



UNIVERSIDAD
DE LOS ANDES
VENEZUELA

UNIVERSIDAD DE LOS ANDES

FACULTAD DE INGENIERÍA

POSTGRADO DE MATEMÁTICA APLICADA A LA INGENIERÍA

(EMMA-I)

TRABAJO DE GRADO:

**ANÁLISIS EXPERIMENTAL DE TEMPERATURAS EN LA TOBERA DE UN
MOTOR DE COHETE DE COMBUSTIBLE SÓLIDO**

www.bdigital.ula.ve

Autor: Ing. María Alejandra Parco Brizuela

Tutor: MsC. Pedro Benítez

Co-tutor: PhD. Carlos Torres

Mérida, enero 2014

Reconocimiento-No comercial

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo no habría sido posible sin la valiosa colaboración de la Comisión Rectoral para el Programa de Ciencias Espaciales de la Universidad de Los Andes, de los profesores Pedro Benítez, Carlos Torres del Departamento de Ciencias Térmicas de la Escuela de Ingeniería Mecánica de la Universidad de Los Andes, Fernando Pérez del Laboratorio de Automatización e Instrumentación Científica (LAIC) en la Facultad de Ciencias de la Universidad de Los Andes, Omar Jordán de la Escuela de Ingeniería Mecánica de la Universidad Nacional Experimental del Táchira; de los ingenieros Ivania Gutiérrez de la Sección de Pulpa y Papel del Laboratorio Nacional de Productos Forestales de la Universidad de Los Andes, Jimer Ramírez del Laboratorio de Electrónica de la Facultad de Ciencias de la Universidad de Los Andes, Carlos Serrano; de personas como Julio Narváez del LAIC, Jonathan Berbesí del LAIC, los bachilleres Andrew Landaeta y Enrique Parada; del cuerpo de Bomberos y de Vigilancia de la Universidad de Los Andes, del Profesor Manuel Aranguren Vicerrector Administrativo de la Universidad de Los Andes, y del Centro de Desarrollo Cultural, Humanístico, Tecnológico y de Arte (CDCHTA) de la Universidad de Los Andes por el financiamiento parcial de esta tesis a través del Proyecto de Investigación FO-702-10-02-B “Caracterización Termodinámica del Motor de un Cohete de Combustible Sólido”.

Asimismo, quiero agradecer a mis padres, familia y amigos por todo su apoyo incondicional durante la realización, de principio a fin, de este trabajo. Sus palabras de aliento fueron mi combustible cuando las dificultades se hacían presentes. Gracias por estar siempre allí, sin importar la distancia geográfica entre nosotros.

ÍNDICE

Lista de Figuras	3
Resumen	5
Introducción	6
Capítulo I - Marco Teórico:	
1. Antecedentes	8
2. Tobera	9
2.1 Ondas de choque	13
2.1.1 Ondas de choque oblicuas	15
2.1.2 Relaciones de choque oblicuo	15
2.1.3 Reflexión de onda en una frontera sólida	17
2.1.4 Intersección de familias de ondas de choque opuestas	18
2.1.5 Ondas de expansión Prandtl-Meyer	19
2.2 Pérdidas en una tobera	22
2.3 Separación de flujo	23
3. Combustible	24
4. Método de filtrado Savitzky-Golay	25
Capítulo II – Materiales y Métodos:	
1. Materiales	29
2. Motor ULA-1A	29
3. Combustible sólido	30
4. Iniciador	31
5. Banco de pruebas	32
6. Termocuplas y medición de temperaturas	33
7. Sistema de adquisición de datos	35
8. Pruebas en estática y adquisición de datos	37
9. Protocolo de seguridad	37
10. Manejo y procesamiento de datos experimentales	38
Capítulo III – Resultados	39
Capítulo IV – Discusión	44
Recomendaciones	47
Referencias Bibliográficas	48
Anexos	51

LISTA DE FIGURAS

Figura 1: Cohete ULA-1B instalado en lanzadera	9
Figura 2: Representación esquemática del sistema de propulsión de un cohete	10
Figura 3: Tipos de toberas implementadas en motores de cohetes de combustible sólido	11
Figura 4: Representación esquemática de una tobera cónica convergente-divergente	12
Figura 5: Diagrama de una onda de choque normal	14
Figura 6: Geometría de una onda de choque oblicua	16
Figura 7: Representación de una reflexión de onda en una frontera sólida	18
Figura 8: Representación de una intersección de familias de ondas de choque opuestas	19
Figura 9: Representación de un flujo expandido	20
Figura 10: Representación de una expansión Prandtl-Meyer	21
Figura 11: Analogía de la relación de expansión de una tobera convergente-divergente separada	24
Figura 12: Vistas en secciones transversales dentro de un motor de cohete de las distintas configuraciones de grano	24
Figura 13: Representación esquemática de la curva de empuje de acuerdo a la configuración de grano	25
Figura 14: Ilustración de un suavizado de señal por mínimos cuadrados	26
Figura 15: Representación esquemática del motor del Cohete ULA-1A	30
Figura 16: Plano de la tobera del motor ULA-1A	30
Figura 17: Representación esquemática de un grano de combustible tipo tubular	30
Figura 18: Introducción del grano de combustible al motor ULA-1A durante una de las pruebas en estática	31
Figura 19: Iniciador del motor ULA-1A	32
Figura 20: Iniciador acoplado al motor ULA-1A	32
Figura 21: Banco de Pruebas durante la instalación de la instrumentación en el motor ULA-1A para una prueba en estática	33
Figura 22: Termocupla tipo K con conector y termo-encogible	34

Figura 23: Localización de las cuatro termocuplas en la tobera	35
Figura 24: Sistema de Adquisición de Datos	36
Figura 25: Tarjeta amplificadora de la señal de las termocuplas tipo K	36
Figura 27: Temperatura en la entrada de la tobera vs tiempo sin filtrar – Prueba 2	38
Figura 28: Temperaturas en la entrada de la tobera vs tiempo	39
Figura 29: Temperaturas en la garganta de la tobera vs tiempo	40
Figura 30: Temperaturas en el cono de divergencia de la tobera vs tiempo	41
Figura 31: Temperaturas en la salida de la tobera vs tiempo	42
Figura 32: Plano esquemático del circuito de la tarjeta amplificadora de la señal procedente de una termocupla tipo K	55

www.bdigital.ula.ve

RESUMEN

Como parte del proceso de mejora del diseño del sistema de propulsión de los cohetes Sonda ULA de combustible sólido, es necesario analizar la tobera con un enfoque termodinámico. La temperatura es una de las principales propiedades termodinámicas en cualquier estudio fluido-dinámico, incluyendo el comportamiento de los gases dentro del motor de un cohete. En el presente trabajo se hicieron mediciones en la tobera del motor de combustible sólido del cohete sonda ULA-1A, por medio de termocuplas colocadas en la entrada de la tobera, en la garganta, a mitad del cono de divergencia y a la salida. La señal de las termocuplas fue amplificada y procesada a través de un sistema de adquisición de datos diseñado y elaborado en los laboratorios de la Universidad de Los Andes, y los datos fueron filtrados con el método Savitzky-Golay en MATLAB. A partir del análisis y de la interpretación de las curvas experimentales de temperatura se pudo observar la posible presencia de ondas de choque en el interior de la tobera, lo que indicó la probabilidad de que el flujo de gases haya alcanzado la velocidad supersónica en la cámara de combustión antes de entrar al cono de convergencia. Debido al análisis de estos resultados, se recomendó eliminar dicho cono en la configuración de la tobera, basados en las propiedades fluido-dinámicas para flujo supersónico en un sistema de propulsión de cohetes.

INTRODUCCIÓN

En el año 2005 es creada la Comisión Rectoral para el Programa de Ciencias Espaciales de La Universidad de Los Andes, cuya finalidad es impulsar una serie de proyectos dirigidos al desarrollo de las ciencias espaciales con fines pacíficos en nuestro país. Entre estos proyectos se encuentra el Proyecto Cohetes Sonda ULA, el cual contempla el diseño y construcción de cohetes tipo sonda propulsados por combustible sólido, para ser empleados en múltiples trabajos científicos como estudios atmosféricos, reforestación de zonas de difícil acceso, y a mediano plazo, la colocación de nano-satélites en órbita baja. Hasta ahora se han probado estáticamente más de diez motores y se han lanzado más de cinco cohetes, convirtiendo a la Universidad de Los Andes en la primera institución nacional en colocar un artefacto totalmente diseñado y desarrollado por venezolanos a diferentes altitudes, e inclusive en romper la barrera del sonido. Algunos de los cohetes han transportado instrumentación que ha hecho posible mediciones físico-químicas en la atmósfera, demostrando así la versatilidad de estos vectores.

En búsqueda de la mejora en la eficiencia de estos cohetes, se hace necesario realizar pruebas en estática con mediciones de parámetros termodinámicos en tiempo real, para conocer de esta manera a mayor profundidad el comportamiento del flujo dentro del motor y como consecuencia poder optimizar el sistema de propulsión. El presente trabajo es el primer paso en el proceso de caracterización termodinámica de la tobera del motor de un cohete ULA-1A. Para tal fin, se medirán los cambios de temperatura en función del tiempo en diferentes puntos a lo largo de la tobera durante la combustión en pruebas en estáticas. De acuerdo a la revisión bibliográfica efectuada, hasta la fecha no se ha llevado a cabo en nuestro país un estudio de este tipo a partir de datos experimentales propios. Este trabajo permitirá adquirir un conjunto de destrezas en la caracterización termodinámica de motores de combustible sólido, a través de la utilización de instrumental desarrollado específicamente para tal fin, así como analizar e interpretar los datos adquiridos.

Como objetivos específicos se desarrollará un sistema de amplificación y de adquisición de datos, con el cual se procesará posteriormente la información recogida durante las pruebas en estática del motor ULA-1A por medio de programas procesadores de señal para depurar los datos obtenidos experimentalmente. De igual manera, se determinará

cómo inciden los cambios de sección dentro de la tobera en el flujo de los gases provenientes de la cámara de combustión y, en consecuencia, en su temperatura, tomando en cuenta las diferentes propiedades fluido-dinámicas que rigen un proceso con flujo compresible.

www.bdigital.ula.ve

Reconocimiento-No comercial

CAPÍTULO I

MARCO TEÓRICO

1. Antecedentes

Un cohete es un artefacto que almacena su propia masa propelente y expulsa esa masa a altas velocidades a través de una tobera para proveer una fuerza de reacción llamada empuje, de acuerdo a la tercera Ley de Newton de acción y reacción. Dentro del motor del cohete se generan gases calientes gracias a la reacción química entre un combustible y un oxidante. Esos gases son acelerados a velocidades supersónicas a través de una tobera diseñada para desarrollar la fuerza resultante. La propulsión es lograda por la conversión de la energía térmica de una reacción química, en una energía cinética creada por los productos de la combustión (NASA, 1971).

En el proyecto institucional Cohete Sonda ULA, que se lleva a cabo en el Centro de Investigaciones Atmosféricas y del Espacio de la Universidad de Los Andes (CIAE-ULA), se han diseñado dos tipos de cohetes de combustible sólido, identificados como ULA-1 y ULA-2, los cuales han sido lanzados en cuatro pruebas de rendimiento aerodinámico. Se construyeron 2 cohetes ULA-1: el ULA-1A, con un motor de 30 cm de longitud y con aproximadamente 350 g de masa de combustible sólido, y el ULA-1B, con un motor de 45 cm de longitud y aproximadamente 1400 g de combustible. Se estima que los cohetes ULA-1 han alcanzado velocidades subsónicas y alturas entre 1 y 8 km. Los Cohetes ULA-2 están equipados con motores de 1,20 m de longitud, que pueden contener entre 4 y 6 kg de combustible, los cuales se estima que han alcanzado velocidades supersónicas y alturas alrededor de los 20 km (Marcano y col., 2012).

Cabe destacar que uno de los cohetes ULA-1B lanzados en la cuarta prueba de rendimiento aerodinámico, portaba instrumental científico que permitió tomar mediciones atmosféricas durante el descenso, lo cual estableció la utilidad de este tipo de vectores en la medición de parámetros físico-químicos en la atmósfera baja.



Figura 1. Cohete ULA-1B instalado en lanzadera, previo a prueba de rendimiento aerodinámico en El Pao, estado Cojedes (26-11-2011).

Entender el fenómeno del flujo interno de una tobera de un motor de cohete es esencial en el desarrollo de un vector altamente confiable (Shimizu y col., 2008). Es por esta razón que en el presente trabajo se ha realizado parte del estudio de caracterización del motor del cohete ULA-1A, analizando los cambios de temperaturas que se producen en la tobera debido al flujo de los gases durante la realización de pruebas en estática de un motor ULA-1A de prueba, al cual hemos llamado ULA-1A XP.

2. Tobera

Una tobera es un dispositivo que forma parte del sistema de propulsión de un cohete, como se muestra en la figura 2. Acoplada a la cámara de combustión, es utilizada para maximizar el empuje del cohete controlando y aumentando la energía cinética del flujo de gases producidos por el propelente aprovechando su energía interna y presión (Pandev, 2011).

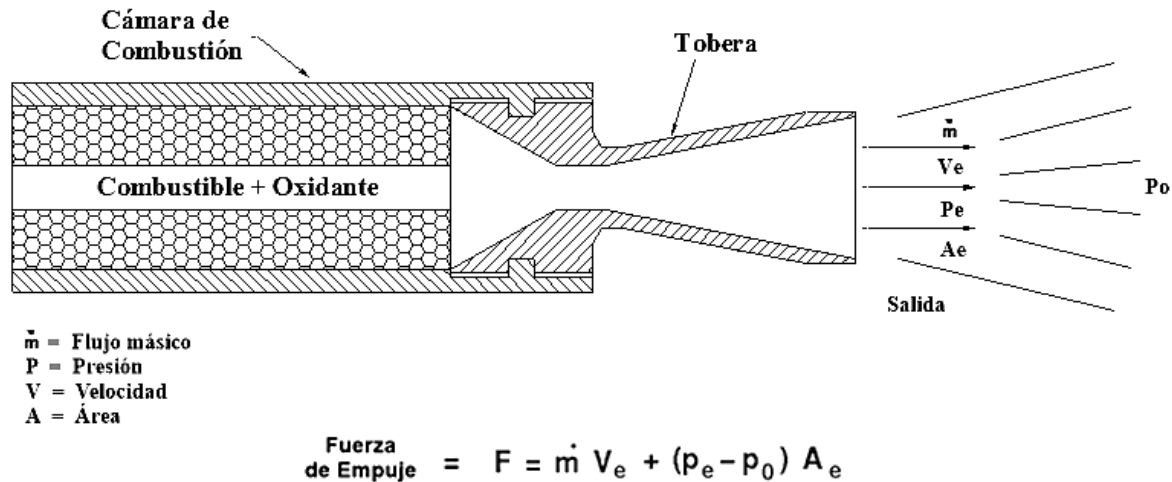


Figura 2. Representación esquemática del sistema de propulsión de un cohete.

Existen cinco grupos básicos de toberas para motores de cohetes de combustible sólido (Sutton, 2001), como se muestra en la figura 3:

- **Tobera fija:** es la más utilizada en el sistema de propulsión de cohetes sonda lanzados desde aire, tierra o mar, así como también en lanzaderas de propulsión para vehículos espaciales como es el caso del Atlas y Delta y en motores de vehículos en órbita espacial.
- **Tobera movable o vectorial:** proporcionan empuje con control de vector durante el vuelo. Estas toberas son usadas principalmente en propulsión de largo rango, de varias etapas, para lanzaderas desde tierra o mar. También se utilizaban en los motores reusables de combustible sólido del Transbordador Espacial, y aún se utilizan en el motor del Titan y del Ariane V.
- **Tobera sumergida:** una parte significativa de la tobera se encuentra sumergida en la cámara de combustión, como se muestra en la figura 5.1 a la 5.3. Al empotrar la tobera se reduce la longitud del motor, lo cual reduce la longitud total del vector y su masa inercial.
- **Tobera extensible:** comúnmente conocida como cono de salida extensible, aunque no siempre es cónica, este tipo de tobera es utilizada en cohetes de varias etapas. Posee una sección fija de relación de área baja, la cual es alargada a una mayor relación de área añadiendo mecánicamente una extensión cónica. De esta manera se mejora el impulso específico, aumentando la relación de expansión inicial y el

coeficiente de empuje, mientras que la masa inercial del cohete se reduce por tener menor longitud total.

- **Tobera con entrada tipo boquilla:** se utiliza en cohetes que poseen limitaciones de diámetro para dejar espacio a aletas aerodinámicas o sistemas suministradores de poder. La boquilla o tubo también permite que el centro de gravedad (CG) del motor esté más cerca o por encima del CG del cohete, lo que limita el traslado del CG durante la combustión en el motor y hace que la estabilización en vuelo sea más fácil.

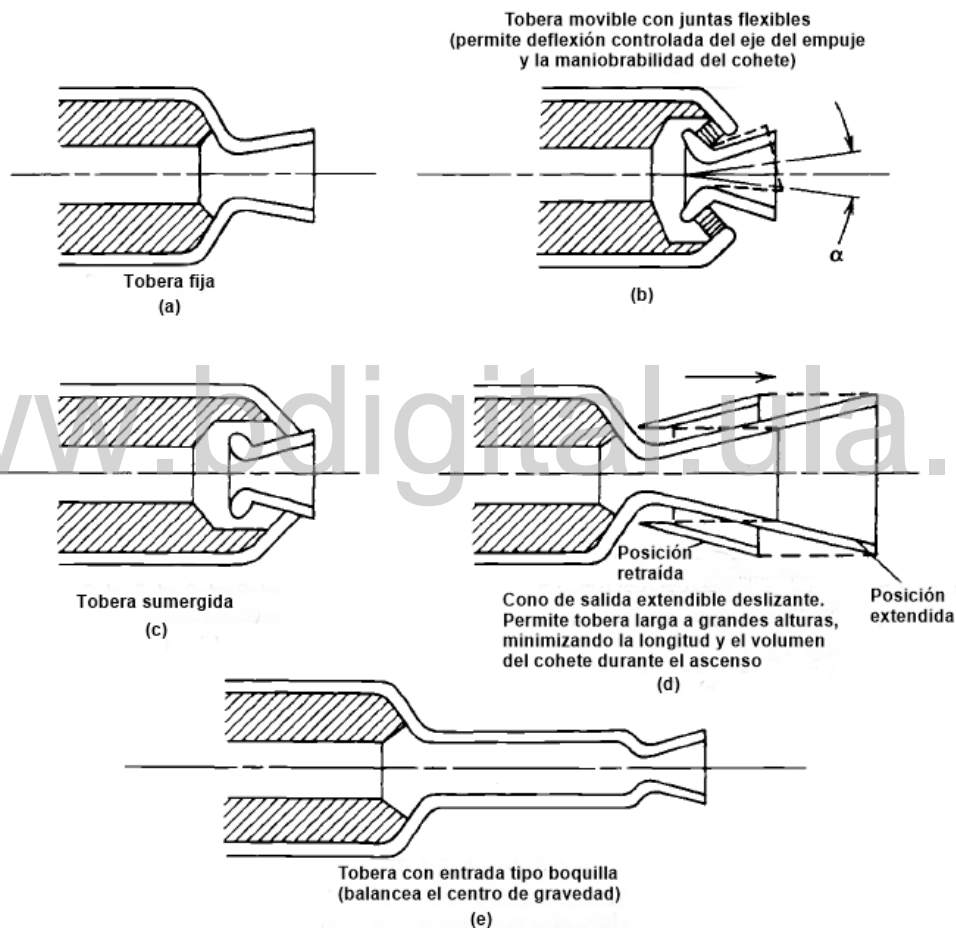


Figura 3. Tipos de toberas implementadas en motores de cohetes de combustible sólido (tomado de Sutton, 2001).

El tipo de tobera utilizada para los motores de los cohetes sonda ULA es la fija, con configuración convergente-divergente, la cual posee una sección convergente fija seguida de una sección divergente fija, tal como se observa en la figura 4.

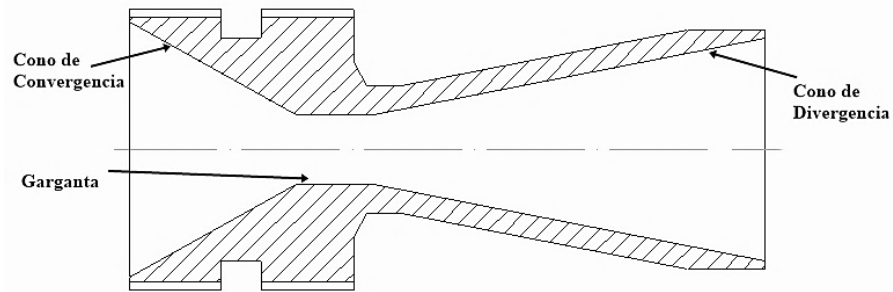


Figura 4. Representación esquemática de una tobera cónica convergente-divergente.

En este tipo de tobera los gases calientes salen de la cámara de combustión y convergen a un área menor o garganta de la tobera. El diámetro y longitud de la garganta se eligen para que *estrangule* el flujo de gases y establezca el flujo másico a través del sistema. Si el flujo es subsónico en la cámara de combustión, entonces será sónico al llegar a la garganta, es decir, el número de Mach será igual a uno ($M = 1$). Aguas abajo de la garganta, la geometría diverge y el flujo es expandido isoentrópicamente a un número de Mach que dependerá de la relación de área entre la garganta y la salida de la tobera (A/A_g). Por otro lado, la expansión de un flujo supersónico produce presión y temperatura estática que disminuyen desde la garganta hasta la salida, de manera que la cantidad de expansión también determina la presión y temperatura de salida. De la temperatura de salida se obtiene la velocidad del sonido a la salida, de la cual se puede obtener la velocidad de salida del flujo. La velocidad de salida, la presión y el flujo másico de los gases que pasan a través de la tobera determinarán la cantidad de empuje que experimentará el motor (NASA, 2011).

Partiendo de la ecuación de continuidad (ver Anexo A), se llega a la ecuación que describe el fenómeno explicado anteriormente, es decir, la ecuación que indica como la V varía, dependiendo del número de M del flujo, cuando el A cambia:

$$(1 - M^2) \frac{dV}{V} = - \frac{dA}{A} \quad (1)$$

- Si el flujo es subsónico, el término multiplicador del cambio de velocidad será positivo, por lo tanto el incremento de área producirá una disminución en la velocidad:

$$\text{Si } M < 1 \Rightarrow (1 - M^2) > 0 \quad \therefore dA > 0 \quad \wedge \quad dV < 0$$

En teoría, en toda tobera convergente-divergente, si el flujo en la garganta es subsónico, el flujo aguas abajo de la garganta desacelerará y permanecerá subsónico. De manera que si la convergencia es muy larga y no estrangula el flujo en la garganta, la velocidad de salida será muy baja y no producirá suficiente empuje. Si por el contrario, la convergencia es lo suficientemente pequeña para que el flujo se estrangule, entonces tan solo un pequeño incremento en el área hará que el flujo sea supersónico. En este tipo de flujo que es incompresible, la densidad del gas se mantiene aproximadamente constante, por lo que el incremento del área produce una disminución de la velocidad para conservar así la masa.

- Si el flujo es supersónico, el término multiplicador del cambio de velocidad es negativo, por lo tanto el aumento de área producirá un incremento en la velocidad:

$$\text{Si } M > 1 \Rightarrow (1 - M^2) < 0 \quad \therefore \quad dA > 0 \quad \wedge \quad dV > 0$$

En flujo supersónico, el flujo es compresible y tanto la densidad como la velocidad cambiarán al modificar el área, de manera que se pueda conservar la masa.

Adicionalmente, la densidad del gas a través de la tobera varía de acuerdo a la V y al M (ver anexo A):

$$-M^2 \frac{dV}{V} = \frac{d\rho}{\rho} \quad (2)$$

De la ecuación (2), se puede observar que para $M > 1$, el cambio de densidad será mucho mayor que el cambio en la velocidad. Para conservar masa y momento en un flujo supersónico, la velocidad aumenta y la densidad disminuye al aumentar el área.

2.1 Ondas de choque

La onda de choque es una región muy delgada (aproximadamente 10^{-7} m para el aire en condiciones estándar), que se forma como parte de muchos campos de flujo supersónicos y es perpendicular al flujo, como se observa en la figura 5. El flujo es supersónico delante de la onda y subsónico detrás de ella, por lo que la presión estática,

temperatura y densidad aumentan a través de la onda de choque, mientras que la velocidad disminuye, lo que hace que estas ondas sean una solución natural al problema de propagación de perturbaciones en el flujo (Anderson, 2004).

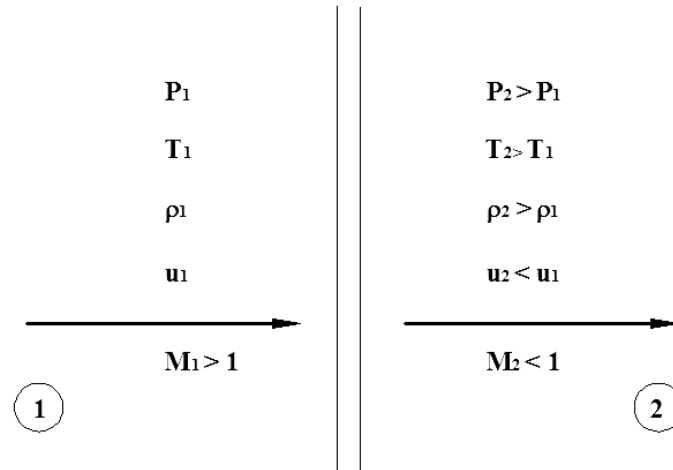


Figura 5. Diagrama de una onda de choque normal. En la región 1 se muestran los parámetros físicos del flujo en régimen supersónico, aguas arriba de la onda de choque. En la región 2 se muestra como varían los parámetros físicos con respecto a la región 1, aguas debajo de la onda de choque (tomado de Anderson, 2004).

Las ecuaciones básicas para choque normal en condiciones adiabáticas y para cualquier tipo de gas son:

$$\text{Continuidad:} \quad \rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (3)$$

$$\text{Momento:} \quad P_1 + \rho_1 u_1^2 = P_2 + \rho_2 u_2^2 \quad (4)$$

$$\text{Energía:} \quad h_1 + \frac{u_1^2}{2} = h_2 + \frac{u_2^2}{2} \quad (5)$$

No obstante, el flujo que pasa a través de la tobera de un motor de cohete es químicamente reactivo, por lo tanto, la velocidad del sonido en este caso viene dada partiendo de la primera y la segunda Ley de la Termodinámica:

$$Tds = de - pdv \quad (6)$$

$$Tds = dh - vdp \quad (7)$$

Si un flujo supersónico es cambiado abruptamente y el área del flujo disminuye, se generan ondas de choque y el flujo es irreversible. Las relaciones isoentrópicas no siguen siendo válidas y el flujo es gobernado por las relaciones de Choque Oblicuo o Normal.

Cuando existen ondas de choque oblicuas, el flujo debe ser tratado bidimensionalmente (Anderson, 2004; NASA, 2011).

2.1.2 Ondas de choque oblicuas

Dependiendo de la forma del objeto y de la velocidad del flujo, la onda de choque puede estar inclinada con respecto a la dirección del flujo y en este caso se le denomina onda de choque oblicua. Dado que una onda de choque no realiza trabajo alguno y no ocurre ninguna adición de calor, la entalpía total y la temperatura total son constantes. Además, el flujo no es isoentrópico, por lo que la presión total aguas abajo de la onda es siempre menor que la presión total aguas arriba de la onda. Existe una pérdida de presión total asociada con la onda de choque y tanto el número de Mach como la velocidad del flujo disminuyen a través de ella.

Las ecuaciones que describen las condiciones de una onda oblicua parten de las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía para un flujo compresible, sin efectos viscosos, bidimensional y sin adición de calor. Si el ángulo de deflexión es muy alto o si el número de Mach es muy bajo, se produce una onda de choque normal (NASA, 2011).

2.1.3 Relaciones de choque oblicuo

Si un flujo supersónico a un número M se aproxima a una onda de choque inclinada a un ángulo β , como se muestra en la figura 6, el flujo se inclinará a través de la onda a cierto valor de acuerdo a un ángulo de deflexión θ . Este último se determinará calculando la velocidad del flujo entrante (V_1), la cual es horizontal, en sus componentes paralela y perpendicular con respecto a la onda. La componente paralela a la onda de choque se asume constante a través de la misma y la componente perpendicular se asume que disminuye por las relaciones de choque normal. En la región 1, el número de Mach correspondiente es M_1 , y la onda oblicua forma un ángulo β con respecto a V_1 . Detrás de la onda de choque, en la región 2, el flujo es deflectado hacia la onda por el ángulo θ , del cual dependerán V_2 y M_2 . Las componentes perpendiculares y paralelas a V_1 son u_1 y w_1 , respectivamente y son análogas a las componentes u_2 y w_2 de V_2 . Por lo tanto, M_{n1} y M_{t1} son los Mach normal y

tangencial por delante de la onda y M_{n2} y M_{t2} los Mach detrás de la onda (Anderson, 2004; NASA, 2011).

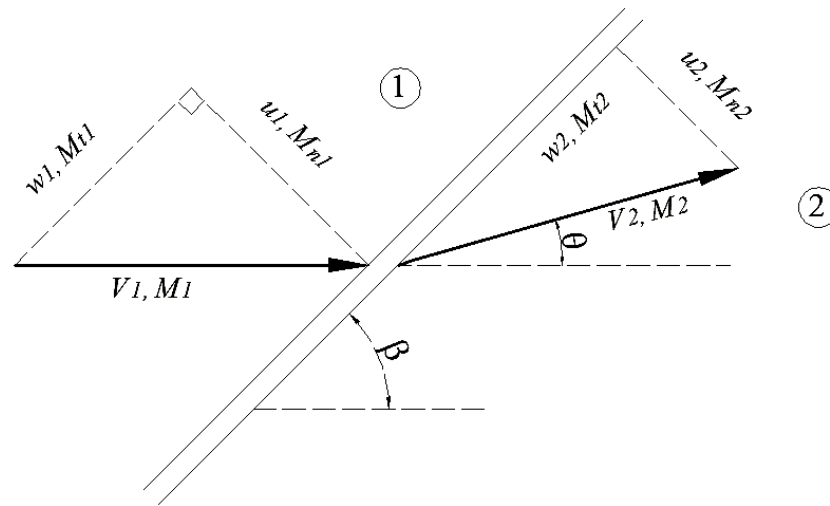


Figura 6. Geometría de una onda de choque oblicua que forma un ángulo β con la horizontal. En la región 1 se muestran las componentes perpendiculares y paralelas de la V y el M del flujo antes de incidir en la onda oblicua. En la región 2 se observa la variación de V y el M después de la onda, con un ángulo de deflexión θ .

Los cambios a través de una onda oblicua están gobernados por la componente normal de la velocidad de flujo libre:

$$M_{n1} = M_1 \sin \beta \quad (8)$$

Para un gas ideal, la densidad, la presión estática, el número de Mach en la componente normal después de la onda y la temperatura estática están dadas respectivamente por:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)M_{n1}^2}{(\gamma - 1)M_{n1}^2 + 2} \quad (9)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\gamma}{(\gamma + 1)}(M_{n1}^2 - 1) \quad (10)$$

$$M_{n2}^2 = \frac{M_{n1}^2 + [2/(\gamma - 1)]}{[2\gamma/(\gamma - 1)]M_{n1}^2 - 1} \quad (11)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2 \rho_1}{p_1 \rho_2} = \left[1 + \frac{2\gamma}{(\gamma + 1)}(M_{n1}^2 - 1) \right] \left[\frac{(\gamma - 1)M_{n1}^2 + 2}{(\gamma + 1)M_{n1}^2} \right] \quad (12)$$

El número de Mach detrás de la onda de choque M_2 puede ser encontrado a partir de M_{n2} y de la geometría de la figura 6:

$$M_2 = \frac{M_{n2}}{\text{sen}(\beta - \theta)} \quad (13)$$

La temperatura total a través de la onda de choque es constante, pero la presión total disminuye:

$$\frac{P_{t2}}{P_{t1}} = \left[\frac{(\gamma + 1)M_1^2 \text{sen}^2(\beta)}{(\gamma - 1)M_1^2 \text{sen}^2(\beta) + 2} \right] \left[\frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma M_1^2 \text{sen}^2(\beta) - (\gamma - 1)} \right)^{(\gamma + 1)} \right] \quad (14)$$

Asimismo, θ es una función de M_1 y β , por lo tanto:

$$\tan\theta = 2\cot\beta \left[\frac{M_1^2 \text{sen}^2\beta - 1}{M_1^2(\gamma + \cos 2\beta) + 2} \right] \quad (15)$$

El lado derecho de todas estas ecuaciones dependen solamente del M en flujo libre y del ángulo de inclinación de la onda de choque β , de manera que conociendo ambas variables, se pueden determinar todas las condiciones asociadas con el choque (NACA-1135, 1951; Anderson, 2004).

2.1.4 Reflexión de onda en una frontera sólida

Si una onda de choque oblicua incide en una pared sólida, el flujo inmediatamente adyacente a la pared debe ser paralelo a la misma. En la figura 7 se puede observar que el flujo en la región 1, con un número de Mach M_1 , es deflectado con un ángulo θ en el punto A, creando una onda de choque oblicua que colisiona con la pared superior en el punto B. En la región 2, detrás de la onda de choque incidental, las líneas de flujo libre están inclinadas hacia la pared superior con un ángulo θ (Anderson, 2004).

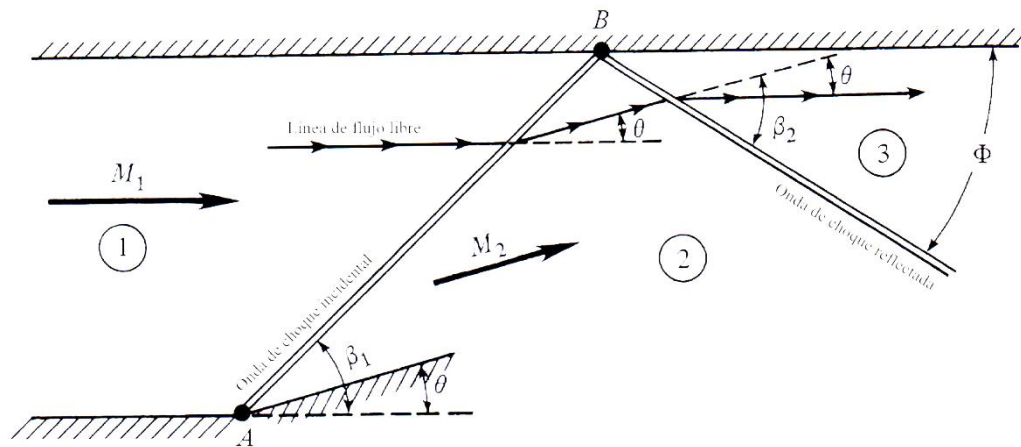


Figura 7. Representación de una reflexión de onda en una frontera sólida, en la que se observa la onda de choque incidental y la onda de choque reflejada con sus respectivos ángulos de deflexión β_1 y β_2 (tomado de Anderson, 2004).

Todas las condiciones de flujo en la región 2 están definidas únicamente por M_1 y θ a través de las relaciones de choque oblicuo. En el punto B, las líneas de flujo libre en la región 2 deben ser deflectadas hacia abajo en un ángulo θ para que el flujo pueda mantenerse tangente a la pared superior. Esto solo puede ser originado por una segunda onda de choque, que se forma en el punto B, con suficiente fuerza para hacer que el flujo se incline en un ángulo θ , con un Mach M_2 aguas arriba. Esa segunda onda de choque se denomina onda de choque reflejada, y su fortaleza la definirá únicamente M_2 y θ , conduciendo a su vez a las propiedades de la región 3. Dado que $M_2 < M_1$, la onda reflejada es más débil que la onda incidental, y el ángulo Φ que forma con la pared superior no es igual a β_1 (Anderson, 2004).

2.1.5 Intersección de familias de ondas de choque opuestas

Como se observa en la figura 8, si se tienen dos ondas de choque llamadas A y B, en la que ambas son ondas incidentales y corresponden a deflexiones θ_2 y θ_3 , respectivamente, estas ondas de choque continuarán como ondas de choque refractadas C y D aguas debajo de la intersección E. Asumiendo que $\theta_2 > \theta_3$, la onda de choque A es más fuerte que B, por lo que una línea de flujo libre atravesando A y C experimentará un cambio de entropía diferente al de una línea de flujo libre atravesando el sistema de choque B y D; por lo tanto, la entropía en las regiones 4 y 4' es diferente (Anderson, 2004).

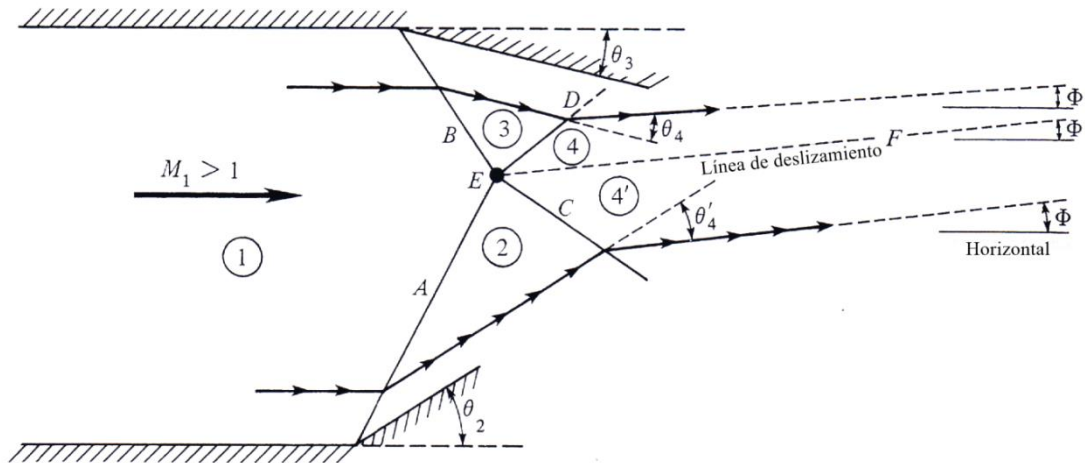


Figura 8. Representación de una intersección de familias de ondas de choque opuestas.

La línea de flujo libre EF que divide a las regiones 4 y 4' es una línea a través de la cual la entropía cambia discontinuamente. Dicha línea está definida como línea de deslizamiento, a través de la cual deben cumplirse las siguientes condiciones físicas:

1. $p_4 = p_{4'}$, de lo contrario la línea de deslizamiento sería curva.
2. V_4 y $V_{4'}$ pueden tener la misma dirección pero diferente sentido. Si las velocidades se encuentran en diferentes direcciones, podría originarse un completo vacío en el campo de flujo en las cercanías de la línea de deslizamiento, lo que sería una situación físicamente insostenible.

Con estas dos condiciones, conjuntamente con las propiedades conocidas de la región 1 y conociendo θ_2 y θ_3 , se puede determinar completamente la interacción del choque mostrado en la figura 8. Asimismo, la temperatura, densidad, entropía y magnitud de la velocidad son diferentes en las regiones 4 y 4'. Cabe destacar que si $\theta_2 = \theta_3$, las ondas de choque que se intersecan tendrían igual fuerza, por lo tanto el patrón de flujo sería completamente simétrico y no existiría línea de deslizamiento (Anderson, 2004).

2.1.6 Ondas de expansión Prandtl-Meyer

Cuando un flujo supersónico es virado fuera de sí mismo, tal como se observa en la figura 9, se forma una onda de expansión (también conocido como abanico de expansión centrado), con características totalmente contrarias a las de una onda de choque (Anderson, 2004):

1. $M_2 > M_1$. Por medio de una esquina de expansión se puede aumentar el número de Mach del flujo.
2. $p_2/p_1 < 1$, $\rho_2/\rho_1 < 1$, $T_2/T_1 < 1$. La presión, densidad y temperatura disminuyen a través de una onda de expansión.
3. El abanico de expansión es una región de expansión continua, compuesta de un número infinito de ondas de Mach delimitadas aguas arriba, tal como se muestra en la figura 10, por μ_1 y por μ_2 aguas abajo, donde $\mu_1 = \arcsen(1/M_1)$ y $\mu_2 = \arcsen(1/M_2)$.
4. Las líneas de flujo libre a través de una onda de expansión son líneas curvas suaves.
5. Dado que la expansión toma lugar a través de una sucesión continua de ondas de Mach y que el cambio de entropía para cada onda de Mach es igual a cero ($ds = 0$), la expansión es isoentrópica.

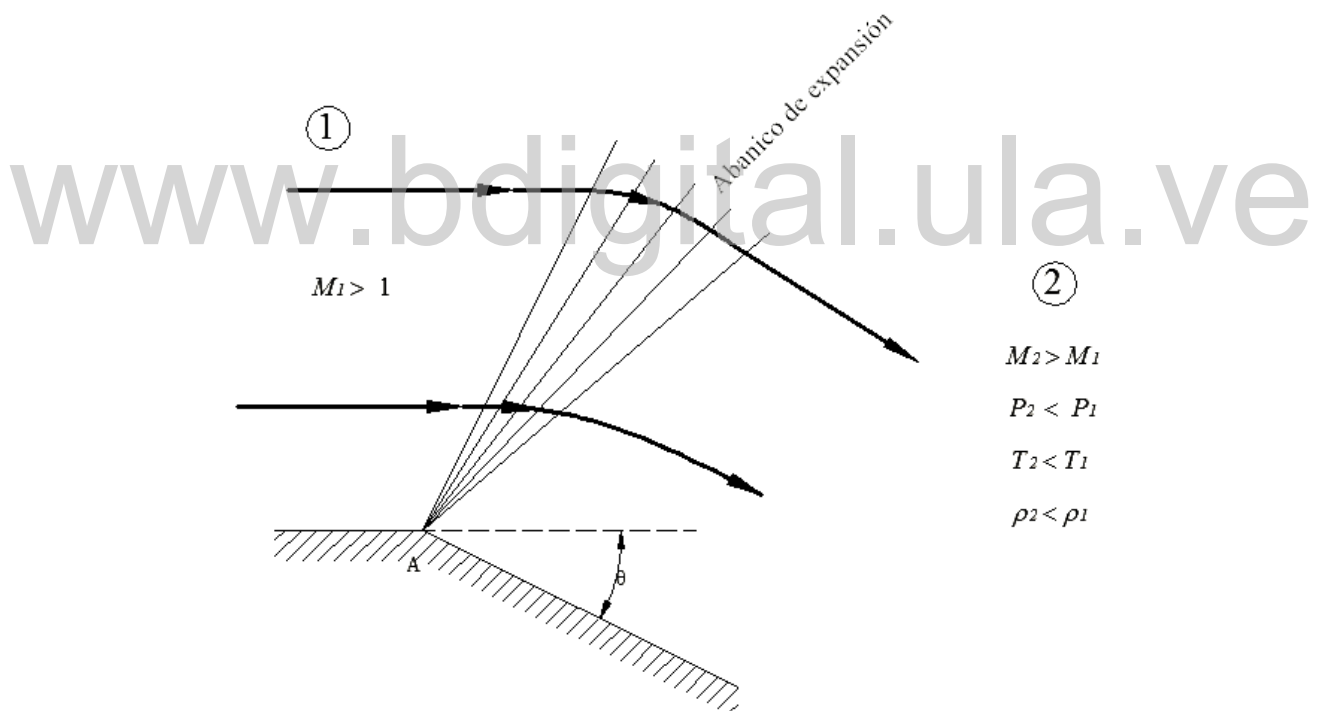


Figura 9. Representación de un flujo expandido al pasar por una esquina convexa mostrando como varían las propiedades físicas del flujo al pasar el abanico de expansión.

El cálculo de la expansión involucra el uso de la función Prandtl-Meyer (debido al trabajo iniciado en ondas de expansión por Ludwig Prandtl en 1907 y continuado posteriormente por Theodor Meyer en 1908), la cual se deriva de las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía para deflexiones muy pequeñas (diferenciales).

La interpretación física de la función Prandtl-Meyer (v) es que es el ángulo a través del cual se debe expandir un flujo sónico ($M = 1$) para obtener un determinado número de Mach (NASA, 2011).

El análisis de una onda de expansión por medio de esta función parte de la consideración de los cambios infinitesimales a través de una onda débil (básicamente una onda Mach) producida por una deflexión de flujo infinitesimal, $d\theta$, como se muestra en la figura 10.

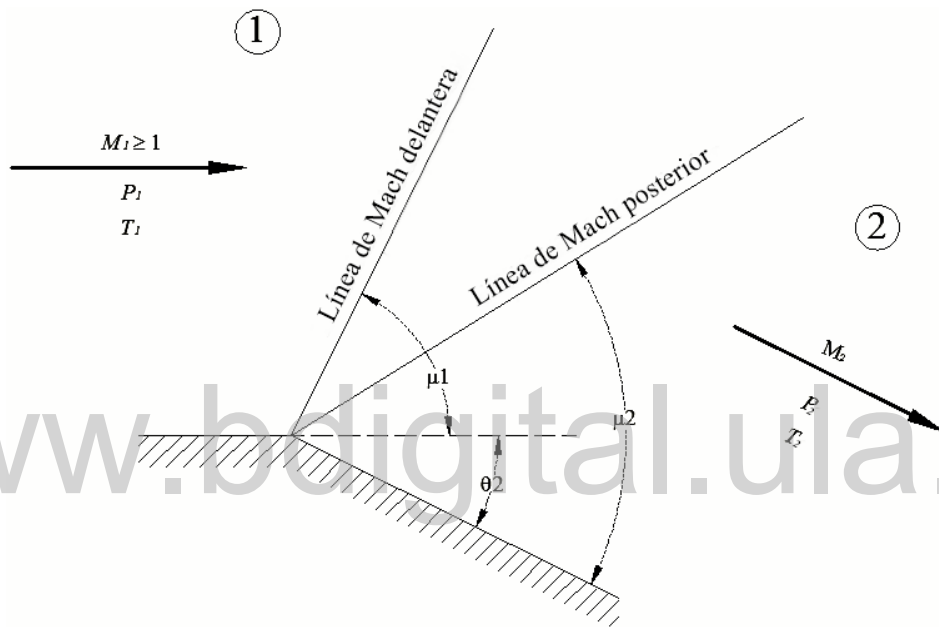


Figura 10. Representación de una expansión Prandtl-Meyer en la que se muestra las líneas de Mach delantera y posterior con sus respectivos ángulos de deflexión.

Partiendo de la ley de senos y aplicando identidades trigonométricas a la figura 10, se llega a la ecuación gobernante de un flujo Prandtl-Meyer referida a un ángulo de expansión infinitesimal $d\theta$:

$$d\theta = \sqrt{M^2 - 1} \frac{dV}{V} \quad (16)$$

Esta es una relación general que puede ser utilizada para gases ideales, gases químicamente reactantes y gases reales, ya que depende físicamente solo de la onda de Mach.

Para analizar completamente una expansión, como la mostrada en la figura 10, se debe integrar la ecuación (16) con respecto a todo el ángulo θ_2 , de donde se obtiene como resultado final la función Prandtl-Meyer:

$$\nu(M) = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} (M^2 - 1)} - \tan^{-1} \sqrt{M^2 - 1} \quad (17)$$

Asumiendo que la expansión es isoentrópica y que, por lo tanto, la temperatura total y presión total son constantes a través de la onda, se tiene que la temperatura estática se denota por:

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_2^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2} \quad (18)$$

Y la presión estática queda expresada así:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left[\frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_2^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2} \right]^{\gamma/(\gamma - 1)} \quad (19)$$

2.2 Pérdidas en una tobera

Aproximadamente del 65 % al 75 % del total del empuje del cohete es desarrollado por la aceleración de los productos de la combustión a velocidad sónica en la garganta de la tobera y el resto es desarrollado en su divergencia. Debido a que la tobera es un componente integral de un gran sistema, conformado por un sistema de propulsión aerodinámico y del cual depende una carga útil, no puede ser optimizada independientemente del mismo y su diseño es un proceso iterativo que depende de las consideraciones aerodinámicas, termodinámicas, estructurales y de fabricación. Esa configuración debe ser posteriormente analizada termodinámica y estructuralmente en detalle (NASA, 1975).

Las pérdidas en una tobera se pueden producir por pérdidas de calor, expansión ineficiente, retraso cinético, fricción de la capa límite y/o flujo de dos fases (presencia de partículas de combustible). Todos estos factores dependen del diseño de la tobera y de las características del combustible. Estas pérdidas derivan en muchos casos de la imposibilidad

de que algunas partículas de los productos de la reacción alcancen el equilibrio térmico. El 95% de todas las pérdidas por flujo de dos fases se estima que ocurren en la garganta de la tobera como resultado del gradiente de velocidad máxima en esa locación (Crowe y col., 1964; NASA, 1971).

2.3 Separación de flujo

Cuando un flujo supersónico está expuesto a un gradiente de presión adverso, se adapta al mayor nivel de presión por medio de un sistema de ondas de choque; básicamente, la separación ocurre cuando la capa límite turbulenta no puede negociar el gradiente adverso impuesto sobre ella por el flujo externo no viscoso. Por lo tanto, la separación de flujo en cualquier flujo supersónico es un proceso que involucra interacciones complejas de ondas de choque en la capa límite. Si el motor de un cohete está siendo operado en una presión ambiental considerablemente más alta que la presión de salida de la tobera, el flujo no estará totalmente adherido sino separado de las paredes de la tobera. La separación de flujo es un fenómeno natural y a su vez un problema de ingeniería de gran importancia en numerosas aplicaciones industriales. Ocurre en un amplio rango de regímenes de flujo: laminar o turbulento, incompresible o compresible, subsónico o supersónico. En la mayoría de los casos es un fenómeno indeseable porque está asociado con grandes pérdidas de energía o a grandes niveles de fuerzas laterales inestables, también conocidas como *cargas laterales*, como en el caso de las toberas de un cohete. Esta condición puede originar grandes cargas dinámicas, lo cual puede dañar la tobera y producir una serie de fallas en la estructura del vector (Östlund, 2004).

Por lo general, el mayor efecto de la separación de la capa límite en un sistema fluidodinámico es el cambio resultante en la geometría del sistema. En una tobera convergente-divergente esto implica que el choque inducido por la separación de la capa límite retrasa los puntos operativos de una tobera al cambiar la geometría efectiva de la misma. Esto se hace más evidente en el caso extremo de una tobera con choque inducido por la separación total de la capa límite, llevando a una analogía importante; como se muestra en la figura 11, en la cual el punto de separación se convierte en la salida efectiva de una tobera nueva con relación de expansión menor, con una onda de choque a su salida (Hunter, 1995).

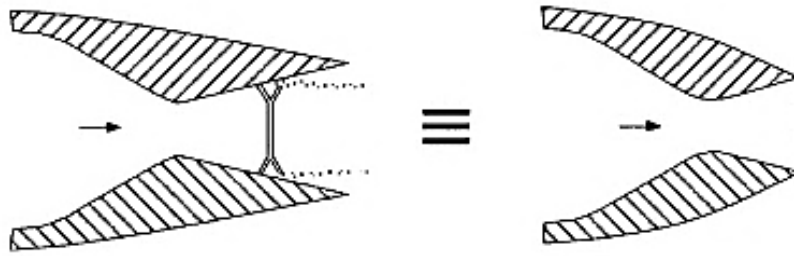


Figura 11. Analogía de la relación de expansión de una tobera convergente-divergente separada. En la izquierda se observa la onda de choque producida por la separación de flujo dentro del cono de divergencia. A la derecha se muestra la tobera sin la porción a partir de la cual se produjo la onda.

3. Combustible

El propelente utilizado está compuesto por nitrato de potasio (KNO_3), como oxidante y sacarosa ($\text{C}_{12}\text{H}_{22}\text{O}_{11}$) como combustible, mezclados en una proporción de 65/35. Cálculos teóricos y experimentales demuestran que con estas proporciones es posible alcanzar el mayor empuje (Mohd Ja'afar y col., 2002), lo cual concuerda con los resultados obtenidos por nuestro grupo de investigación (Marcano y col., 2009). Los principales productos que se obtienen de la combustión son CO_2 , CO , H_2O , N_2 , K_2CO_3 y KOH (Leslie y Yawn, 2002).

Sin importar su composición, todos los propelentes son procesados en una forma geométrica similar, llamada *grano* propelente. Como regla, los granos son de forma cilíndrica para encajar perfectamente dentro del motor cohete con el fin de maximizar la *eficiencia volumétrica*. El grano puede consistir en un solo segmento cilíndrico o puede consistir en varios segmentos, tal como se observa en la figura 12 (Nakka, 1984).

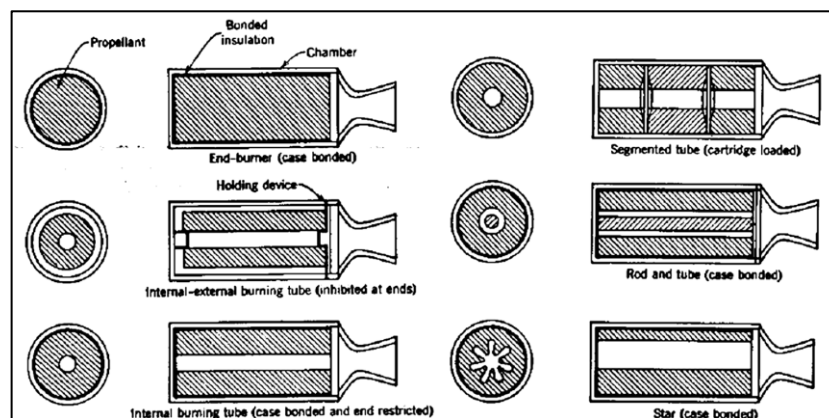


Figura 12. Vistas en secciones transversales dentro de un motor de cohete de las distintas configuraciones de grano (tomado de NAKKA, 1984).

El propelente utilizado en el presente trabajo es de tipo tubular de quemado interno, para el cual el tiempo de combustión es corto y se obtienen altos valores de empuje con un desempeño progresivo, como se muestra en la figura 13 (Kubota, 2002).

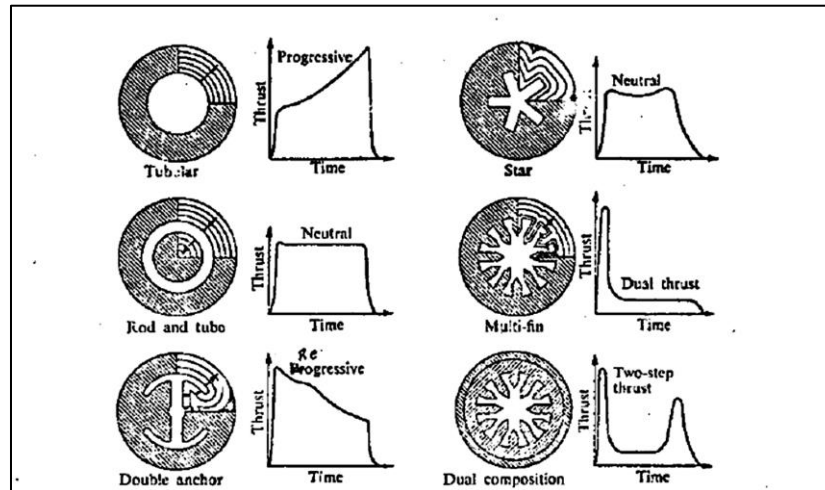


Figura 13. Representación esquemática de la curva de empuje de acuerdo a la configuración de grano (tomado de NASA, 1974).

Uno de los objetivos más importantes en el proceso de manufactura del combustible es el de producir granos libres de grietas, bajas áreas de densidad, vacíos o cualquier otro tipo de imperfecciones, los cuales en general, degradan las propiedades balísticas y mecánicas del grano. Incluso la existencia de micro burbujas dispersas en un grano pueden resultar en una velocidad de quemado anormalmente alta, que podrían provocar una falla en el motor (Sutton, 2001).

4. Método de filtrado Savitzky-Golay

Toda instrumentación que sea utilizada en un proceso experimental en el que se lleve a cabo mediciones en tiempo real, es afectada por la presencia de estática producida por el fenómeno mismo que se esté estudiando. En el caso de los sistemas de propulsión de los cohetes, dentro del motor y de la tobera se originan campos electromagnéticos debido a los gases producto de la combustión (Fry, 2002). Esos campos producen ruido en los instrumentos de medición, por lo tanto es necesario filtrar los datos experimentales.

Abraham Savitzki y Marcel J. E. Golay propusieron un método para suavizar datos, basándose en aproximaciones polinómicas de mínimos cuadrados. Ellos mostraron que ajustando un polinomio a un conjunto de muestras y después evaluando el polinomio

resultante en un solo punto dentro del intervalo de aproximación, era equivalente a una convolución discreta con una respuesta de impulso fija. Los filtros de paso bajo obtenidos con este método son ampliamente conocidos como los filtros Savitzky-Golay. Ambos estaban interesados en suavizar datos con ruido obtenidos de analizadores de espectro químico, y demostraron que el suavizado por mínimos cuadrados reducía el ruido mientras se mantenía la forma y la altura de los picos (frecuencia y amplitud) de la forma de onda. Las propiedades del dominio de la frecuencia de los filtros S-G hacen que este método sea muy utilizado, ya que tienen pasos de banda extremadamente aplanados con atenuaciones modestas en sus bandas suprimidas. Además tienen fase cero, de manera que las características de la señal no son desplazadas, lo que quiere decir que si existe un sobre-muestreo significativo, los componentes de la señal no son distorsionados mientras algún ruido de alta frecuencia es reducido pero no completamente eliminado (Schafer, 2011).

El método de suavizado de señales por medio de polinomios de mínimos cuadrados básicamente parte de una secuencia de muestras $x[n]$ de una señal, tal como se observa en la figura 14. Considerando un grupo de $2M + 1$ muestras, centradas en $n = 0$, se obtienen los coeficientes de un polinomio, el cual minimizará el error de la aproximación en media cuadrática para el grupo de muestras centradas en $n = 0$. El análisis será siempre el mismo para cualquier grupo de $2M + 1$ muestras, donde M es la “mitad de ancho” del intervalo de aproximación. En la figura 14, donde $N = 2$ y $M = 2$, la curva sólida a la izquierda del gráfico es el polinomio $p(n)$ evaluado sobre una cuadrícula fina entre -2 y $+2$, y el valor suavizado de salida se obtiene al evaluar $p(n)$ en el punto central $n = 0$.

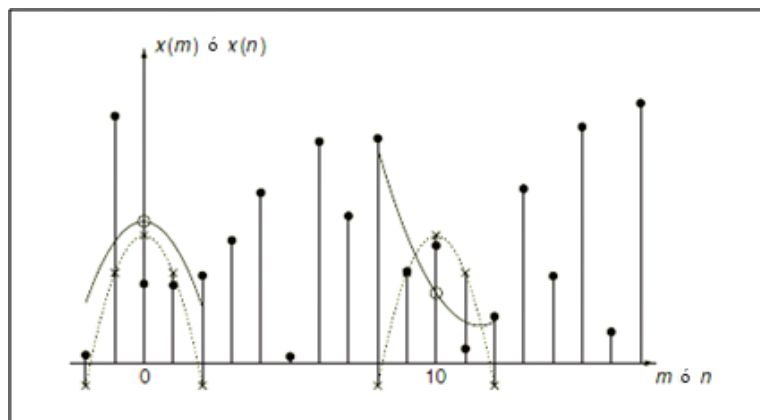


Figura 14. Ilustración de un suavizado de señal por mínimos cuadrados: • representa la señal de entrada, ○ representa los datos filtrados con mínimos cuadrados, x representa las muestras con respuesta de impulso efectivo (tomado de Schafer, 2011).

En general, el intervalo de aproximación no necesita ser simétrico con respecto a los puntos evaluados, lo que quiere decir que se pueden utilizar filtros de fase no lineal para suavizar hacia la parte final de las secuencias de entrada con longitud finita. La salida de la próxima muestra se obtiene cambiando el intervalo de análisis hacia la derecha en una muestra, redefiniendo así el origen, el cual pasaría a ser la posición de la mitad de la muestra del nuevo bloque de $2M + 1$ muestras; luego se repite el ajuste polinomial y se evalúa en la locación central.

Para encontrar una respuesta de impulso de duración finita que sea equivalente al suavizado polinomial de mínimos cuadrados para toda variación de intervalo en $2M + 1$ muestras, se debe determinar los coeficientes óptimos del polinomio, a través de la siguiente ecuación:

$$\sum_{k=0}^N \left(\sum_{n=-M}^M n^{i+k} \right) a_k = \sum_{n=-M}^M n^i x[n] \quad i = 0, 1, \dots, N. \quad (20)$$

La ecuación (20) es conocida como la ecuación normal para el problema de aproximación de mínimos cuadrados.

Dado que se obtienen los mismos coeficientes de ponderación, independientemente del vector de la señal, se puede establecer que x sea igual a un impulso unitario centrado en el intervalo $-M \leq n \leq M$. Esto se puede resolver para todos los coeficientes de la aproximación polinomial correspondiente, los cuales están definidos por \tilde{a} y generalmente no serán iguales a los de cualquier aproximación local que estén generados implícitamente para cada grupo de $2M + 1$ muestras. Por lo tanto, el impulso respuesta puede ser obtenido al evaluar el polinomio correspondiente entre $-M \leq n \leq M$.

En función de esto, se denota al vector coeficiente para la aproximación del impulso de entrada como:

$$\tilde{a} = (A^T A)^{-1} A^T d \quad (21)$$

Donde

$d = [0, 0, \dots, 0, 1, 0, \dots, 0, 0]^T$ es un $(2M + 1) \times 1$ columna del vector impulso

A^T es la matriz $(N + 1) \times (2M + 1)$

$$A^T = \begin{bmatrix} (-M)^0 & \dots & (-1)^0 & 1 & 1^0 & \dots & M^0 \\ (-M)^1 & \dots & (-1)^1 & 0 & 1^1 & \dots & M^1 \\ (-M)^2 & \dots & (-1)^2 & 0 & 1^2 & \dots & M^2 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ (-M)^N & \dots & (-1)^N & 0 & 1^N & \dots & M^N \end{bmatrix} \quad (22)$$

Para la entrada de impulso d , $A^T d$ es $(N + 1) \times 1$ columna del vector

$$A^T d = [1, 0, \dots, 0]^T \quad (23)$$

Esto quiere decir

$$(A^T A)^{-1} = \begin{bmatrix} \tilde{a}_0 & \tilde{a}_1 & \dots & \tilde{a}_N \\ \tilde{a}_1 & \bullet & \dots & \bullet \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \tilde{a}_N & \bullet & \dots & \bullet \end{bmatrix} \quad (24)$$

En donde las entradas denotadas con \bullet no están incluidas en el cálculo de \tilde{a} .

De la multiplicación de matrices, se tiene que:

$$[h_{0,-M}, h_{0,-M+1}, \dots, h_{0,0}, \dots, h_{0,M}] = [\tilde{p}(-M), \tilde{p}(-M+1), \dots, \tilde{p}(0), \dots, \tilde{p}(M)] \quad (25)$$

Donde $\tilde{p}(n)$ es el polinomio ajustado al impulso unitario evaluado en los números enteros $-M \leq n \leq M$, por lo tanto

$$\tilde{p}(n) = \sum_{k=0}^N \tilde{a}_k n^k \quad -M \leq n \leq M \quad (26)$$

Por lo tanto el impulso respuesta del filtro S-G es:

$$h[-n] = h_{0,n} = \tilde{p}(n) \quad (27)$$

La ecuación (27) muestra $h[-n]$ debido a que el impulso respuesta es invertido alrededor de $n = 0$ en la evaluación de la convolución discreta. Es por ello que en la ecuación (26), \tilde{p} es el polinomio del impulso de respuesta y es la base del método simple para el diseño de los filtros S-G utilizados en la funciones de ajustes polinomiales en MATLAB (Schafer, 2011).

CAPÍTULO II

MATERIALES Y MÉTODOS

1. Materiales

- Tubos de acero AISI 1020 sin costura para altas presiones
- Barra de acero AISI 1045
- Nitrato de Potasio con 99.3 % de pureza, adquirido en Piroven C.A. a través del DIDA (otrora CIDAE)
- Sacarosa comercial 0000 adquirida en Selpa C.A
- Cámaras desecadoras
- Banco de Pruebas
- Termocuplas tipo K (-20 °C hasta 1350 °C)
- Transductor de Presión con rango de trabajo entre 0 y 5000 psi, marca Omega
- Sistema de Amplificación de la señal proveniente de las termocuplas
- Tarjeta de Adquisición de Datos de 16 canales y 12 bits de resolución, marca National Instruments

2. Motor ULA-1A

El motor de combustible sólido del cohete sonda ULA-1A está formado por una cámara de combustión cilíndrica en acero AISI 1020, como se muestra en la figura 15, la cual aloja en su interior los cartuchos de combustible. Esta cámara estaba sellada en la parte superior por una tapa o culata roscada de acero AISI 1045 (Marcano y col., 2009). En la parte inferior se acopló una tobera cónica convergente-divergente, fabricada en acero AISI 1045, roscada al tubo, tal y como se observa en la figura 16. A través de la tobera se aceleraron los gases que se produjeron a partir de la combustión del propelente. Todas estas partes fueron fabricadas en los talleres CIAE-TELMAG.

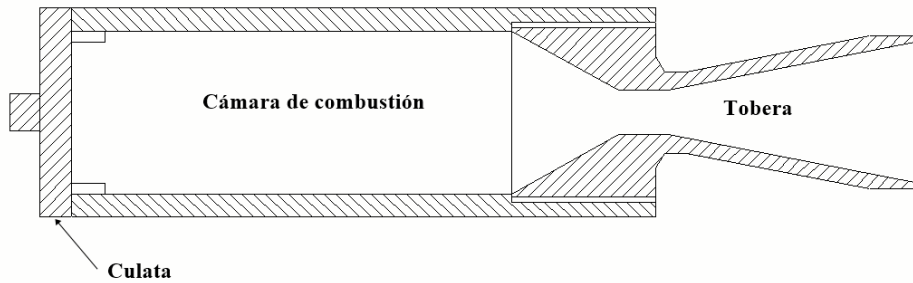


Figura 15. Representación esquemática del motor del Cohete ULA-1A

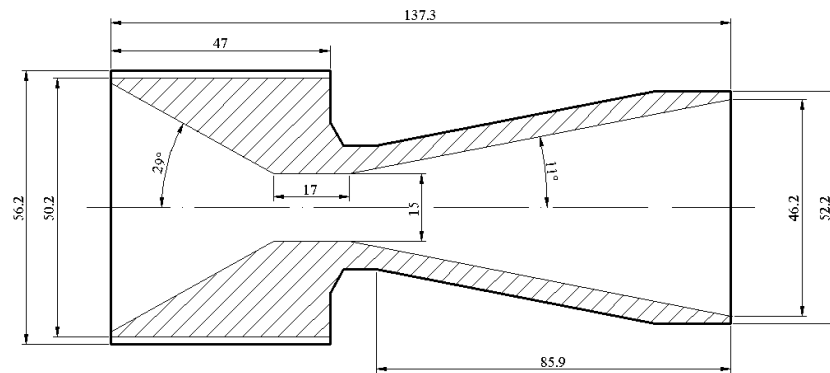


Figura 16. Plano de la tobera del motor ULA-1A (todas las dimensiones en milímetros).

3. Combustible Sólido

El propelente que se utilizó estaba compuesto por Nitrato de Potasio (KNO_3) como oxidante, y Sacarosa ($\text{C}_{12}\text{H}_{22}\text{O}_{11}$) como combustible, mezclados en una proporción 65/35. La configuración de combustible utilizado fue el de tipo tubular de quemado interno, como se muestra en la figura 17, con el cual el tiempo de combustión es corto y se obtienen altos valores de empuje (Kubota, 2002; Marcano y col., 2009).

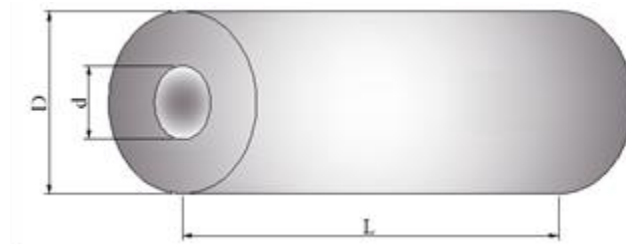


Figura 17. Representación esquemática de un grano de combustible tipo tubular.

El combustible se preparó según el siguiente procedimiento: El KNO_3 primero fue triturado con molino eléctrico hasta alcanzar un tamaño de grana $\leq 100 \mu\text{m}$.

Posteriormente, se introdujo la mezcla en un homogeneizador mecánico con tambores excéntricos por dos horas para lograr una mezcla homogénea. Al culminar la homogeneización, se procedió a sintetizar el combustible: la mezcla se vertió en recipientes de acero inoxidable y se calentó en una plancha de calentamiento hasta alcanzar el punto de fusión de la sacarosa, lo que permitió que la mezcla se fluidificara hasta formar una pasta (*slurry*). Una vez alcanzado el punto óptimo de fluidez en la mezcla, ésta se vertió en moldes cilíndricos previamente preparados. Cuando toda la mezcla estaba vertida en el molde, se colocó un anillo en la parte superior comprimiendo con un mandril con el fin de eliminar la presencia posterior de burbujas en el grano. Al enfriarse la mezcla y solidificarse, se procedió a desmoldar los granos para luego medir su masa, longitud y diámetros tanto interno como externo, como parte del control de calidad. Los granos de combustible fueron preservados en desecadores al vacío que contenían silica gel para mantenerlos libres de humedad. Los granos fueron extraídos del desecador al momento de armar el motor, tal como se muestra en la figura 18.



Figura 18. Introducción del grano de combustible al motor ULA-1A durante una de las pruebas en estática.

4. Iniciador

El iniciador del motor estaba conformado por un recipiente tubular (ver figura 19), cuyo interior contenía una mezcla de nitrato de potasio, sacarosa y pólvora negra. Dentro de la mezcla que contenía el iniciador se encontraba una pequeña resistencia eléctrica

conectada a un cable calibre 12, que a su vez estaba conectado a un autotransformador y un voltímetro con los cuales se controlaba el voltaje

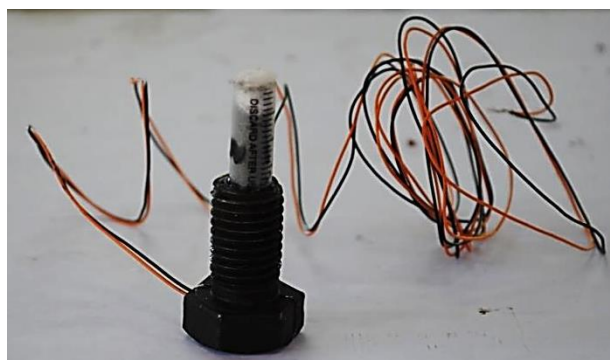


Figura 19. Inicializador del motor ULA-1A

. La mezcla hizo ignición una vez que la resistencia eléctrica se puso al rojo vivo al alcanzar 14 voltios. El inicializador estaba encamisado a un sistema de acero con rosca que lo acoplaba a la culata del motor con silicona roja en las roscas para evitar fuga, como se muestra en la figura 20.



Figura 20. Inicializador acoplado al motor ULA-1A

5. Banco de Pruebas

El banco de pruebas era una estructura de acero de 1.90 m de altura, 0.90 m de ancho, 0.25 m de profundidad, con bases de 0.70 m de profundidad que ofrecen estabilidad a la estructura, como se puede observar en la figura 21. El motor era colocado

verticalmente, apoyando su culata sobre la cabeza de un pistón. En la parte superior del banco se contaba con una guía que sostenía al motor y no permitía su movimiento lateral.



Figura 21. Banco de Pruebas durante la instalación de la instrumentación en el motor ULA-1A para una prueba en estática.

Los motores de cohetes que son sometidos a pruebas en estática son conectados a tierra para minimizar las probabilidades de activación accidental del iniciador por descargas estáticas. Asimismo, el motor tiene como efecto un aumento aproximadamente 10 veces mayor de ruido AC durante la combustión, lo cual se vería reflejado en el registro de datos. Por estas razones, tanto la instrumentación como el sistema de adquisición de datos y el banco de pruebas fueron debidamente aterrados (Fry, 2002).

6. Termocuplas y medición de temperaturas

Se utilizaron termocuplas tipo K, con un rango de trabajo entre $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ y $1350\text{ }^{\circ}\text{C}$, cuyos cables se encontraban recubiertos con termo-encogibles para protegerlos de las temperaturas de los gases de escape, como se observa en la figura 22. Estos cables contaban

con conectores marca Watlow específicos para el tipo de termocuplas utilizadas, con los que se conectaban al sistema de amplificación de datos.

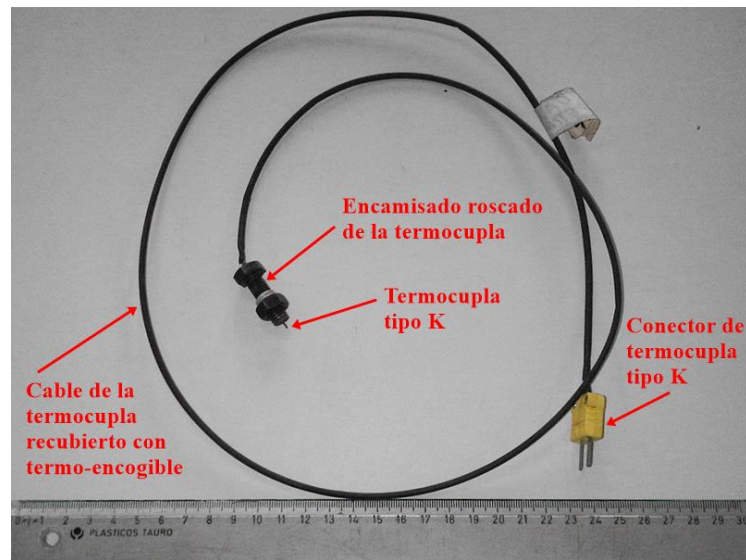


Figura 22. Termocupla tipo K con conector y termo-encogible protector del cable de la termocupla en las experimentaciones del motor ULA-1A.

El flujo de los gases a la salida de la tobera genera un campo acústico considerablemente severo alrededor del motor y los instrumentos. La acústica que incide sobre el cable transmisor de datos causa vibración y distorsiones, lo cual produce variaciones en la capacitancia del cable. Por esta razón era recomendable utilizar cables con baja impedancia (Fry, 2002).

De acuerdo a la información compartida por el equipo de investigadores de la OTAN (Fry, 2002) en decenas de pruebas en estáticas de motores de cohetes de combustible sólido, el efecto producido por el campo acústico fue minimizado utilizando termo-encogibles que recubrían los cables de las termocuplas tipo K, como se muestra en la figura 22.

Las termocuplas fueron dispuestas en cuatro puntos a lo largo de la tobera: En la entrada, en la garganta, en el punto medio del cono de divergencia y a la salida del cono de divergencia, como se puede observar en la figura 23.



Figura 23. Localización de las cuatro termocuplas en la tobera. Termocupla 1: Entrada al cono de convergencia – Termocupla 2: garganta – Termocupla 3: Mitad del cono de divergencia – Termocupla 4: Salida del cono de divergencia.

Las termocuplas estaban encamisadas dentro de cilindros de acero con resina epóxica para protegerlas de las altas temperaturas, sobresaliendo las puntas de todas entre 4 y 6 milímetros para permitir su contacto con el flujo y así garantizar un registro adecuado de temperatura. El cuerpo de las termocuplas se encontraba encamisado para su protección y cada una fue asignada a un punto de medición en específico, como se observa en la figura 24.

7. Sistema de Adquisición de Datos

Las termocuplas fueron conectadas a un sistema de adquisición de datos, el cual se muestra en la figura 24, conformado por una tarjeta de amplificación de señal, mostrada en la figura 25, fabricada en los laboratorios del CIAE-TELMAG con la colaboración del Laboratorio de Electrónica y el Laboratorio de Instrumentación Científica (LIC) de la Facultad de Ciencias. Su principal componente era un amplificador para termocuplas tipo K, con entrada diferencial modelo AD595 que no amplificaba el ruido proveniente de fuentes externas. Entre los otros materiales y componentes utilizados para la elaboración de la tarjeta de amplificación de señal se encuentra una fuente de poder, potenciómetros de precisión, condensador y capacitores electrolíticos. El diseño de la tarjeta amplificadora de

la señal, cuyo plano se muestra en el anexo C, se realizó por medio de un software especializado en el diseño de circuitos electrónicos. Al finalizar la construcción de la tarjeta se procedió a programar la adquisición de la señal, estableciendo la cantidad de datos a obtener por segundo y el punto de calibración (temperatura ambiente y voltaje), para finalmente poder transformar la lectura de voltaje en temperatura (Parco y col., 2011).



Figura 24. Sistema de Adquisición de Datos: 1) Tarjeta de Adquisición de Datos inserta en el computador, 2) Bornera, 3) Sistema de Amplificación de la Señal proveniente de las termocupas.

La señal amplificada fue enviada a una Tarjeta de Adquisición de Datos, marca National Instruments modelo 6024E con 12 bits de resolución, conectada a un computador en donde se almacenó los registros hechos durante el proceso de combustión. Se utilizó un divisor de tensión, conectado a la salida de la Tarjeta Amplificadora y a la Bornera, con el fin de reducir el voltaje proveniente de la Tarjeta Amplificadora y evitar la saturación de voltaje de la Tarjeta de Adquisición de Datos, cuyo rango de trabajo era de ± 10 V.



Figura 25. Tarjeta amplificadora de la señal de las termocupas tipo K, elaborado en los laboratorios de la Universidad de Los Andes para medir temperaturas en el motor ULA-1A.

8. Pruebas en Estáticas y Adquisición de Datos

Para probar el correcto funcionamiento de la tarjeta reductora de voltaje y del sistema de adquisición de datos, se realizó una prueba en estática con 60 gramos de combustible sólido, $\text{KNO}_3 + \text{C}_{12}\text{H}_{22}\text{O}_{11}$, donde se registró un máximo de temperatura de 1422 °C. La instrumentación utilizada fue posteriormente sometida a análisis y se comprobó que no sufrió daños durante la misma.

Antes de realizar las seis pruebas experimentales en estática, se llevó a cabo una serie de pruebas preliminares en las que se reprodujeron las condiciones de las mismas: masa de combustible o propelente, número de muestras por segundo de las termocuplas y número de muestras por canal de las termocuplas. Esto con el fin de verificar el correcto funcionamiento del sistema de amplificación de señal y del sistema de adquisición de datos.

El número de muestras por segundo se estableció en 500 para no saturar el rango de trabajo de la instrumentación. De todas las pruebas en estática realizadas, la máxima temperatura que se midió fue de poco más de 1400 °C. El Factor de Seguridad de las termocuplas permitió la medición de estos valores, además que fueron registrados en cortos períodos de tiempo no mayores a 4 segundos. Antes de cada prueba, se realizaron pruebas en frío, las cuales consistían en poner en funcionamiento la instrumentación y el sistema de adquisición de datos con el motor instalado en el banco de pruebas sin hacer ignición. Una vez que se constataba el correcto funcionamiento de todos los elementos y sistemas, se procedía a la cuenta regresiva para la ignición del motor, manteniendo las estrictas normas de seguridad que se implementaron en todos los casos.

Antes de cada prueba se tomaron medidas de temperatura ambiental y de porcentaje de humedad relativa con un higrómetro digital, como parte del control de calidad. Al finalizar cada prueba, todas las termocuplas eran sometidas a un proceso de limpieza y verificación de continuidad en su señal, con el propósito de corregir algún daño sufrido durante la prueba anterior y poder ser reutilizadas posteriormente.

9. Protocolo de Seguridad

Durante todas las pruebas en estática se implementaron listas de chequeo, en las cuales se llevaban los pasos secuenciales de los procedimientos, además de estrictos protocolos de seguridad que contemplaban notificar a los cuerpos de seguridad de la

Universidad, tales como la Dirección de Vigilancia y los Bomberos de la ULA y se asignaron responsabilidades al personal que participaría en las pruebas, en las que se contaban: Coordinador general, Coordinación de seguridad, encargados de la ejecución de la prueba, Administradores de las Listas de Chequeo, entre otros. Asimismo, se describían las medidas generales de seguridad como la ubicación del banco de pruebas, ubicación de la Mesa de Control y la ubicación y resguardo del personal durante la prueba.

10. Manejo y Procesamiento de Datos Experimentales

El principal propósito del filtrado de datos es el de eliminar los ruidos presentes en la señal recogida por la instrumentación sin perder información importante. Las derivadas de la señal son sensibles a las variaciones del valor y particularmente a la segunda derivada cuando se aplica el método matemático de suavizado de señal. Por esta razón, el método elegido para filtrar los datos obtenidos en las pruebas en estática del motor experimental ULA-1A ha sido el de Savitzky-Golay, por su característica de reducir el ruido mientras se mantiene la frecuencia y amplitud de la señal.

El método S-G se utilizó en el software MATLAB para el filtrado de los datos, donde se utilizó una derivada de segundo orden y una ventana de 101 datos, la cual arrojó los resultados más óptimos sin alteración de los valores medidos, solo se eliminó el ruido y se mantuvo la estructura de la curva.

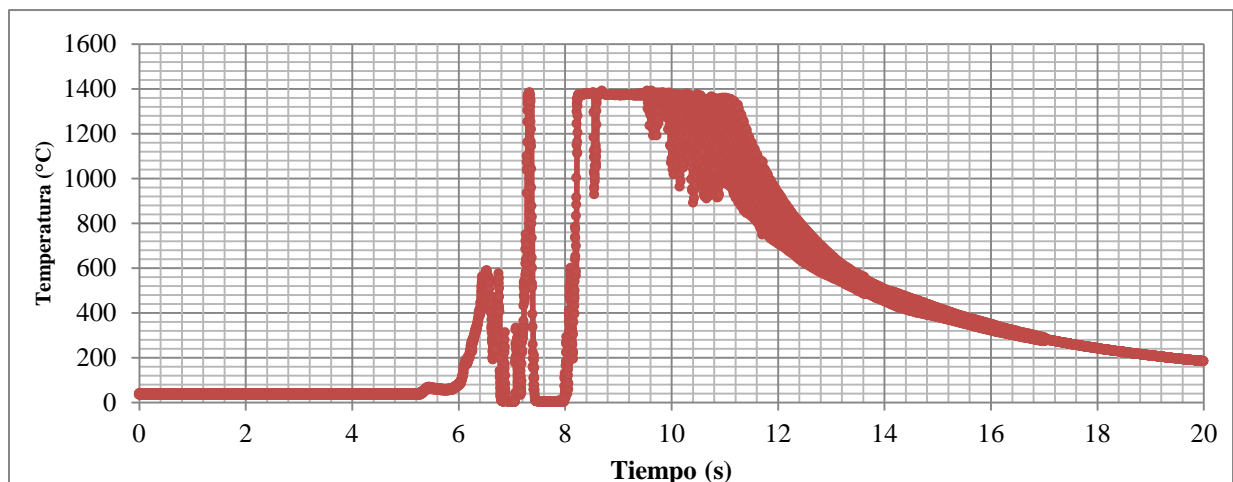


Figura 27. Temperatura en la entrada de la tobera vs tiempo sin filtrar – Prueba 2.

CAPÍTULO III RESULTADOS

Prueba Realizada	Características del grano de combustible				Condiciones ambientales durante ejecución de prueba en estática	
	m (gr)	Di (mm)	De (mm)	L (mm)	T (°C)	Humedad relativa (%)
Prueba 1	388.4	2.3	5.5	11.4	25.8	43.6
Prueba 2	375.6	2	5.6	11	30	43
Prueba 3	339.6	1.7	5.6	9.5	20.1	27.4

Tabla 1. Características de los granos de combustible y de condiciones ambientales para las pruebas en estática con proporción 65/35.

Gráficas

En la figura 28 se observa cómo la temperatura en la prueba 1 (curva azul) aumentó en menos de 1 s hasta alcanzar un máximo de 1400 °C, disminuyendo inmediatamente a 1339 °C para luego mantenerse de manera constante hasta los 2,4 s aproximadamente, en donde se registró un pequeño aumento de temperatura (alrededor de 1374 °C). A partir de los 2.62 s, la temperatura empezó a disminuir progresivamente, observándose unas ligeras fluctuaciones entre 3 y 4.5 s.

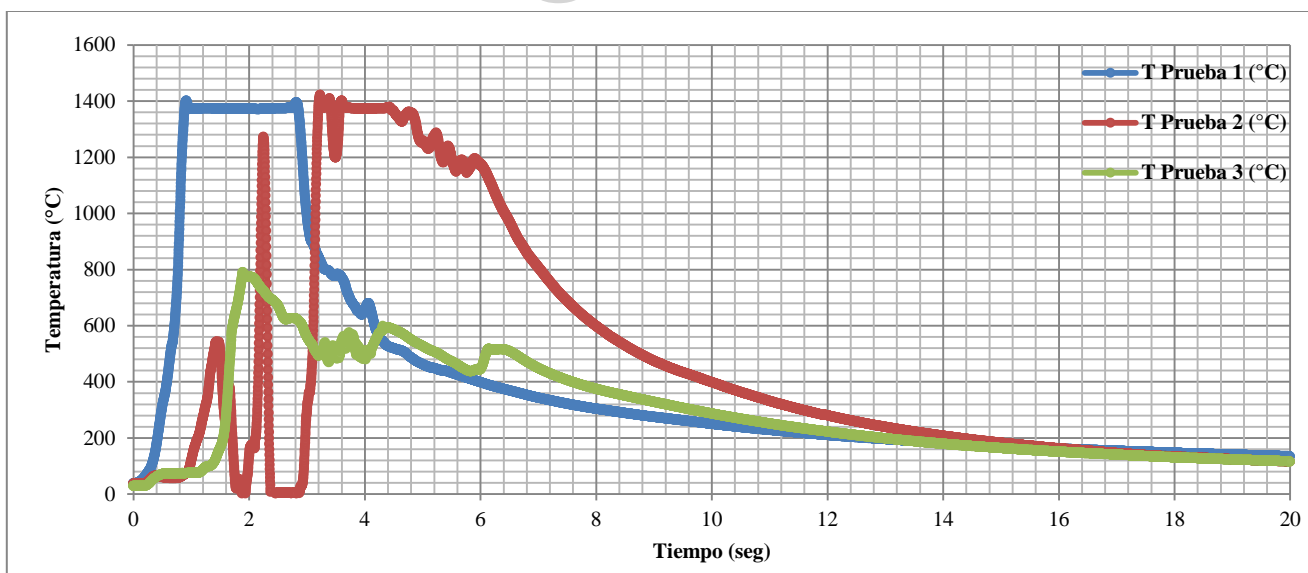


Figura 28. Temperaturas en la entrada de la tobera vs tiempo

En la prueba 2 (curva roja), entre 0 s y 2.7 s se observaron drásticas fluctuaciones alcanzando máximas temperaturas de 526 °C y 1260 °C a los 1.4 s y 2.24 s, respectivamente, para caer después por debajo de 0 °C cada una de ellas. A partir de este

momento se observa una tendencia ligeramente descendente de la temperatura hasta alcanzar 1175 °C a los 5.85 segundos. Durante este periodo se observaron fluctuaciones importantes. La temperatura empezó a disminuir progresivamente desde los 5.85 s.

En la prueba 3 (curva verde) se registró un máximo de temperatura de 790 °C a los 1.9 s. Se observó una disminución de temperatura hasta los 642 °C a los 2.56 s. A partir de este momento, la temperatura experimentó múltiples aumentos y descensos con rangos de variaciones máximos de aproximadamente 70 °C. A los 4.31 s se registró una temperatura de 442 °C, la cual disminuyó posteriormente a 459 °C a los 6 s. A los 6.12 s se registró 507 °C. A partir de los 6.34 s aproximadamente la temperatura disminuyó progresivamente hasta cerca de los 100 °C a los 20 s.

Como se observa en la figura 28 en la entrada de la tobera, las pruebas 1 y 3 arrojaron una tendencia similar en el comportamiento, a pesar de no alcanzarse los mismos valores máximos. La prueba 2 arrojó máximas temperaturas aproximadamente similares a las de la prueba 1.

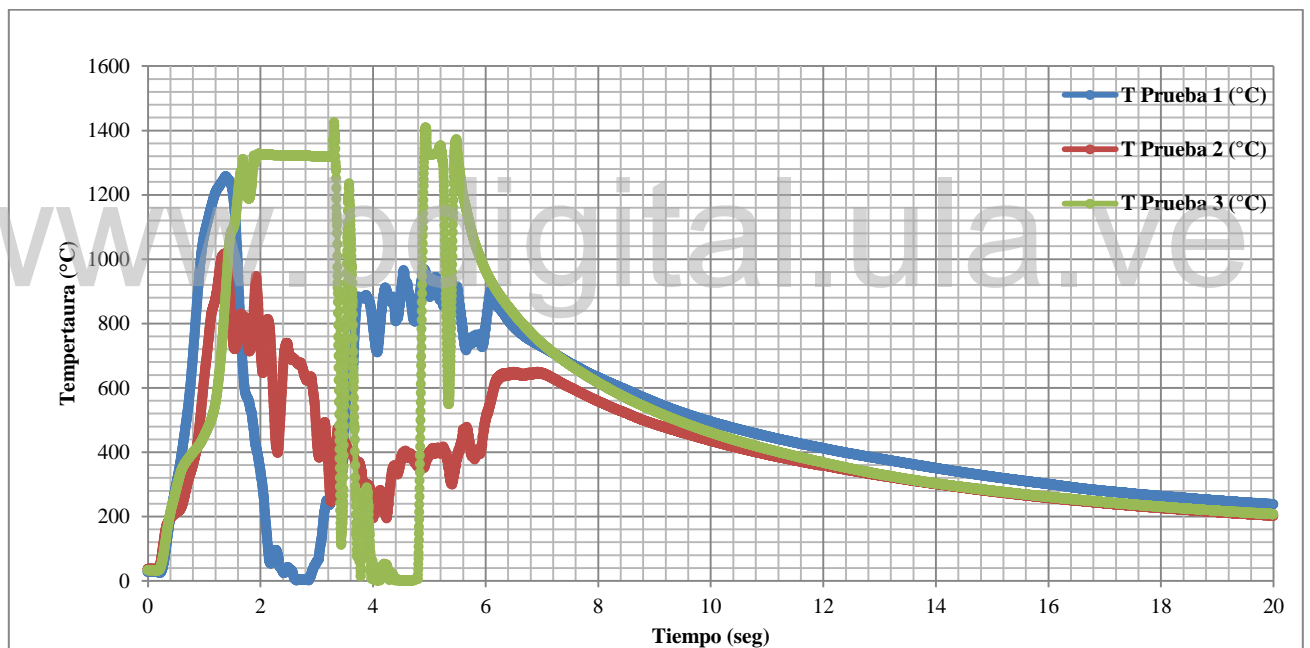


Figura 29. Temperaturas en la garganta de la tobera vs tiempo

En la prueba 1 (curva azul) de la figura 29, se observa cómo se alcanzó la temperatura máxima de 1257 °C a los 1.39 s. A partir de ese momento se registró una caída abrupta de la temperatura hasta por debajo de los 0 °C. Luego, la temperatura aumentó hasta alcanzar los 926 °C a los 3.64 s, con fluctuaciones a partir de ese momento hasta los 6.08 segundos, momento a partir del cual la temperatura disminuyó progresivamente.

En la prueba 2 (curva roja) de la figura 29 la máxima temperatura 1016 °C se alcanzó a los 1.36 segundos. A partir de dicho instante se registró una disminución en los valores de la temperatura de manera escalonada, con fluctuaciones con rangos mínimos de

aproximadamente 58 °C y rangos máximos de 278 °C. A los 4.19 s la temperatura registrada fue de 430 °C y siguió aumentando con fluctuaciones hasta los 639 °C a los 6.30 s. Dicha temperatura aproximada se mantuvo de manera constante hasta los 6.97 s, instante a partir del cual empezó a disminuir.

En la prueba 3 (curva verde), según se observa en la figura 29, se alcanzó la temperatura máxima de 1305 °C a los 1.7 s, observándose un hombro a los 1.75 s y un nuevo aumento a los 2 segundos hasta 1325 °C, manteniéndose prácticamente constante hasta los 3.15 s. A partir de dicho instante hasta los 4.91 segundos se registraron temperaturas con fluctuaciones extremas desde valores por debajo de los 0°C hasta máximas de 1424 °C. Alrededor de los 1361 °C a los 5.47 s se observó la disminución de la temperatura de manera progresiva.

En las tres curvas mostradas en la figura 29 para temperatura en la garganta de la tobera se observó un comportamiento similar al inicio hasta alcanzar sus máximas temperaturas, con valores máximos semejantes para las pruebas 1 y 3 y el menor valor para la prueba 2. A partir de dicho punto, en las tres señales se observaron fluctuaciones semejantes, con la diferencia de que en la prueba 2 no se alcanzaron valores mínimos por debajo de 0 °C, como es el caso de las pruebas 1 y 3. Posteriormente, se observó una estabilización de la señal alrededor de los 6 s para las pruebas 1 y 2 y alrededor de los 5.5 s para la prueba 3 durante el enfriamiento hasta los 20 s.

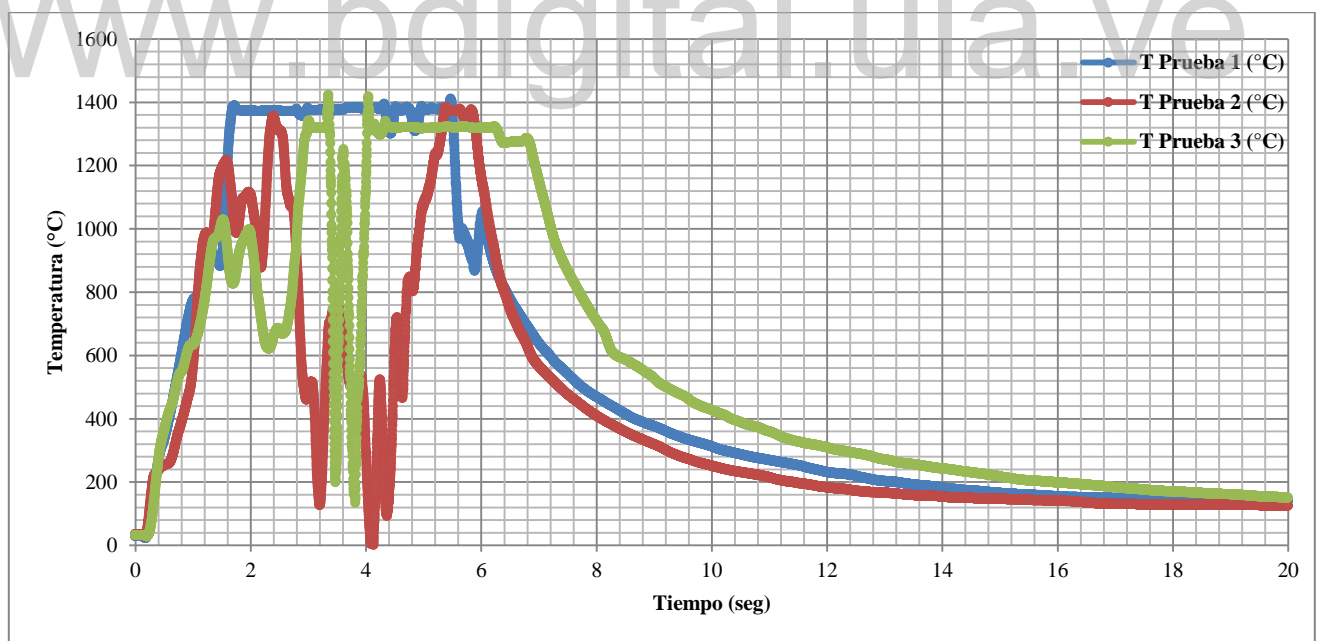


Figura 30. Temperaturas en el cono de divergencia de la tobera vs tiempo

En la figura 30 se observa que la temperatura en el cono de divergencia para la prueba 1 (azul) fue de 1369 °C y se alcanzó a los 1.7 segundos. Se registraron temperaturas aproximadamente estables alrededor de los 1371 °C hasta los 5.47 s, con algunas

fluctuaciones a los 4.38 s y a los 4.82 s. A los 5.47 s la temperatura descendió abruptamente con algunas fluctuaciones notables a los 5.69 s y a los 5.89 s. Desde dicho instante, la temperatura prosiguió disminuyendo progresivamente.

En la curva de la prueba 2 (roja) se observa que durante el aumento de temperatura, la misma sufrió una inflexión aproximadamente a los 0.3 s, para seguir aumentando escalonadamente hasta los 1207 °C a los 1.55 se. A partir de allí se registró una serie de fluctuaciones con rangos máximos de aproximadamente 400 °C hasta los 2.38 s, momento en el cual se registró 1351 °C. Una vez alcanzado este valor, los valores de temperatura disminuyeron rápidamente, con fluctuaciones intermedias, hasta por debajo de los 0 °C alrededor de los 4.1 s. Posteriormente, la temperatura aumentó nuevamente hasta alcanzar una máxima de 1385 °C a los 5.39 s, la cual se mantuvo más o menos constante hasta los 5.86 s. A partir de ese momento se registró un proceso de enfriamiento progresivo.

En la curva de la prueba 3 (verde), la temperatura aumentó con pequeños escalonamientos hasta alcanzar 1023 °C a los 1.5, sufriendo luego una baja hasta 627 °C a los 2,28 s, con escalonamientos intermedios, para luego aumentar hasta 1336 °C a los 2.99 s. A partir de ese momento se observaron fluctuaciones bruscas con rangos de hasta 1200 °C. A los 4.08 s la curva experimentó cierta estabilización a una temperatura alrededor de los 1321 °C hasta los 6.23 s, donde se inició el proceso de enfriamiento con una pequeña inflexión a los 6,7 s y luego prosiguió disminuyendo.

De las 3 curvas de la figura 30 se observa que los tiempos de paso de los gases a través de la tobera fueron similares en las pruebas 1 y 2, desde 0 segundos hasta cerca de los 6 s, mientras que dicho tiempo para la prueba 3 fue mayor, hasta aproximadamente 6.8 s. Asimismo, la curva más estable durante el registro de las máximas temperaturas fue la perteneciente a la prueba 1. La señal menos estable fue la registrada durante la prueba 2, ya que se alcanzaron valores por debajo de los 0 °C.

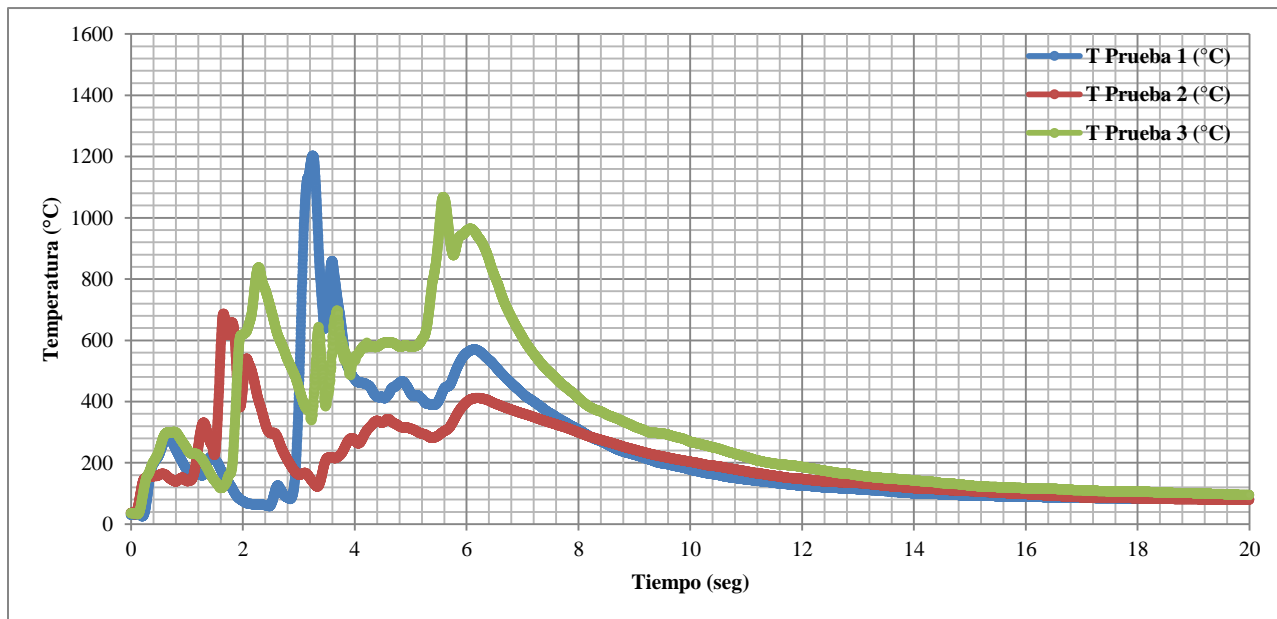


Figura 31. Temperaturas en la salida de la tobera vs tiempo

En la figura 31 se puede observar como las pruebas 1 y 3 describieron un comportamiento similar al inicio, hasta alcanzar el máximo de temperaturas con valores parecidos alrededor de 276 °C y 298 °C respectivamente, a los 0.6 s, mientras que la prueba 3 alcanzó 154 °C a los 0.33 s. En la prueba 1 (azul), una vez alcanzado ese pico inicial, la curva describió un descenso hasta 59 °C a los 2.46 s, para luego alcanzar un máximo de 1202 °C a los 3.25 s. A partir de ese momento, se inició el proceso de enfriamiento con inflexiones en la curva a los 3.47 s a 638 °C y a los 3.6 s con 854 °C, para disminuir una vez más con fluctuaciones importantes hasta aumentar a 565 °C a los 6.07 s, desde donde se continuó el proceso de enfriamiento.

Las pruebas 2 y 3 (rojo y verde, respectivamente) describieron un comportamiento similar entre sí, en tanto que se observan picos máximos en 1.66 s a 686 °C para la prueba 2 y un pico a los 2.27 s a 836 °C. En ambas se registró una caída de la temperatura a los 3.2 s, con 122 °C para la prueba 2 y con 338 °C para la prueba 3. A partir de ese momento, ambas describieron aumentos de temperaturas con presencia de fluctuaciones marcadas, hasta alcanzar picos de 410 °C a los 6.14 s en la prueba 2 y 1067 °C a los 5.58 s en la prueba 3. El proceso de enfriamiento progresivo en las tres pruebas se inició a partir de los 6.1 s aproximadamente.

www.bdigital.ula.ve

CAPÍTULO IV

DISCUSIÓN

En la primera prueba en estática del motor ULA-1A (figura 28), se pudo observar cómo la temperatura a la entrada de la tobera mostró un comportamiento estable durante el aumento y luego se mantuvo aproximadamente constante alrededor de 1400°C por un lapso aproximado de 3 segundos, hasta que comenzó el proceso de enfriamiento, cuando se observaron aumentos de temperatura que no deberían estar presentes. Esto indica que el flujo de gases experimentó una alteración hacia el final de su paso por la entrada de la tobera. Una vez que el flujo alcanzó la garganta (figura 29), se registró una serie de fuertes fluctuaciones después de que se alcanzó una temperatura máxima de 1257°C , pero a partir de ese momento la señal sufrió una serie de anomalías hasta estabilizarse relativamente al pasar los 4 segundos, registrando una serie de picos con fluctuaciones violentas en la temperatura. Esto lleva a pensar, que se originaron varias ondas de choque oblicuo con sus respectivas intersecciones de familias de ondas de choque opuesto (Anderson 2004).

Cada fluctuación en este punto de la tobera podría interpretarse como una onda incidental de choque, las cuales podrían poseer un mismo ángulo de deflexión por ocurrir dentro de un dispositivo cuyas paredes son simétricas. Esto querría decir que no habría línea de deslizamiento y el patrón de flujo entre las regiones formadas por ambas ondas sería el mismo, ya que ambas ondas tendrían en teoría la misma fuerza.

Dentro de la garganta de la tobera (figura 29) se encontrarían las ondas incidentales de choque originadas en el cambio de sección entre el cono de convergencia y la garganta, por lo tanto esto podría influir en los últimos datos registrados en la entrada de la tobera durante la segunda y tercera prueba. Adicional a esto, el fenómeno se hace más evidente en la segunda prueba, donde se observaron fluctuaciones que no estaban presentes en la primera. Sin embargo, una vez estabilizada la señal, se registraron una serie de máximos de temperatura indicando la posible presencia de ondas de choque y la existencia de intersección de ondas oblicuas originadas por el cambio de sección entre la cámara de combustión y el cono de convergencia, lo que sería un indicio de que el flujo ya era supersónico en la cámara de combustión. La entrada de la tobera (figura 28) en la tercera prueba indicó una posible deficiencia en el registro, ya que las temperaturas máximas

registradas estuvieron muy por debajo de las registradas durante la primera y la segunda prueba. Sin embargo, en esta también se pudo observar fluctuaciones en la curva durante lo que debería ser la disminución progresiva de la temperatura de los gases hacia el final del proceso. Esto podría ser causado por la presencia de intersección de ondas que hacen aumentar la temperatura en ciertos momentos, donde cada pico es más bajo que el anterior, lo cual coincide con las características de los parámetros físicos entre ondas incidentales: en el caso de la temperatura estática, ésta es menor que la temperatura de la onda incidental anterior (Anderson, 2004). La temperatura en la garganta durante la segunda prueba (figura 29), mostró un patrón de fluctuaciones muy marcadas similares a las de la primera, demostrando que el fenómeno que hizo que la temperatura del flujo aumentara bruscamente estaba presente nuevamente en esta prueba. Igualmente, el mismo patrón fue observado en la tercera prueba, pero en periodos más cortos.

Como se puede observar en la figura 30, durante el paso del flujo por el cono de divergencia, en donde se debería estar originando la expansión de los gases productos de la combustión, la temperatura máxima aumentó con respecto a la garganta, en la primera y segunda pruebas, mientras que los valores máximos en la tercera prueba se mantuvieron similares a los de la garganta. Inclusive, en el caso de la primera prueba se observó un aumento súbito de temperatura durante lo que debía ser el enfriamiento de los gases, lo que indica la posible presencia de una onda de choque y no de expansión como debería ser en ese punto, recordando que cuando el flujo atraviesa una onda de expansión su temperatura estática disminuye mientras que si atraviesa una onda de choque, aumenta (NASA, 2011). Una de las principales causas de la presencia de una onda de choque en el cono de divergencia es la producción de separación de flujo de las paredes de la tobera, originando cargas laterales (Östlund, 2004). El flujo en este punto durante las tres pruebas tuvo similar comportamiento, salvo las anomalías intermedias entre los 2 y 6 segundos, que pudieron haber sido originadas por los efectos de las ondas de choque en las que probablemente se alcanzaron valores de temperatura superiores a la capacidad de las termocuplas utilizadas en estas experimentaciones.

En la salida de la tobera (figura 31), se pudo observar que durante las tres pruebas se registraron disminuciones de temperatura luego de alcanzar un primer pico máximo casi al principio del proceso, lo que podría ser un indicativo de que el flujo empezó a expandirse.

No obstante, luego de un muy corto período de tiempo se registraron incrementos bruscos hasta altos valores de temperatura, lo cual indica grandes probabilidades de que se hayan producido ondas de choque a causa de cargas laterales en el cono de divergencia. En las tres pruebas se observa que esos picos máximos ocurrieron en más de una ocasión, por lo que es posible que se hayan dado nuevamente las intersecciones de ondas justo a la salida de la tobera. Otra posibilidad para estas variaciones en este punto puede ser explicado por el mismo hecho de la existencia de la cargas laterales, que podrían hacer que el flujo en ciertos instantes deje de hacer contacto con la termocupla y es allí donde se registran las caídas de temperatura (Hunter, 1995). No obstante, este parece no ser el caso en la prueba 3, en la cual se registró la mayor temperatura hacia el final del proceso, hecho que apunta más hacia la existencia de una onda de choque en este punto.

Todo lo anteriormente discutido lleva a pensar que el flujo dentro de la cámara de combustión probablemente era supersónico. De ser así, se producirían ondas de choque oblicuas dentro de la tobera. Dadas sus características físicas, las ondas de choque originadas en el interior de la tobera crearán también intersección de ondas de choque opuestas. Cuando existen ondas de choque oblicuas es imprescindible tener valores reales de presión, adicionalmente a los valores de temperatura, para poder calcular el valor del número de Mach, velocidad y densidad del flujo aguas arriba de la onda de choque y poder calcular el ángulo de deflexión de la onda y el ángulo de deflexión del flujo libre aguas abajo de la misma (Anderson, 2004).

Si los gases efectivamente alcanzan régimen supersónico en la cámara de combustión, la configuración de tobera debe ser cambiada. En estos casos se deben utilizar toberas solo divergentes, ya que el flujo alcanza $M > 1$ antes de entrar a la tobera (Hunter, 1995, Östlund, 2004). La presencia de la sección convergente es contraproducente para un flujo que ya es supersónico, porque éste es desacelerado al disminuir el área al entrar en la garganta llevándolo a velocidad subsónica, de allí que se produzcan ondas de choque, y cuando llega a la divergencia la expansión es ineficiente, por lo tanto se disminuye el empuje y la eficiencia de la tobera es menor (Crowe y col., 1964; NASA, 1971). Sin la sección convergente, el flujo pasaría directamente a la garganta para aumentar su presión y luego pasaría al cono de divergencia para expandir los gases hasta aprovechar la máxima energía cinética que estos puedan entregar.

Recomendaciones:

- Realizar más pruebas en estática con los mismos parámetros físicos establecidos en las tres pruebas llevadas a cabo en el presente trabajo.
- Incluir transductores de presión en el banco de pruebas para poder hacer mediciones de presión en la garganta de la tobera, ya que éste es un punto crítico en el diseño y con esta variable independiente, más la temperatura, se puede establecer numéricamente el comportamiento del flujo dentro de la garganta durante la existencia de ondas de choque intersecadas. De esta manera se podrá calcular los ángulos de deflexión de la o las ondas y así establecer el número de Mach dentro de la garganta.
- Para evitar las interferencias que registraron las 4 termocuplas al alcanzar máximos de temperatura alrededor de los 1400 °C, se recomienda utilizar termocuplas tipo R o tipo S, cuyos rangos máximos de operación son mayores que los de las termocuplas tipo K.
- De igual manera se recomienda reforzar el recubrimiento de los cables de las termocuplas (los termo-encogibles) para evitar que el campo acústico causado por la salida de los gases estén afectando la toma de datos. Asimismo, se recomienda reforzar las carcasas del sistema de adquisición de datos, y añadir un recubrimiento aislante.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. Anderson, John D. Modern Compressible Flow with Historical Perspective. Third Edition. International Edition. 2004. McGraw-Hill.
2. Ames Research Staff. Equations, Tables and Charts for Compressible Flow. Report 1135. NACA. 1953.
3. Crowe, C. T. ; Woolfolk, R. W. ; Dunlap, R. ; Hermsen, R. W. ; Willoughby, P. G. Dynamics of Two-Phase Flow in Rocket Nozzles. United Technology Center, Sunnyvale, California. 1964.
4. Fry, R. S. Solid Propellant subscale Burning Rate Analysis Methods for U.S and Selected NATO Facilities. Chemical Propulsion Information Agency. CPTR 75. 2002.
5. Hadjadj, Abdillah; Onofri, Marcello. Nozzle Flow Separation. Shock Waves. Springer-Verlag. 2009.
6. Hagemann, Gerald. Advanced Rocket Nozzles. Journal of Propulsion and Power. Vol. 14, No. 5, Septiembre – Octubre 1998.
7. Hunter, Craig A. An Approximate Theoretical Method for Modeling the Static Thrust Performance of Non-axisymmetric Two-Dimensional Convergent-Divergent Nozzles. Langley Research Center. NASA Contractor Report 195050. 1995.
8. Kubota, Naminosuke. Propellants and Explosives – Thermochemical Aspects of Combustion. Wiley-VCH Editorial, 2002.
9. Marcano, Vicente y colaboradores. Progresos Alcanzados en el Proyecto Universitario Cohete Sonda ULA. Revista Universidad, Ciencia y Tecnología. UNEXPO, Volumen 13, N° 53, Diciembre 2009. pp 305-316.
10. Mohd Ja'afar, Mohammad Nazri y colaboradores. Characteristic of Potassium Nitrate Based Solid Rocket Propellant. 2nd World Engineering Congress. Sarawak, Malaysia, 22-25 July 2002. Universiti Teknologi Malaysia, Malaysia.
11. Östlund, Jan. Flow Processes in Rocket Engine Nozzles with Focus on Flow Separation and Side-loads. Technical Report 2002:09. ISSN 0384-467X. Department of Mechanics. Royal Institute of Technology. Stockholm. Sweden. 2002

12. Östlund, Jan. Supersonic Flow Separation with Application to Rocket Engine Nozzles. Technical reports form Royal Institute of Technology. Department of Mechanics. S-100 44. Stockholm. Sweden. 2004.
13. Parco B. María A. y colaboradores. Desarrollo de una Tarjeta de Amplificación de Señal para Termocuplas Tipo K Aplicada a la Caracterización Termodinámica del Motor del Cohete Sonda ULA. Adv. Mat. Sci. & Technol. N° 6. Art. 3, pp 33-39. 2011.
14. Schafer, Ronald W. What Is a Savitzky-Golay Filter? IEEE Signal Processing Magazine. 1053-5888/11. 2011.
15. Shimizu, Taro; Koderu, Masatoshi; Tsuboi, Nobuyuki. Internal and External Flow of Rocket Nozzle. Journal of the Earth Simulator. Volume 9, pp 19-26. March, 2008
16. Smalley, Kurt B.; Brown, Andrew, Ruf, Joseph; Gilbert, John. Flow Separation Side Loads Excitation of Rocket Nozzle FEM. NASA. MSF 040.
17. Smith, Steven W. Digital Signal Processing: A Practical Guide for Engineers and Scientists. Elsevier Science. 2003
18. Sutton, George P.; Biblarz, Oscar. Rocket Propulsion Elements. Seventh Edition. John Wiley & Sons, Inc. 2001.
19. Space Vehicle Design Criteria (Chemical Propulsion). Solid Propellant Selection and Characterization, NASA SP-8064. June 1971.
20. Solid Propellant Section and Characterization. Space Vehicle Design Criteria (Chemical Propulsion). NASA SP-8064. 1971.
21. Solid Rocket Motor Performance Analysis and Prediction. Space Vehicle Design Criteria (Chemical Propulsion). NASA SP-8339. 1971.
22. Solid Rocket Motor Nozzles. NASA SP-8115, Washington, D.C., 1975.
23. NASA: Nozzle Design. Converging-Diverging (CD) Nozzles. Beginner's Guide to Rockets. <http://exploration.grc.nasa.gov/education/rocket/nozzle.html>. Editor: Tom Benson. Última fecha de actualización: Julio, 2011.
24. NASA, Glenn Research Center: Isentropic Flow. Beginner's Guide to Compressible Aerodynamics Site. <http://www.grc.nasa.gov/WWW/k-12/airplane/isentrop.html>. Editor: Tom Benson. Última fecha de actualización: Julio, 2011.

25. NASA, Glenn Research Center: Oblique Shock Wave. Compressible Aerodynamics Index. <http://www.grc.nasa.gov/WWW/k-12/airplane/oblique.html>. Editor: Tom Benson. Última fecha de actualización: Julio, 2011.
26. NASA, Glenn Research Center: Expansion Fan. Compressible Aerodynamics Index. <http://www.grc.nasa.gov/WWW/k-12/airplane/expans.html>. Editor: Tom Benson. Última fecha de actualización: Julio, 2011.

www.bdigital.ula.ve

ANEXOS

www.bdigital.ula.ve

ANEXO A

Ecuaciones que describen el funcionamiento de una tobera convergente-divergente en la que el flujo subsónico desacelera en la sección convergente y el flujo supersónico acelera en la sección divergente.

Partiendo de la ecuación de continuidad:

$$\dot{m} = \rho VA = \text{constante} \quad (28)$$

\dot{m} = flujo másico

ρ = Densidad

V = Velocidad del gas

A = Área de la sección transversal del flujo

Derivando dicha ecuación, se obtiene:

$$VAdP + \rho AdV + \rho VdA = 0 \quad (29)$$

Dividiendo entre (ρVA) , se tiene:

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dV}{V} + \frac{dA}{A} = 0 \quad (30)$$

Utilizando la ecuación de conservación de momento:

$$\rho VdV = -dP \quad (31)$$

Y la relación isoentrópica en un flujo:

$$\frac{dP}{P} = \gamma \frac{d\rho}{\rho} \quad (32)$$

De donde

$$dP = \gamma P \frac{d\rho}{\rho} \quad (33)$$

Usando la ecuación de estado:

$$\frac{P}{\rho} = RT \quad (34)$$

Se tiene:

$$dP = \gamma RT d\rho \quad (35)$$

Sabiendo que

$$a^2 = \gamma RT \quad (36)$$

Donde a es la velocidad del sonido. Por lo tanto

Por lo tanto

$$dP = a^2 d\rho \quad (37)$$

Combinando ahora las ecuaciones de cambio en la presión con la de momento:

$$\rho V dV = -a^2 d\rho \quad (38)$$

Despejando $d\rho/\rho$

$$\frac{V}{a^2} dV = -\frac{d\rho}{\rho} \quad (39)$$

Sabiendo que

$$M = \frac{V}{a} \quad (40)$$

$$a = \frac{V}{M} \quad (41)$$

Sustituyendo

$$\frac{V}{V^2/M^2} dV = -\frac{d\rho}{\rho} \quad (42)$$

$$\frac{M^2}{V} dV = -\frac{d\rho}{\rho} \quad (43)$$

$$-M^2 dV = \frac{d\rho}{\rho} \quad (44)$$

Sustituyendo en la ecuación de flujo másico:

$$-M^2 \frac{dV}{V} + \frac{dV}{V} + \frac{dA}{A} = 0 \quad (45)$$

$$(-M^2 + 1) \frac{dV}{V} + \frac{dA}{A} = 0 \quad (46)$$

Finalmente

$$(1 - M^2) \frac{dV}{V} = -\frac{dA}{A} \quad (47)$$

www.bdigital.ula.ve

ANEXO B

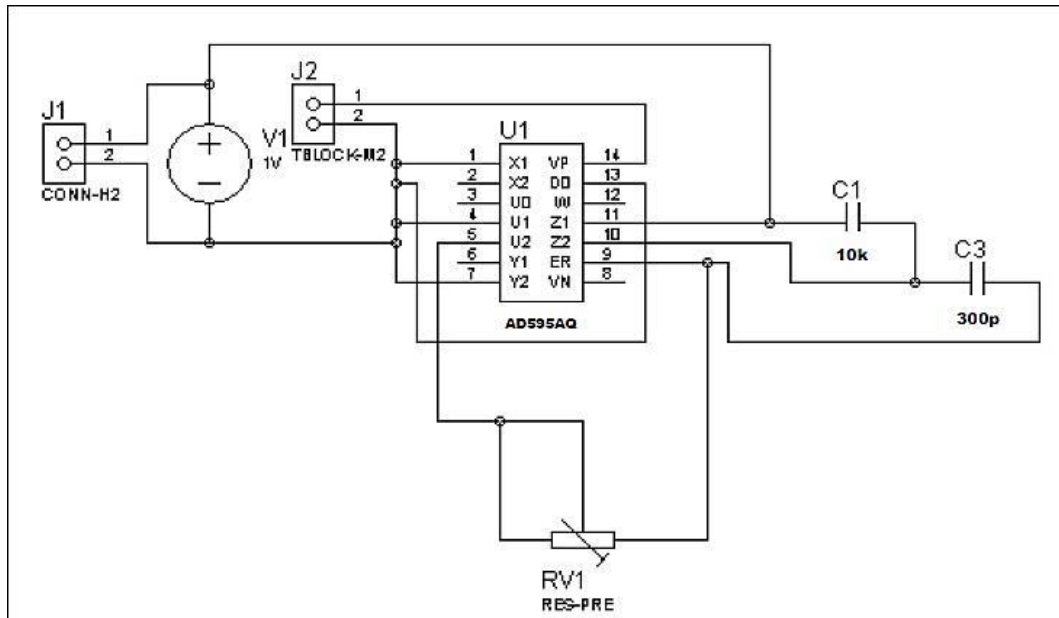


Figura 32. Plano esquemático del circuito de la tarjeta amplificadora de la señal procedente de una termocupla tipo K.

www.bdigital.ula.ve