

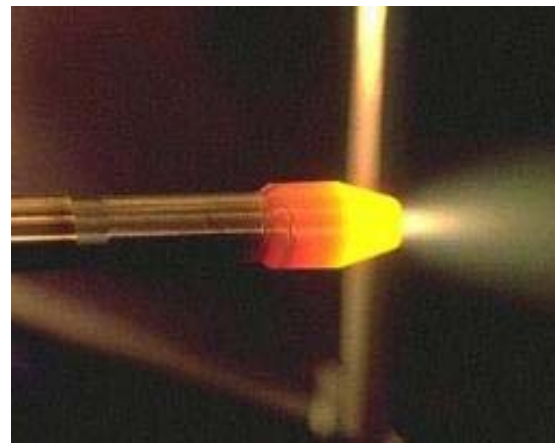
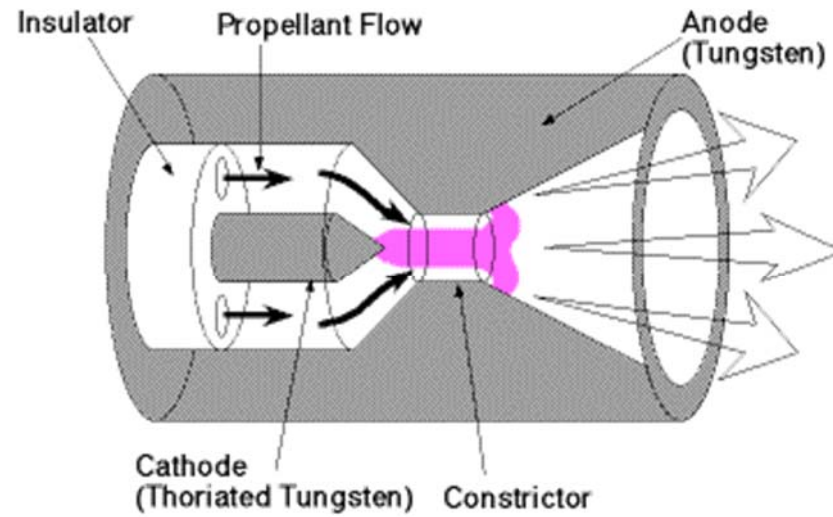
# Máster Universitario en Sistemas Espaciales

## PROPULSIÓN ELÉCTRICA: Arco

***Curso de PROPULSIÓN ESPACIAL Y  
LANZADORES***

***Curso 1º; Cuatrimestre 1º  
José L. Montañés***

# Arcjet



# Análisis del Funcionamiento de un Chorro de Arco

## • Introducción

- Este análisis nos dará idea del orden de magnitud de los resultados y nos iluminará en la mecánica involucrada
- Primero, nos fijaremos en un arco sin flujo dentro de un contenedor refrigerado. Después, extenderemos el análisis a la existencia de flujo. Finalmente, extraeremos resultados para la propulsión por arco

## • Hipótesis Físicas Básicas

- La conductividad eléctrica de un gas,  $\sigma$ , responderá al modelo

$$\sigma = \begin{cases} 0 & (T < T_e) & (T_e \approx 6000 - 7000 \text{ K}) \\ a(T - T_e) & (T > T_e) & (a \approx 0,8 \text{ Si} / \text{m} / \text{K}) \end{cases}$$

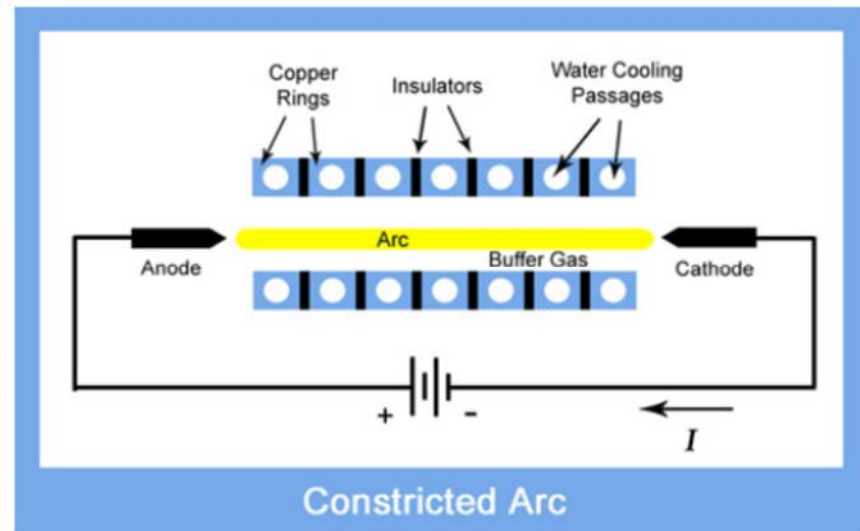
- La conductividad térmica,  $k$ , del gas se modelará como una constante (con valores distintos dentro o fuera del arco)

- Esta es una simplificación muy drástica ya que  $H_2$  y  $N_2$  tienen una  $k(T)$  con grandes picos en el rango de disociación (2000 – 5000 K) y en el rango de ionización (12000 – 16000 K)
- Como  $k$  siempre multiplica a un gradiente de temperatura, la combinación relevante es  $d\Phi(T) = kdT$ , y escogeremos un valor medio apropiado,  $\bar{k}$

$$\bar{k} = \frac{1}{T_2 - T_1} \int_{T_1}^{T_2} k dT$$

- El gas del arco lo modelizaremos como ideal, aún cuando existan grandes variaciones en su masa molecular y su entalpía crezca rápidamente en los rangos de disociación e ionización.
- En particular,  $c_p = \left(\partial h / \partial T\right)_p$ , tiene grandes picos, como  $k(T)$ , y, otra vez, también, usaremos valores medios.
- El arco se supone cuasi-cilíndrico, con simetría axial, y con gradientes radiales mucho mayores que los axiales.

- La región del flujo se divide en tres subdominios.
  - a) El arco propiamente dicho, para  $r < R_a(x)$ , correspondiente a  $T > T_e$ . Esta es la única región que lleva corriente.
  - b) El gas en la zona exterior, no ionizado y con  $T < T_e$ .
  - c) Una capa delgada de transición entre a) y b). Puede ser necesaria por precisión, pero se ignorará en este análisis



- **Arco Contenido, Sin Flujo**
  - La configuración típica es un recipiente cilíndrico fuertemente refrigerado con agua, hecho con segmentos aislados de cobre, con el arco funcionando en su línea central.

- Excepto para la región cerca del electrodo, las propiedades del arco son constantes a lo largo de su longitud.
- En una sección frontal, el campo eléctrico axial  $E = E_x$  es independiente del radio, y  $E_r$  es pequeño.
- La tasa de variación de la disipación Óhmica es  $\vec{j} \cdot \vec{E}$  por unidad de volumen, o  $\sigma E^2$ , ya que  $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ .
- $\sigma$  varía fuertemente dentro del arco, desde 0 en  $r = R_a$  a su máximo valor  $\sigma_c$  en la línea central. Como aproximación tosca, se tomará  $\sigma_c/2$  como un valor medio representativo. Así que la cantidad de calor depositado óhmicamente por unidad de longitud es

$$\frac{1}{2} \pi R_a^2 \sigma_c E^2$$

- Este calor debe ser conducido a la periferia del arco y ser igual a

$$(2\pi R_a) \left( k \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R_a}$$



- Tomando el gradiente de temperatura de forma grosera como

$$\left(-\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{R_a} \cong 2 \frac{T_c - T_e}{R_a}$$

- Se obtiene

$$\pi R_a^2 \frac{1}{2} \sigma_c E^2 = 2\pi R_a k_c 2 \frac{T_c - T_e}{R_a} \Rightarrow E = 2 \sqrt{\frac{2k_c (T_c - T_e)}{\sigma_c}} \frac{1}{R_a}$$

- Y como  $\sigma_c = a(T_c - T_e)$  queda

$$E = 2 \sqrt{\frac{2k_c}{a}} \frac{1}{R_a}$$

- Este resultado importante indica que el campo del arco, y por consiguiente su voltaje, es inversamente proporcional a su radio: la disipación debe crecer si el arco se contrae (se hace más delgado), lo que mejoraría su refrigeración. Pero todavía no se conoce  $R_a$ , solo se conoce el diámetro geométrico,  $R_c$ .

- La corriente total del arco es  $I = \int_0^{R_a} 2\pi r (\sigma E) dr$ , usando el valor medio de la conductividad,  $\bar{\sigma} \cong \sigma_c / 2$ , se tiene

$$I = \pi R_a^2 \frac{\sigma_c}{2} E$$

- y sustituyendo

$$I = \pi R_a^2 \frac{a(T_c - T_e)}{2} 2\sqrt{2\frac{k_c}{a}} \frac{1}{R_a} \Rightarrow I = \pi\sqrt{2ak_c} (T_c - T_e) R_a$$

- Multiplicando el campo por la corriente, se llega a

$$EI = 4\pi k_c (T_c - T_e)$$

- Que es otra forma de expresar el balance térmico. Su principal mensaje es que la temperatura en el línea central del arco  $T_c$  crece linealmente con la potencia del arco por unidad de longitud,  $EI$ .



- Todo lo que se vea aquí, será de aplicación al arco con flujo. La diferencia es cómo se evacua el calor desde la periferia del arco.
- Sin flujo, la evacuación es por conducción a través del gas inerte. Si  $k_{out}$  es su conductividad térmica (probablemente mucho menor que  $k_c$ ), y si despreciamos los efectos cilíndricos, se debe igualar el flujo de calor (por unidad de área) en ambas caras del borde del arco.

$$k_c 2 \frac{T_c - T_e}{R_a} = k_{out} \frac{T_e - T_w}{R_c - R_a}$$

- donde  $T_w$  es la temperatura de la pared del recipiente, controlada externamente. Llevando esta ecuación a la corriente

$$I = \left( \pi R_a \sqrt{2 a k_c} \right) \frac{1}{2} \frac{k_{out}}{k_c} \frac{R_a}{R_c - R_a} (T_e - T_w)$$

- Esta es una ecuación cuadrática para el radio del arco,  $R_a$ . Para simplificar el álgebra, se introducen cantidades adimensionales

$$I^* = I / I_{ref} ; \quad I_{ref} = \pi R_c \sqrt{2 a k_c} (T_e - T_w)$$

$$\lambda = k_{out} / 2 k_c$$

$$r_a = R_a / R_c$$

- Con ellas queda

$$I^* = \lambda \frac{r_a^2}{1 - r_a}$$

- Resolviendo para  $r_a$

$$r_a = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + \frac{4\lambda}{I^*}}}$$

- Que tiende a 1 cuando  $I^*$  es grande

- Ahora se pueden obtener otras cantidades de interés

$$\frac{T_c - T_e}{T_e - T_w} = \frac{1}{2} \frac{k_{out}}{k_c} \frac{R_a}{R_c - R_a} = \lambda \frac{r_a}{1 - r_a} = \frac{2\lambda}{\sqrt{1 + \frac{4\lambda}{I^*}} - 1}$$

o lo que es lo mismo

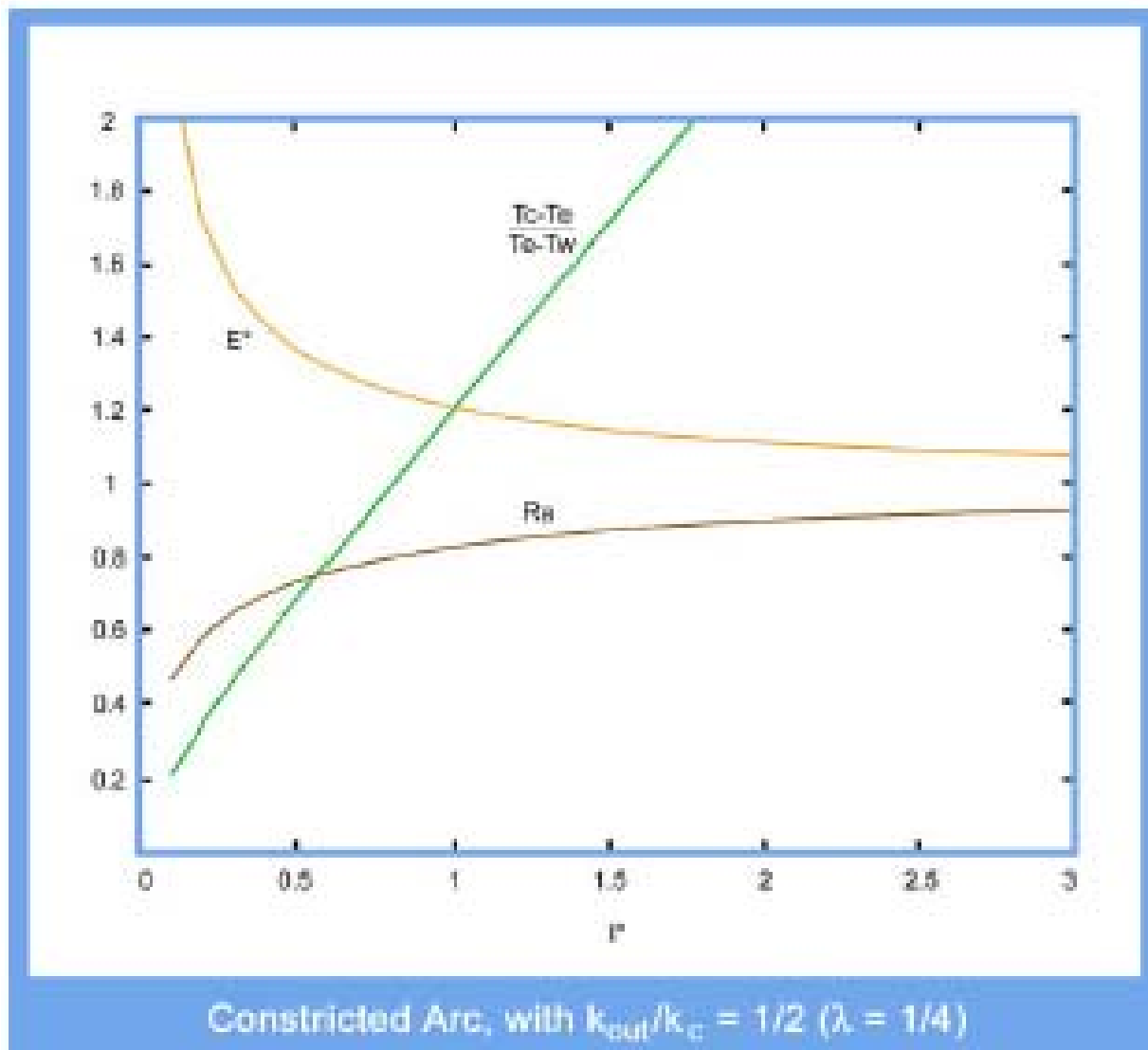
$$\frac{T_c - T_e}{T_e - T_w} = \frac{1 + \sqrt{1 + \frac{4\lambda}{I^*}}}{2} I^*$$

- eventualmente,  $T_c$  crece linealmente con  $I^*$ , pero su variación es más rápida ( $\approx \sqrt{I^*}$ ) para baja corriente
- El campo eléctrico es (definiendo un campo adimensional)

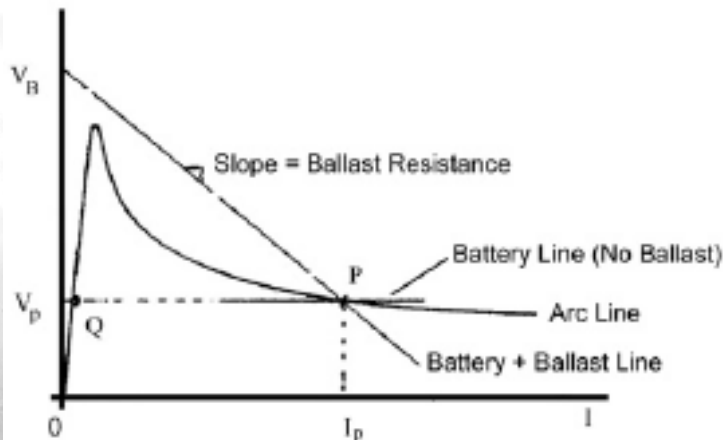
$$E^* = E / E_{ref} \quad ; \quad E_{ref} = 2 \sqrt{\frac{2k_c}{a}} \frac{1}{R_c}$$

$$E^* = \frac{1}{r_a} = \frac{1 + \sqrt{1 + \frac{4\lambda}{I^*}}}{2}$$

el campo (y voltaje) decrecen con la corriente



- La pendiente negativa de la función  $E^* = f(I^*)$  es típica de las descargas por arco y crea algunas dificultades en su operación. Primero es conveniente hacer notar que el crecimiento de  $E$  cuando  $I$  decrece no es indefinido. Por debajo de un nivel de corriente, la potencia térmica de entrada a los electrodos (particularmente al cátodo) es insuficiente para sostener la emisión electrónica necesaria, y la descarga cambia a un modo diferente (descarga anómala resplandeciente).
- Esto ocurre a niveles de corriente de micro a miliamperios, y la curva completa de un arco sería



Se puede comprobar que es inestable, por ejemplo operando en el punto "P", conectado a una batería de voltaje constante

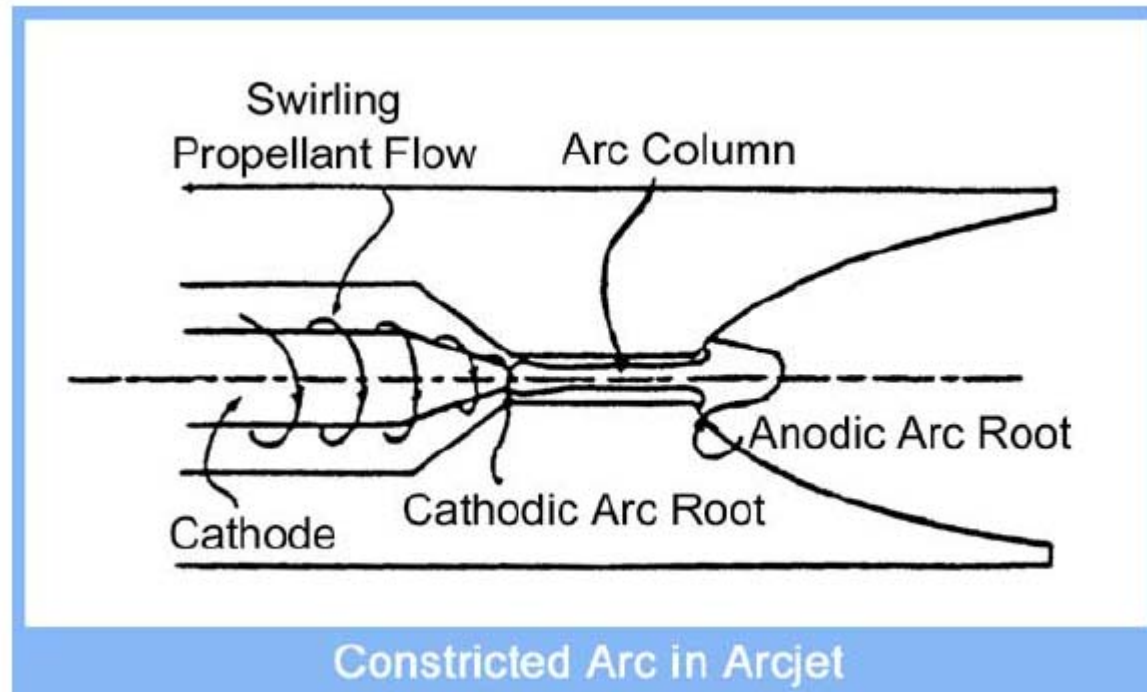
$I_p \uparrow \quad V_p \downarrow \quad I_p \uparrow$

- Una solución es insertar una serie de resistencias  $R_B$  e incrementar el voltaje del circuito-abierto ( $V_B$ ); ya que el voltaje ahora sería  $V_B - R_B I$ , la línea resultante corta ahora de forma que el sistema se transforma en estable, en el punto “P”, claro está se disipa potencia en la resistencia  $I_P(V_B - V_P)$ , que hace al sistema más ineficaz.
- Alternativamente, se puede usar una fuente con corriente regulada.
- Para aplicaciones espaciales, se usan reguladores de estado sólido de alta frecuencia, capaces de estabilizar con pérdidas aceptables, alrededor del 90%.



## • Arco contenido con corriente paralela

- Esta es la configuración deseada. Aquí, el calor que llega a través de conducción interna a la periferia del arco es evacuado por convección a la corriente exterior. El gas, en movimiento axial, en contacto con el arco se calienta y alguna parte del mismo puede alcanzar la temperatura de ionización,  $T_e$  y, el mismo llegar a ser parte del arco. Esto significa que el arco crece con la distancia igual que la capa límite térmica adyacente a la superficie.



- El flujo másico en el borde del arco  $r = R_a$ , es  $(\rho u)_e$
- La cantidad de flujo másico “nuevo”, a una distancia  $dx$ , es  $(\rho u)_e 2\pi R_a \frac{dR_a}{dx} dx$
- La energía absorbida desde la temperatura  $T_{out}$  (fuera en el gas) a  $T_e$  debe ser suplida por el sistema que energiza el arco. Así que la ecuación de calor da

$$(\rho u)_e 2\pi R_a \frac{dR_a}{dx} C_p (T_e - T_{out}) = 4\pi k_c (T_c - T_e)$$

- Para estimar  $(\rho u)_e$ , suponemos que la cantidad  $\rho u^2$  es independiente de  $r$  a una  $x$  dada. Esto lo motiva la observación que en una corriente paralela no viscosa,  $p + \rho u^2$  es cte a lo largo de líneas de corriente y  $p$  es independiente de  $r$ . Así pues,  $\rho u^2$  se desarrolla gradualmente a expensas de  $p$ , y esto conduce a que sea independiente del radio. Nuestra corriente no es exactamente paralela y no viscosa, pero la aproximación es bastante buena (verificada en códigos numéricos) para nuestra finalidad.

- Así queda

$$\rho u = \sqrt{\rho(\rho u^2)} = \frac{\sqrt{p(\rho u^2)}}{\sqrt{RT}}$$

- Que muestra que la mayor parte del flujo se produce en el gas frío exterior ya que el numerador es independiente de  $r$

$$\frac{(\rho u)_e}{(\rho u)_{out}} = \sqrt{\frac{T_{out}}{T_e}}$$

- El problema es ahora calcular el flujo en el gas exterior  $(\rho u)_{out}$ . La aproximación más simple es establecer que todo el flujo de gas es llevado por este flujo exterior

$$(\rho u)_{out} \cong \frac{\dot{m}}{\pi(R_c^2 - R_a^2)} \quad \Rightarrow \quad (\rho u)_e \cong \frac{\dot{m}}{\pi(R_c^2 - R_a^2)} \sqrt{\frac{T_{out}}{T_e}}$$

- Sustituyendo en la ecuación de transmisión de calor

$$\frac{\dot{m}}{\pi(R_c^2 - R_a^2)} \sqrt{\frac{T_{out}}{T_e}} R_a \frac{dR_a}{dx} C_p (T_e - T_{out}) = 2k_c (T_c - T_e)$$

- La cantidad  $(T_c - T_e)$  depende de la corriente y el radio el arco como se vio, sustituyendo queda

$$\frac{\dot{m}}{\pi(R_c^2 - R_a^2)} \sqrt{\frac{T_{out}}{T_e}} R_a \frac{dR_a}{dx} C_p (T_e - T_{out}) = 2k_c \frac{I}{\pi \sqrt{2ak_c} R_a}$$

- O de otra forma

$$\frac{R_a^2}{(R_c^2 - R_a^2)} \frac{dR_a}{dx} = \frac{I \sqrt{\frac{2k_c}{a}} \sqrt{\frac{T_e}{T_{out}}}}{\dot{m} C_p (T_e - T_{out})}$$

- Usando, otra vez, las variables adimensionales,  $I^*$ ,  $r_a$ , más una distancia adimensional,  $x^*$

$$x^* = x / x_{ref} ; \quad x_{ref} = \frac{1}{2\pi} \frac{\dot{m} C_p}{k_c} \sqrt{\frac{T_w}{T_e}}$$

- Resulta

$$\frac{r_a^2}{1 - r_a^2} \frac{dr_a}{dx^*} = \left( \frac{T_e - T_w}{T_e - T_{out}} \sqrt{\frac{T_w}{T_{out}}} \right) I^*$$

- Ya que  $T_e$  es mucho mayor que  $T_w$  o  $T_{out}$  (que son similares) la función de la temperatura que aparece en el lado derecho de la formula anterior es cercana a 1, y será ignorada. Integrando desde  $r_a(0) = r_{ao}$ , se obtiene

$$x^* = \frac{1}{I^*} \left[ \ln \sqrt{\frac{1+r_a}{1-r_a}} - r_a \right]_{r_{ao}}^{r_a}$$

- Que es una expresión inversa para radio vs. distancia.
- Para  $r_a \ll 1$  la cantidad entre corchetes es aproximadamente la expansión de Taylor para  $r_a^3/3$  la cual indica un rápido crecimiento del arco cerca del borde, aguas arriba (cátodo). Por consiguiente, es admisible usar  $r_{ao} \approx 0$ , con solo un efecto menor en la longitud.
- La siguiente cuestión importante es determinar la presión (o la presión de remanso aguas arriba, o la presión  $P_{ce}$  a la salida del restrictor) requerida para tener un gasto  $\dot{m}$ , dando la corriente  $I$  y la geometría. Para ello, recordemos la suposición de que todas las capas exteriores llevan la totalidad de la corriente y está no perturbada, porque el calor del arco todavía no ha penetrado. Entonces, se tiene un gas ideal subsónico en una área dada  $\pi(R_c^2 - R_a^2)$ , y llegará a  $M = 1$  a la salida.

- En función de la presión y temperatura de remanso,  $P_t$ ,  $T_t$  (condiciones aguas arriba). Se tiene

$$\dot{m} = \Gamma(\gamma) \frac{P_t \pi (R_c^2 - R_{a,L}^2)}{\sqrt{RT_t}}$$

- $R_{a,L}$  representa el radio del arco en  $x = L$ , la salida del restrictor. En variables adimensionales

$$\dot{m}^* = \dot{m} / \dot{m}_{ref} ; \quad \dot{m}_{ref} = \Gamma(\gamma) \frac{P_t \pi R_c^2}{\sqrt{RT_t}}$$

- Queda

$$\dot{m}^* = 1 - r_{a,L}^2$$

- Esta ecuación puede ser usada en variedad de formas, dos de ellas:

- a) Modo diseño. Se da  $P_t$ ,  $T_t$ ,  $l$ ,  $\dot{m}$ ,  $R_c$ , etc. Para encontrara la longitud necesaria del contenedor.
- b) Modo análisis. Se da  $T_t$ ,  $l$ ,  $\dot{m}$ ,  $L$ ,  $R_c$ , etc. Para encontrara  $P_t$  y con ella el empuje.



## • EJERCICIO

- Para un gas como el H<sub>2</sub>, de cuya conductividad, se conoce
  - $\alpha = 0,8 \text{ Si/m/K}$ ;  $T_e = 7000 \text{ K}$
- Con un  $C_p \approx 5 \times 10^4 \text{ J/kgK}$ .
- Si las dimensiones del contenedor son:
- $R_c = 1,25 \text{ mm}$ ;  $L = 8 \text{ mm}$ ;  $T_t \approx T_w \approx 500 \text{ K}$
- Encontrar la presión,  $P_t$ , en la condición de operación

$$\dot{m} = 0,1 \text{ g/s}$$

$$I = 100 \text{ A}$$

## • Cálculo del Voltaje y la Potencia

- El campo axial sigue estando relacionado con el radio por la expresión  $E^* = 1/r_a$ . El voltaje acumulado en el contenedor será entonces

$$V_{rest} = \int_0^L E dx = E_{ref} x_{ref} \int_0^{L^*} E^* dx^*$$

- Cambiando la variable de integración a  $r_a$ ,  $dx^* = dr_a / (dr_a / dx^*)$

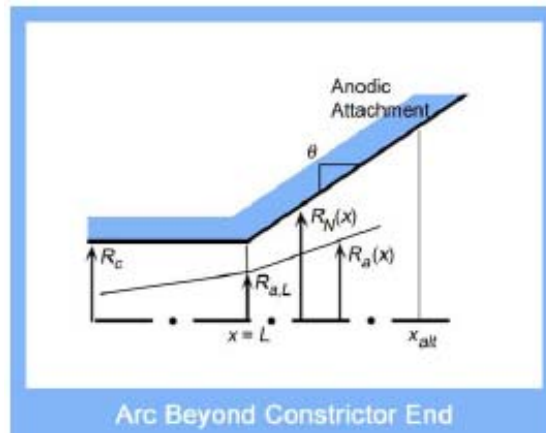
$$V_{rest}^* \equiv \frac{V_{rest}}{E_{ref} x_{ref}} = \int_0^{r_{a,L}} \frac{1}{r_a} \frac{r_a^2}{I^* (1 - r_a^2)} dr_a$$

- Integrando, se obtiene

$$V_{rest}^* \equiv \frac{1}{2I^*} \ln \left( \frac{1}{1 - r_{a,L}^2} \right)$$

- Una dificultad en modelar los motores cohete por arco es la cuestión de conocer donde el arco se adhiere a la tobera. Esto es todavía un problema no resuelto, pero experimentalmente se observa que es muy aguas debajo de la salida del contenedor, en la parte supersónica de la corriente

- Construiremos un modelo rudimentario sólo para calcular la caída de voltaje es esa porción.
- La suposición será que el arco crece más allá del final del contenedor y es, simplemente, debido a la forma general de la expansión:



$$R_a(x > L) \cong R_{a,L} \frac{R_N(x)}{R_c}$$

- El campo axial sigue dominado por la ecuación
- Entonces, se tiene

$$E = 2\sqrt{\frac{2k_c}{a}} \frac{1}{R_a}$$

$$\Delta V_{tob} = 2\sqrt{2\frac{k_c}{a}} \int_L^{x>L} \frac{dx}{R_a(x)}$$

– Y como  $dx = \frac{dR_N}{\tan \vartheta}$

– se puede integrar, para dar

$$\Delta V_{tobera} \cong 2 \sqrt{\frac{2k_c}{a}} \frac{1}{r_{a.L} \tan \vartheta} \ln \left( \frac{R_{N,att}}{R_c} \right)$$

- Que se puede evaluar si se conoce un valor empírico para  $R_{N,att}$  (o  $x_{att}$ ).
- Además, la región del arco cerca del ánodo, donde los electrones deben atravesar la capa límite fría, es muy resistiva (aunque el calentamiento óhmico eleve la temperatura allí). Como consecuencia, se produce una caída de potencial, que queda fuera del objetivo de este análisis. Valores empíricos son

$$\Delta V_{anodo} \cong \begin{cases} 25 \text{ V} & \text{ánodo refrigerado por agua} \\ 0-10 \text{ V} & \text{ánodo caliente} \end{cases}$$

- Finalmente, una caída similar, pero más pequeña se produce cerca del cátodo, esta es necesaria para que los electrones emitidos alcancen suficiente energía para comenzar el proceso de ionización. Esta caída es del orden de  $\frac{1}{2}$  a 1 vez el potencial de ionización:

$$\Delta V_{catodo} \cong 0-10 \text{ V}$$

## • EJERCICIO

- Continuando con el ejercicio anterior, se había encontrado, para la condición estudiada
- $r_{a,L} = 0,805$ ;  $I^* = 1,171$
- Supongamos una tobera con un ángulo divergente,  $\vartheta = 20^\circ$ , y que se ha observado que el arco se adhiere 4 mm aguas abajo del contenedor
- Encontrar el voltaje necesario

## • Cálculo del empuje

- A Continuación de la adherencia del arco, cerca del restrictor, el gas es bastante no uniforme en temperatura, produciéndose una distribución radial de temperaturas inherente al arco.
- Desde este punto, cada línea de corriente se expandirá idealmente en la tobera hasta la presión de salida,  $P_e$ . Ya que el punto de comienzo de la expansión de cada línea tiene una presión y un número de Mach uniformes (a pesar de la no uniformidad de la temperatura), y la condición de salida tiene también una presión uniforme, se debe tener, también, un Mach de salida uniforme,  $M_e$ . Cada línea de corriente se expande en consonancia con un Mach uniforme en cada sección, en función de la relación de áreas que se vaya encontrando.

$$\frac{A_e}{A_{ce}} = \frac{1}{M_e} \left( \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_e^2}{\frac{\gamma+1}{2}} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$



- La presión de salida está relacionada con la presión de remanso como

$$\frac{P_e}{P_t} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_e^2\right)^{\gamma/(\gamma-1)}}$$

- Fácilmente se puede calcular el empuje, considerando la cantidad de movimiento y la presión en la sección de salida

$$E = (\rho_e u_e^2 + P_e) A_e = P_e A_e (1 + \gamma M_e^2)$$

- El coeficiente de empuje, definido de forma usual, es

$$C_E = \frac{E}{P_t A_{ce}} = \frac{P_e}{P_t} \frac{A_e}{A_{ce}} (1 + \gamma M_e^2)$$

- Se puede comprobar que es el mismo de un Motor Cohete ordinario (químico) con las mismas relaciones de área y Mach de salida.
- Es interesante, sin embargo, examinar el impulso específico,  $I_{sp}$ , o la velocidad característica.

- El gasto másico se obtiene en el punto sónico del contenedor, su salida

$$\dot{m} = \left( \int \rho u dA \right)_{ce} = P_{ce} \sqrt{\frac{\gamma}{R}} \int \frac{dA_{ce}}{\sqrt{T_{ce}}}$$

- En términos de valores medios  $\left( \langle \psi \rangle = \frac{1}{A} \int \psi dA \right)$

$$\dot{m} = P_{ce} A_{ce} \sqrt{\frac{\gamma}{R}} \left\langle \frac{1}{\sqrt{T_{ce}}} \right\rangle$$

- Dadas  $P_t$  y  $A_{ce}$ , el empuje  $E = C_E P_t A_{ce}$  es como si la temperatura fuera uniforme en el contenedor, pero la ecuación anterior muestra que el gasto másico se ve afectado por la no uniformidad de la temperatura, y también por tanto el impulso específico.
- Por comparación, considerar una corriente calentada uniformemente que usase la misma potencia por unidad de masa, y por consiguiente debería tener la misma temperatura media de salida del contenedor,  $\langle T_{ce} \rangle$

- Este hipotético motor tendría un impulso  $I_{sp,med}$  y la relación entre este impulso y el real (con distribución de temperatura) sería

$$\frac{I_{sp}}{I_{sp,med}} = \frac{\dot{m}_{med}}{\dot{m}} = \frac{\left(1/\sqrt{\langle T_{ce} \rangle}\right)}{\left\langle \frac{1}{\sqrt{T_{ce}}} \right\rangle} = \frac{1}{\left(\sqrt{\langle T_{ce} \rangle}\right) \left(\left\langle \frac{1}{\sqrt{T_{ce}}} \right\rangle\right)}$$

- Se puede probar en general que la cantidad del denominador es siempre más grande que la unidad (al menos que  $T_{ce}$  sea uniforme), y por tanto, existirá una pérdida de impulso específico respecto a una corriente calentada uniformemente.
- Esto coincide con un principio general de la propulsión: El empuje por unidad de potencia (o la menor potencia por unidad de empuje) se logra cuando la corriente de salida es uniforme.
- Como ejemplo, suponer que la corriente en la mitad inferior del área de salida del contenedor tiene una  $T_{ce} = 10000$  K, y el resto está a  $T_{ce} = 1000$  K. En este caso se encuentra  $I_{sp} = 0,648 I_{sp,med}$  que representa una pérdida sustancial.

## • EJERCICIO

- Volviendo al ejercicio anterior, y en la misma condición  $\dot{m} = 0,1 \text{ g/s}$   
 $I = 100 \text{ A}$
- La relación de áreas es  $A_e/A_{ce} = 100$ .
- Sea,  $\gamma = 1,35$  para representar la parte de gas más caliente, y por la relación de áreas,
- Encontrar el empuje, el rendimiento y el impulso específico

## • NOTA:

- El ejercicio es una modelización del motor por arco del “paper” AIAA-90-2531, donde se presentan resultados experimentales del motor para distintas condiciones de funcionamiento. Sería interesante, para comprobar el interés del modelo, comparar los resultados.

# ¿PREGUNTAS?

