j).*Fflama_reac(j);
        Treac(j)=(Qabs_reac(j)./(e_reac.*Areac.*boltz)).^0.25; %Estimacion inicial de la
temperatura de precalentamiento (K)%
    end;
end;

%%Proceso final de seleccion de parametros para el calculo de la temperatura de
precalentamiento%%
for(j=1:length(z))
    for(i=1:length(Td))
        Tm(i)=0.5.*(Tg(j)+Td(i));
        roreac(i)=(101300)./(287.*(Tm(i)));
        mu_aire(i)=3.1124.*((Tm(i)).^0.7161).*1e-7;
        mreac(j)=maire(j)+mcomb(j);
        mu_reac(i,j)=(maire(j).*mu_aire(i)+mcomb(j).*mu_comb)./(mreac(j));
        %Calculo de la transferencia de calor por conveccion desde el refractario hacia los
reactantes%
        Ureac(i,j)=mreac(j)./(Aflama(j).*roreac(i).*0.95);
        Re_reac(i,j)=roreac(i).*Ureac(i,j).*(Dz(j)/1000)./mu_reac(i,j);
        kreac(i)=0.2635.*(Tm(i).^0.8075).*1e-3;
        freac(i,j)=(0.790.*log(Re_reac(i,j))-1.64).^(-2);
        Nureac(i,j)=((freac(i,j)/8).*(Re_reac(i,j)-
1000).*0.72)./(1+12.7.*(sqrt(freac(i,j))).*((0.72.^(2/3))-1));
        hreac(i,j)=Nureac(i,j).*kreac(i)./(Dz(j)/1000);
        Qconv_reac(i,j)=hreac(i,j).*Az(j).*(Tz(j)-Tm(i));
        Cpreac(i)=0.0001.*((Tm(i)).^2)+0.0166.*(Tm(i))+989.28;
        Qreac(i,j)=mreac(j).*Cpreac(i).*(Td(i)-Tg(j));
        q(i,j)=Qreac(i,j)-(Qconv_reac(i,j)+Qabs_reac(j)); %Balance final del flujo de
energia%
    end;
end;

```

```

end;
end;
for(j=1:length(z))
    p(j)=max(find(q(:,j)<0));
end;
for(j=1:length(z))
    Tout(j)=Td(p(j));
    Cp(j)=Cpreac(p(j));
end;

```

%%%
ROUTINA DE CALCULO DE LOS PARAMETROS
ADIMENSIONALES DE CLASIFICACION DE LA FLAMA TURBULENTA
%%%
Este programa realiza el calculo de cada uno de los parámetros
dimensionales del flujo turbulento, asi como los numeros adimensionales
para la clasificacion de los regimenes de combustión turbulenta de la
flama
%%%

%%Definicion inicial de variables%%

```

fi=input('Relacion Equivalencia')
Td_reactantes=input('Temperatura Reactantes (K)')
Pd_reactantes=input('Presion Reactantes (Pa)')
maire=input('Flujo Masico Aire (Kg/s)')
mcomb=input('Flujo Masico GLP (Kg/s)')
Dreactantes=input('Diametro Divergente Condiciones Inflamabilidad (mm)')
Tref=input('Temperatura Referencia (K)')

```

Dreactantes=Dreactantes./1000; %Conversion del diametro donde se dan las condiciones de inflamabilidad a metros%

```

mu_aire=1.84*1e-5; %Viscosidad absoluta del aire a 25C° (Pa.s)%
mu_comb=8.256*1e-6; %Viscosidad absoluta del GLP a 15C° (Pa.s)%
K_comb_Tref=0.0002.*Tref-0.0466; %Conductividad termica del GLP a Tref (W/m.K)%
Cp_comb_Tref=2.511.*Tref+894.27; %Calor especifico del GLP a Tref (J/Kg.K)%
K_aire_Tref=(0.2635.*(Tref.^0.8075)).*0.001; %Conductividad termica del aire a Tref (W/m.K)%
Cp_aire_Tref=0.0001.*((Tref).^2)+0.0166.*(Tref)+989.28; %Calor especifico del aire a Tref (J/Kg.K)%

```

%%Calculo de la velocidad del frente de flama laminar en las condiciones de los reactantes%%

```

SL_fi=-130.02.*fi.*fi+281.11.*fi-111.61; %Velocidad del frente de flama laminar en funcion a la relacion de equivalencia y 101300 Pa (cm/s)%
SL_Td=0.0016.*((Td_reactantes).^1.7788); %Velocidad del frente de flama laminar en funcion a la temperatura de reactantes (cm/s)%
SL=SL_Td.*(SL_fi./39); %Velocidad del frente de flama laminar correlacionada con la temperatura y la relacion de equivalencia (cm/s)%

```

%%Calculo del espesor de flama laminar%%

```

K_reactantes_Tref=(maire.*K_aire_Tref+mcomb.*K_comb_Tref)/(maire+mcomb);
%Conductividad termica de reactantes a 1500K (W/m.K)%
Cp_reactantes_Tref=(maire.*Cp_aire_Tref+mcomb.*Cp_comb_Tref)/(maire+mcomb);
%Calor especifico de reactantes a 1500K (J/Kg.K)%
rod_aire_Td=Pd_reactantes/(287.*Td_reactantes); %Densidad del aire de
combustion a la presion de reactantes y 288K (Kg/m3)%
rod_comb_Td=Pd_reactantes/(0.5.*(189+143).*Td_reactantes); %Densidad del
GLP a la presion de reactantes y 288K (Kg/m3)%
rod_reactantes_Td=(maire.*rod_aire_Td+mcomb.*rod_comb_Td)/(maire+mcomb);
%Densidad de reactantes a 288K (Kg/m3)%
DR=(K_reactantes_Tref./Cp_reactantes_Tref)./rod_reactantes_Td; %Difusividad
termica en el frente de flama laminar (m2/s)%
dL=(DR./(SL./100)).*1000; %Espesor del frente de flama laminar (mm)%
lo=(Dreactantes.*0.3065)./1.2; %Escala integral de longitud (m)%
%%Recalculo de la velocidad media de los reactantes%%
mreactantes=maire+mcomb; %Calculo del flujo masico neto de reactantes (Kg/s)%
rod_aire=Pd_reactantes/(287.*Td_reactantes); %Densidad del aire en las
condiciones de los reactantes (Kg/m3)%
rod_comb=Pd_reactantes/(0.5.*(189+143).*Td_reactantes); %Densidad del GLP
en las condiciones de los reactantes (Kg/m3)%
rod_reactantes=(maire.*rod_aire+mcomb.*rod_comb)./mreactantes; %Densidad de
la mezcla de reactantes (Kg/m3)%
Ud_reactantes=mreactantes/(rod_reactantes.*(0.25.*pi.*(Dreactantes.*Dreactantes
)).*0.95); %Estimacion inicial de la velocidad de la mezcla de reactantes antes del
inicio teorico de flama (m/s)%
mud_aire=3.1124.*((Td_reactantes).^0.7161).*1e-7; %Viscosidad absoluta del aire
a la temperatura antes del punto teorico de inicio de la flama (Pa.s)%
mud_comb=mu_comb;
mud_reactantes=(maire.*mud_aire+mcomb.*mud_comb)/(mreactantes); %Viscosi
dad media absoluta del flujo de reactantes antes del punto teorico de inicio de la
flama (Pa.s)%
Red_reactantes=rod_reactantes.*Ud_reactantes.*Dreactantes./mud_reactantes; %
Numero de Reynolds de los reactantes antes del punto teorico de inicio de flama%
fd=0.25./((log10(((0.0015/1000)./Dreactantes)+(5.74./((Red_reactantes.^0.9))))).^2);
%Factor de friccion de los reactantes antes del punto teorico de inicio de flama%
Cd_reactantes=0.99575-3.7026.*(Red_reactantes.^(-0.5)); %Coeficiente de
descarga del flujo de reactantes%
Ud_reactantes=mreactantes/(rod_reactantes.*(0.25.*pi.*(Dreactantes.*Dreactantes
)).*Cd_reactantes); %Velocidad de la mezcla de reactantes antes del inicio teorico
de flama (m/s)%

```

%%%RUTINA DE CALCULO DE LA INTENSIDAD TURBULENTA EN CADA REGIMEN DE OPERACION%%%
%%%Este programa realiza el calculo teorico de la intensidad turbulenta del flujo de reactantes, antes del inicio del frente de flama a partir de las correlaciones de calculo de la propagacion turbulenta de Peters (47) y Trautwein [47] para el propano%%%

%%Definicion inicial de variables%%

lo=input('Longitud Escala Integral (mm)')

DR=input('Difusividad Generalizada Referencia (m2/s)')

v=input('Viscosidad Cinematica Reactantes (m2/s)')

fi=input('Relacion Equivalencia')

Td=input('Temperatura Reactantes (K)')

%%Calculo de valores iniciales de las propiedades de la flama%%

Tb=-2082.1.*fi.*fi+4141.3.*fi+97.829; %Correlacion de la temperatura media de la flama (K)%

lo=lo./1000; %Conversion de la longitud de escala integral a metros%

SL_fi=-130.02.*fi.*fi+281.11.*fi-111.61; %Propagacion de flama laminar en funcion a la relacion de equivalencia (cm/s)%

SL_fi=SL_fi./100;

SL_Td=0.0016.*((Td.^1.7788)); %Propagacion de flama laminar en funcion a la temperatura de la mezcla (cm/s)%

SL_Td=SL_Td./100;

SLo=286.46.*(fi.^4)-1223.4.*(fi.^3)+1778.8.*(fi.^2)-1009.1.*fi+206.33; %Correlacion de calculo de la propagacion laminar en condiciones no perturbadas (cm/s)%

SLo=SLo./100;

SL=SL_fi.*SL_Td./(39/100);

dL=DR./SL; %Espesor de flama laminar (m)%

Ma=-8.8.*(fi-1.44); %Numero de Markstein%

lma=dL.*Ma; %Longitud de Markstein (m)%

%%Valores iniciales de la intensidad turbulenta para el calculo iterativo%%

up=[0.1:0.1:100];

%%Calculo de la intensidad turbulenta para cada regimen de operacion%%

for(j=1:length(lo))

for(i=1:length(up))

F1(i,j)=SL(j).*(1-(0.5.*0.39.*(lo(j)./dL(j)))+(((0.5.*0.39.*(lo(j)./dL(j)).^2)+0.78.*(up(i).*lo(j))./(SLo(j).*dL(j))))).^0.5);

F2(i,j)=0.52.*(up(i).^0.75).*(SL(j).^0.5).*(v(j).^-0.25).*(lo(j).^0.25);

F3(i,j)=SL(j).*(1+3.31.*((up(i)./SL(j)).^0.48));

F4(i,j)=3.46.*((0.0613.*(Tb(j)./Td(j))).^0.5).*up(i);

delta(i,j)=-

(0.39/2).*(lo(j)./dL(j))+sqrt((((0.39/2).*(lo(j)./dL(j)).^2)+0.78.*((up(i).*lo(j))./(SLo(j).*dL(j)))));

F5(i,j)=SLo(j)+delta(i,j).*(1-1.3.*lma(j).*up(i))./(lo(j).*SLo(j));

Rev(i,j)=up(i).*lo(j)./v(j);

F6(i,j)=SL(j).*0.52.*(0.71^0.25).*(Rev(i,j).^0.25).*((up(i)./SL(j)).^0.5);

F7(i,j)=SL(j).*(1+0.62.*(Rev(i,j).^0.25).*((up(i)./SL(j)).^0.5));

```

F8(i,j)=SL(j).*(1+0.435.*(Rev(i,j).^0.44).*((up(i)./SL(j)).^0.4));
A(i,j)=(Rev(i,j)./(up(i)./SL(j)))+1;
f9(i,j)=(0.547/2).*A(i,j)+((((0.547.*A(i,j)./2).^2)+0.547.*A(i,j).*(up(i)./SL(j))+0.547+1).^
0.5);
F9(i,j)=f9(i,j).*SL(j);
q(i,j)=F5(i,j)-F3(i,j);
end;
end;
for(j=1:length(lo))
    p(j)=max(find(q(:,j)>0));
    ut(j)=up(p(j));end;
ut=ut';

%%Calculo de numeros adimensionales de flama turbulenta%%
ST=SL.*(1+3.31.*((ut./SL).^0.48)); %Velocidad de propagacion de flama
turbulenta%
Ret=ut.*(lo)./DR; %Numero de Reynolds turbulento%
n=lo./(Ret.^0.75); %Escala de longitud de Kolgomorov(m)%
Ka=((dL)./n).^2; %Numero de Karlovitz%
Da=(lo./(dL)).*((SL)./ut); %Numero de Damkohler%
lodL=lo./(dL); %Escala integral relativa%
upSL=ut./(SL); %Intensidad turbulenta relativa%

```