



Universidade Federal de São João Del-Rei

Campus Alto Paraopeba

Curso de Engenharia Química

**ESTUDO TEÓRICO DOS SISTEMAS PROPULSÃO, DO TEMPO
NECESSÁRIO PARA ALCANÇAR A VELOCIDADE PARA A
ÓRBITA DE TRANSFERÊNCIA PARA MARTE E COMPARATIVO
TEÓRICO ENTRE AS ENERGIAS DOS SISTEMAS DE
PROPULSÃO DE FOGUETES QUÍMICOS E DE FISSÃO
TERMONUCLEAR**

Marcos Vinícius da Rocha

Ouro Branco – MG

Dezembro de 2014

Marcos Vinícius da Rocha

ESTUDO TEÓRICO DOS SISTEMAS PROPULSÃO, DO TEMPO NECESSÁRIO PARA ALCANÇAR A VELOCIDADE PARA A ÓRBITA DE TRANSFERÊNCIA PARA MARTE E COMPARATIVO TEÓRICO ENTRE AS ENERGIAS DOS SISTEMAS DE PROPULSÃO DE FOGUETES QUÍMICOS E DE FISSÃO TERMONUCLEAR.

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado à
Universidade Federal de São João Del-Rei como
requisito para a obtenção do grau de Engenheiro
Químico

Orientador: Dr. Juan Canellas Bosch Neto

Marcos Vinícius da Rocha

ESTUDO TEÓRICO DOS SISTEMAS PROPULSÃO, DO TEMPO
NECESSÁRIO PARA ALCANÇAR A VELOCIDADE PARA A
ÓRBITA DE TRANSFERÊNCIA PARA MARTE E COMPARATIVO
TEÓRICO ENTRE AS ENERGIAS DOS SISTEMAS DE
PROPULSÃO DE FOGUETES QUÍMICOS E DE FISSÃO
TERMONUCLEAR.

Trabalho de conclusão de curso apresentado à banca abaixo relacionada para
obtenção do Grau de Bacharel em Engenharia Química pela Universidade Federal de
São João del-Rei no Campus Alto Paraopeba, em 18 de dezembro de 2014.

Prof. Dr. Juan Canellas Bosch Neto

Orientador

Prof. Dr. José Eloy Ottoni

Avaliador

Prof. Ms. Fabiano Luiz Naves

Avaliador

Resumo

Neste trabalho foram realizados uma revisão bibliográfica dos sistemas de propulsão aeroespaciais conhecidos atualmente, bem como estudos teóricos para se diferenciar o tempo para que uma missão a Marte seja alcançada por intermédio dos sistemas de propulsão químico a bipropelente líquido, fissão termonuclear e elétrico. Por fim, foi feita uma comparação teórica das energias dos sistemas de propulsão químico a bipropelente líquido criogênico e semicriogênico com seus análogos de propulsão nuclear, considerando-se o empuxo igual entre os químicos e os termonucleares. Para este último, foram usados como base de cálculo os dados de dois foguetes reais.

Palavras-chave: propulsão aeroespacial, potência, tempo de transferência de órbita;

Abstract

In this paper was made a bibliographic review about the rocket propulsion systems known, theoretic studies to see how long a vehicle would require to achieve a velocity to inject it into Mars transfer orbit with liquid-fuelled rocket system, thermonuclear fission rocket and electric rocket. And then, it was made a theoretical comparison between liquid-fuelled rocket engine power and thermonuclear fission rocket engine, considering the same thrust between them. To these last ones, it was used two real rockets as baseline.

Key words: aerospace propulsion, power, orbit transfer time

Lista de figuras

FIGURA 1 – Empuxo em um foguete estacionário

FIGURA 2 – Motor de foguete líquido bipropelente

FIGURA 3 – Motor de foguete de propulsão híbrida

FIGURA 4 – Sistema de propulsão por transferência de calor nuclear

FIGURA 5 – Sistema de propulsão térmico de arco a jato

FIGURA 6 – Princípio de um empulsor de plasma

Lista de tabelas

TABELA 1 – Características do propelentes químicos

TABELA 2 – Características dos propelentes para propulsão nuclear

TABELA 3 – Dados de cinco diferentes sistemas propulsivos

TABELA 4 – Tempo necessário para se atingir o delta-V para órbita de transferência para Marte

TABELA 5 – Energias de entrada e saída para os motores RS-68A e RD-170

TABELA 6 – Valores das energias de entrada e saída para foguetes por fissão termonucleares com empuxo igual aos motores químicos acima

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO.....	9
2. REVISÃO DA LITERATURA.....	11
2.1 A história do desenvolvimento dos foguetes.....	11
2.2 Terceira lei de Newton e a equação de foguete de Tsiolkovsky.....	11
2.3 Equação de foguete de Tsiolkovsky	11
2.4 Definições e fundamentos	13
2.4.1 Razões impulso-peso e empuxo-peso.....	13
2.4.2 Empuxo	13
2.4.3 Impulso específico	15
2.4.4 Velocidade de exaustão	16
2.4.5 Energia e eficiências.....	17
2.4.6 Relações termodinâmicas.....	19
2.5 Sistemas de Propulsão	26
2.5.1 Sistemas de propulsão térmica.....	26
2.5.2 Sistemas de propulsão elétrica.....	31
2.6 Tempo para se atingir uma velocidade	37
3. METODOLOGIA TEÓRICA	38
3.1 Cálculo do tempo para alcançar a velocidade mínima necessária para a órbita de transferência de Marte para cinco sistemas propulsivos.....	38
3.2 Comparativo das energias de entrada e saída entre foguetes químicos e termonucleares	39
4. RESULTADOS E DISCUSSÃO	40
5. CONCLUSÕES.....	42
6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	42

1. INTRODUÇÃO

O propulsão é o ato ou efeito de propulsar, de impelir para frente (FERREIRA, 2010), “mover ou causar movimento para frente ou para cima”. Com estas definições, conclui-se que o estudo da propulsão inclui o estudo de forças propulsoras, o movimento causado e os corpos envolvidos. A Propulsão envolve um objeto a ser propelido adicionado a um ou mais corpos, chamados propelentes (MATTINGLY, 2006).

Todas as grandes sociedades enviaram exploradores ao longo do horizonte para explorarem o novo mundo. A rainha Isabella encarregou Cristóvão Colombo de encontrar o caminho para as Índias, Thomas Jefferson encarregou Lewis e Clark para explorar a compra da Louisiana e o presidente Kennedy desafiou a NASA a conduzir uma missão tripulada à Lua (MCGINNIS, 1997). O desenvolvimento humano sempre foi muito ligado ao transporte. A domesticação dos cavalos e a invenção da roda tiveram um efeito dramático na civilização primitiva– nem sempre benéfico. A maioria do milênio passado foi fortemente influenciado pela tecnologia de veleiros, tanto para guerra quanto para comércio; no século XX, veículos motorizados e aeronaves revolucionaram o transporte. No começo do século XXI, os foguetes podem ser vistos como uma revolução emergente no transporte. Somente alguns humanos viajaram em veículos-foguete, mas uma surpreendente quantidade de comunicação comercial e doméstica está dependente de satélites. De ligações telefônicas, passando pelos noticiários, pela internet, a maior parte da nossa informação viaja de uma parte do mundo para outra, pelo espaço. A proposta para retornar à Lua e os novos planos de enviar humanos a Marte indicam o ressurgimento do interesse na exploração espacial para o novo milênio (TURNER, 2009).

A propulsão de foguetes é a tecnologia de transporte essencial para o rápido crescimento da comunicação e exploração humana. Do seu começo na China antiga até seu rápido desenvolvimento durante a Guerra Fria, a propulsão de foguetes se tornou a tecnologia essencial para a segunda metade do século XX. Influencia as vidas e trabalho de cada vez mais pessoas, que podem querer entender ao menos os princípios por trás dela e suas limitações tecnológicas. Na maioria dos casos, usuários do transporte espacial são separados da tecnologia de foguete que os permitem ser transportados; isto se deve parcialmente pelo grande detalhamento e cálculos de engenharia que são essenciais para que um sistema complexo como esse funcione (TURNER, 2009).

Propulsão de foguete é uma classe de propulsão a jato que produz empuxo pela ejeção de matéria armazenada, chamada de propelente. (SUTTON, 2001)

Este trabalho de conclusão de curso teve como objetivos principais realizar uma revisão bibliográfica dos sistemas de propulsão de foguetes, calcular o tempo para se alcançar a velocidade necessária para que um veículo entre na órbita de transferência para Marte por três tipos de sistemas propulsivos e comparar as energias e eficiências dos sistemas propulsivos químico e por fissão termonuclear, utilizando como base de cálculo dois motores de foguetes químicos que são classificados como aqueles que possuem maior potência dentre os que utilizam hidrogênio líquido e dentre todos os foguetes com combustível líquido. Como existem inúmeros sistemas propulsivos, é natural que estes sejam comparados com relação aos vários parâmetros de

desempenho e também com relação ao tempo para se realizar uma missão no espaço afim de escolher o sistema que possua melhor desempenho, seja mais economicamente viável e não agrida o meio ambiente terrestre.

2. REVISÃO DA LITERATURA

2.1 A história do desenvolvimento dos foguetes

O princípio do foguete foi inventado por Heron de Alexandria. Ele foi um matemático e inventor e idealizou máquinas movidas à água, ar pressurizado e vapor (TURNER, 2009).

2.2 Terceira lei de Newton e a equação de foguete de Tsiolkovsky

Como já foi visto, o foguete tem sido um dispositivo prático por mais de um milênio antes que Tsiolkovsky determinasse a dinâmica que explicasse seu movimento. Assim, ele abriu caminho para o uso do foguete como algo que não fosse uma arma de artilharia com acurácia duvidosa. De fato, ele identificou o foguete como o meio pelo qual a humanidade poderia explorar o espaço. Isto foi revolucionário: antigamente, jornadas fictícias à Lua fizeram uso de aves ou armas como força motora, e os foguetes eram ignorados. Resolvendo a equação de movimento do foguete, Tsiolkovsky foi capaz de mostrar que a viagem ao espaço era possível, e isto poderia ser alcançado usando um dispositivo que estaria prontamente possível ao uso e que só precisa ser ampliado. Ele ainda identificou as limitações e os problemas de design que deveriam ser enfrentados na concepção de um veículo espacial na prática (TURNER, 2009).

A dinâmica é tão simples que não é surpresa que ela não tenha sido resolvida anteriormente – mas isso ocorreu provavelmente devido a uma falta de interesse: a leitura de livros de dinâmica naquele período revelava o interesse consistente no vôo de projéteis não imediatamente aplicáveis à artilharia (TURNER, 2009).

2.3 Equação de foguete de Tsiolkovsky

Em sua forma básica, o foguete é um dispositivo que propela a si mesmo emitindo um jato de matéria. O momento levado pelo jato de matéria resulta em uma força, agindo de tal forma a acelerar o foguete na direção oposta à do jato. O foguete acelera e sua massa diminui (TURNER, 2009).

Tsiolkovsky deparou-se com a dinâmica de um veículo, a massa decrescendo à medida que o jato de matéria é projetado para trás. A força que projeta a exaustão é a mesma força que impulsiona o foguete. Ela participa da terceira lei de Newton – “ação e reação são iguais e opostas”, em que “ação” significa uma força. A força de aceleração é representada pela Equação 1, usando a segunda lei de Newton.

$$F = \dot{m} * c \quad (1)$$

Nesta equação, o empuxo do foguete é expresso em termos do fluxo mássico \dot{m} e da velocidade de exaustão efetiva c (TURNER, 2009).

Portanto, a energia liberada pela queima de propelente aparece como um jato de matéria movendo-se rapidamente e a aceleração do foguete na direção oposta. A lei de Newton pode ser aplicada no sistema dinâmico e o decréscimo de massa pode ser levado em conta, fazendo-se uso de simples cálculo diferencial. A fórmula resultante que Tsiolkovsky obteve para um veículo de velocidade u_v (Equação 2).

$$u_v = c * \log_e \frac{m_0}{m_F} \quad (2)$$

onde m_0 é a massa inicial do foguete e m_1 é a massa atual do foguete. O único outro parâmetro a entrar na equação (2) é c , a velocidade de exaustão efetiva. Esta fórmula simples é a base de toda a propulsão de foguetes. A velocidade aumenta com o tempo à medida que o propelente é queimado. Ela depende do logaritmo natural da razão da massa final e da massa inicial; isto é, o tanto de propelente que foi queimado. Para uma quantidade fixa de propelente queimado, a velocidade também dependerá da velocidade de exaustão, quão rapidamente a massa está sendo expelida (TURNER, 2009).

A razão de massa RM de um veículo ou um estágio particular de um veículo é definida como a massa final m_F (depois que a operação do foguete consumiu todo o propelente utilizável) dividida por m_0 (antes da operação do foguete).

$$RM = \frac{m_F}{m_0} \quad (3)$$

A Equação 3 se aplica a veículos de estágio único ou multi-estágios. A massa final m_F é a massa do veículo após cessar a operação do foguete quando todo o propelente m_P foi consumido e ejetado. (SUTTON, 2001)

Na maioria dos casos, a velocidade final do foguete precisa ser conhecida e aqui o valor apropriado é a razão de massa quando todo o combustível foi esgotado. A menos que indicada de outra forma, a razão de massa deve ser assumida (TURNER, 2009)

A equação do foguete mostra que a velocidade final depende apenas de dois parâmetros: a razão de massa final e a velocidade de exaustão. Ela não depende do empuxo, nem do tamanho do motor-foguete, nem do tempo de queima ou nenhum outro parâmetro. Claramente, uma alta velocidade de exaustão produz uma alta velocidade no foguete, e a maioria dos esforços no projeto dos foguetes estão concentrados no aumento da velocidade de exaustão (TURNER, 2009)

A velocidade de exaustão, dentro de uma estreita faixa de variabilidade relacionada ao projeto do motor, depende apenas da natureza química do propelente. A pólvora e outros propelentes usados nos foguetes do século XIX produziam uma velocidade de exaustão de cerca de $2.000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ou um pouco mais. Os mais avançados foguetes químicos de combustível líquido da atualidade produzem uma velocidade de exaustão de, no melhor desempenho, $4.500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Não há mais para onde ir: este valor está muito próximo ao limite teórico da energia de extração química (SUTTON, 2009)

Para alcançar uma alta velocidade no foguete, a razão de massa deve ser alta. A razão de massa é definida como a razão da massa do veículo somada à massa de propelente, pela massa do veículo. Nesses termos, uma razão de massa de, por exemplo, 5 indica que 80% da massa inicial do foguete é combustível. É muito diferente de um carro, por exemplo, em que possui uma massa vazia de 1,5 toneladas e uma massa de combustível de 40 kg; uma razão de massa de 1,003. Então, um veículo foguete não é igual a nenhum outro tipo de veículo porque necessita ter uma razão de massa consideravelmente maior do que 1. A característica mais óbvia sobre

um foguete como o Saturn V ou Space Shuttle é a sua grande dimensão comparada á carga útil. O Saturn V transportou três astronautas em uma viagem de oito dias com peso de 3.000 toneladas. A maior parte da massa era combustível (TURNER, 2009).

Um foguete pode viajar mais rápido do que sua velocidade de exaustão. Isto parece não muito intuitivo quando pensamos em termos da exaustão empurrando alguma coisa. De fato, a exaustão não está empurrando contra nada e uma vez que ela sai da tubeira do motor do foguete não há nenhum efeito adicional no mesmo. Toda a ação acontece dentro do foguete, onde uma força constante responsável pela aceleração que está sendo exercida nas paredes internas da câmara de combustão e dentro da tubeira. Portanto, a velocidade do foguete depende da magnitude da velocidade de exaustão e pode ser muito maior que esta. Um observador parado vê o foguete e sua exaustão passando e ambos se movendo na mesma direção, entretanto o foguete está se movendo mais rápido do que a exaustão. O ponto no qual a velocidade do foguete excede a velocidade de exaustão é quando a razão de massa começa a igualar a e , ou 2,718, a base dos logaritmos naturais. É preciso ter em mente que a força que acelera o veículo é independente da velocidade do foguete. No entanto, quanto mais rápido se vai, o empuxo será o mesmo. Então com uma grande razão de massa, uma grande velocidade pode ser alcançada (TURNER, 2009).

Tsiolkovsky também calculou o quão rápido um foguete precisa ser para viajar ao espaço e ele concluiu, pela equação do foguete, que há um limite. Depois de certo ponto, o aumento da massa de combustível tem um efeito decrescente no ganho da velocidade. Uma grande razão de massa produz uma alta velocidade, porém com um retorno decrescente (TURNER, 2009)

2.4 Definições e fundamentos

2.4.1 Razões impulso-peso e empuxo-peso

A razão impulso-peso de um sistema de propulsão completo é definido como o impulso total dividido pelo peso inicial do veículo w_0 . Um alto valor indica um projeto eficiente. Pode ser expressa como segue na Equação (4).

$$\frac{I_T}{w_0} = \frac{I_T}{g_0 * (m_F + m_0)} = \frac{I_{SP}}{\left(\frac{m_F}{m_P}\right) + 1} \quad (4)$$

A razão empuxo-peso F/w_0 expressa a aceleração (em múltiplos da aceleração da gravidade na superfície da Terra) que um motor é capaz de ceder à própria massa do sistema de propulsão. Para empuxo constante, o máximo valor da razão empuxo-peso, ou máxima aceleração, ocorre exatamente antes do término da queima porque o veículo diminuiu a massa de propelente útil. (SUTTON, 2001).

2.4.2 Empuxo

O empuxo é a força produzida por um sistema de propulsão de foguete agindo em um veículo. É a reação experimentada pela sua estrutura em consequência da ejeção de matéria a alta velocidade. Representa o mesmo fenômeno que faz uma arma recuar. Nesse caso, o impulso da bala e a carga da pólvora é igual ao recuo ou momento para

trás da arma. O momento é uma quantidade vetorial e é definida como o produto da massa pela velocidade (SUTTON, 2001).

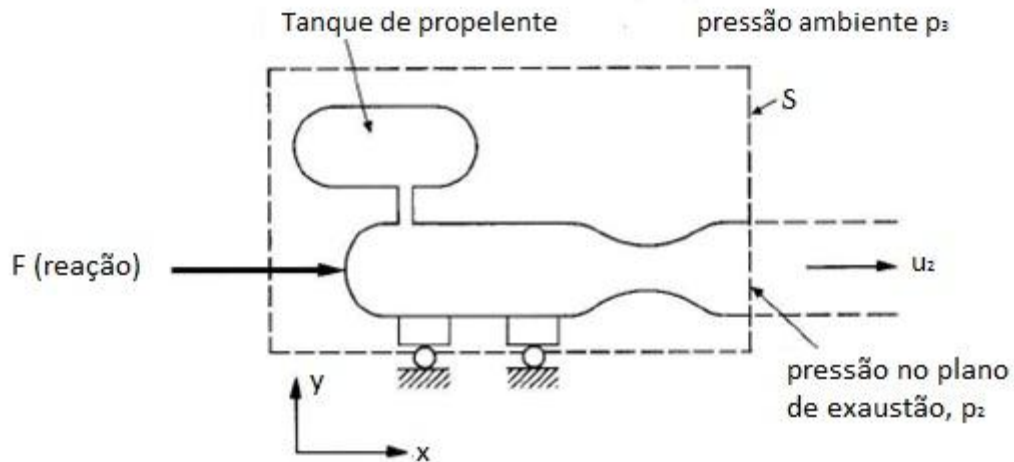


Figura 1 – Empuxo em um foguete estacionário (HILL, 1991)

Considere o empuxo de um foguete estacionário indicado esquematicamente na Figura 1. Para simplificar, assumiremos que o fluxo seja unidimensional, com velocidade de saída constante v_2 e fluxo de propelente \dot{m} . Considerando uma superfície de controle estacionária S que intercepta o jato perpendicularmente pela saída do plano do bocal. O empuxo positivo F age na direção oposta a v_2 . A reação ao empuxo é mostrada na Figura 1 como ela age em um volume de controle. Se o fluido expelido puder ser considerado como contínuo, é necessário considerar as pressões dentro da saída do plano do bocal, p_e , e no ambiente externo, p_a . A área de seção transversal do jato é A_e , também área de saída do bocal. A equação do momento para qualquer volume de controle é

$$\sum F_x = \frac{d}{dt} \int_{VC} \rho * v_x * dV + \int_{SC} \rho * v_x * d\dot{m} \quad (5)$$

onde

F_x = componente de força na direção x

ρ = densidade do fluido

u_x = componente de velocidade do fluido na direção x

V = volume, e

\dot{m} = fluxo mássico (positivo para fluxo de saída)

e onde VC e SC denotam volume de controle e superfície de controle, respectivamente (HILL, 1991)

Sendov_xzero dentro do tanque de propelente e o fluxo permanente pela câmara de empuxo, a derivada do tempo é nula. O termo de fluxo de momento pode ser escrito como na Equação (6).

$$\int_{SC} v_x * d\dot{m} = \dot{m} * v_e \quad (6)$$

Considerando a pressão na superfície de controle como uniforme (pa), exceto no plano do jato, o somatório de forças é reescrito na Equação (7).

$$\sum F_x = F + A_2 * p_3 - A_2 * p_2 \quad (7)$$

Empuxo, na verdade, é o resultado de pressão ou distribuição de stress em superfícies interiores e exteriores. A equação do momento nos permite calcular o empuxo total em termos das condições no plano de exaustão. Combinando as equações (3), (4) e (5), obtemos a Equação (8).

$$F = \dot{m} * c + (p_2 - p_3) * A_2 \quad (8)$$

Se a pressão no plano de exaustão é a mesma da pressão ambiente, o empuxo é dado pela Equação (1).

$$F = \dot{m} * c \quad (1)$$

A condição $p_2 = p_3$ é chamada de expansão ótima porque corresponde ao empuxo máximo para dadas condições da câmara.

No vácuo, $p_3 = 0$ e a expressão para empuxo se torna

$$F = \dot{m} * c + p_2 * A_2 \quad (9)$$

(HILL, 1991)

2.4.3 Impulso específico

O impulso total é o empuxo F (que pode variar com o tempo) integrado pelo tempo de queima t (SUTTON, 2011).

$$I_t = \int_0^t F dt \quad (10)$$

Para empuxo constante e negligenciando as condições transientes de início e fim, a equação (9) reduz a

$$I_t = F * t \quad (11)$$

I_t é proporcional ao total de energia liberada por todo o propelente em um sistema de propulsão (SUTTON, 2001).

O impulso específico I_{sp} é o impulso total por unidade de peso do propelente. É uma importante figura de mérito do desempenho de um sistema de propulsão de foguete. Um número alto significa melhor desempenho. Se o fluxo mássico total de propelente é \dot{m} e a aceleração da gravidade ao nível do mar g_0 é 9,8066 m/s² então

$$I_{sp} = \frac{\int_0^t F dt}{g_0 * \int \dot{m} dt} \quad (12)$$

Esta equação nos dará o valor do impulso específico de tempo médio para qualquer sistema de propulsão foguete, particularmente onde o empuxo varia com o tempo.

Durante condições transientes (durante início ou período de desenvolvimento de empuxo, período de desligamento ou durante mudança de fluxo ou níveis de empuxo), valores de I_{sp} podem ser obtidos por integração ou determinando os valores médios para F e \dot{m} para intervalos curtos. Para empuxo e fluxo de propelente constantes esta equação pode ser simplificada pela Equação (13); abaixo, m_p é a massa total efetiva de propelente.

$$I_{sp} = \frac{I_t}{m_p \cdot g_0} \quad (13)$$

Para fluxo mássico de propelente constante \dot{m} , empuxo F constante e desprezando efeitos transientes de início e fim, tem-se a Equação (14).

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m} \cdot g_0} = \frac{F}{\dot{w}} \quad (14)$$

O produto $m_p \cdot g_0$ é o peso total efetivo de propelente w e a taxa de fluxo de peso é \dot{w} (SUTTON, 2001).

Em engenharia de foguetes, a velocidade de exaustão efetiva é quase que universalmente citada em termos do impulso específico. As unidades do impulso específico são segundos e a equação relacionando impulso específico e velocidade de exaustão efetiva é a Equação (15).

2.4.4 Velocidade de exaustão

Em uma tubeira de foguete a velocidade de exaustão não é uniforme em toda a seção transversal e não representa toda a magnitude do empuxo. O perfil de velocidade é difícil de ser medido com precisão. Por conveniência, uma velocidade axial uniforme c é assumida, o que permite uma descrição unidimensional do problema. A velocidade efetiva de exaustão c é a velocidade equivalente média em que o propelente é ejetado do veículo. É definida como na equação (15).

$$c = I_{sp} \cdot g_0 = \frac{F}{\dot{m}} \quad (15)$$

(SUTTON, 2001).

A velocidade de exaustão efetiva definida na equação (15) aplica-se para todos os foguetes que expandem termodinamicamente gás quente em um bocal e, de fato, para todos os sistemas de expulsão de massa.

$$c = u_2 + \frac{(p_2 - p_3) \cdot A_2}{\dot{m}} \quad (16)$$

Equação (16) mostra que c pode ser determinado usando-se as medidas de empuxo e de fluxo de propelente. Quando $p_2 = p_3$, a velocidade de exaustão efetiva é igual à velocidade de exaustão atual média dos gases propelentes u_2 . Quando $p_2 \neq p_3$, então $u_2 \neq c$. O termo a direita na equação (16) é, em geral, muito menor em relação a u_2 ; portanto, a velocidade efetiva de exaustão é geralmente próxima em valor à velocidade de exaustão atual. Quando $u_2 \neq c$, o empuxo pode ser reescrito como na Equação (17).

$$F = \left(\frac{\dot{w}}{g_0} \right) * u_2 = \dot{m} * c \quad (17)$$

A velocidade característica tem sido frequentemente usada na literatura de propulsão foguete. Seu símbolo é c^* e é definida na Equação (18).

$$c^* = \frac{p * A_t}{\dot{m}} \quad (18)$$

A velocidade característica é usada para comparar o desempenho relativo entre diferentes sistemas de propulsão foguete químicos e seus propelentes; é facilmente determinado pelos dados medidos de \dot{m} , p e A_t . Está relacionado com a eficiência da combustão e é essencialmente independente das características do bocal (SUTTON, 2001).

No entanto, o impulso específico I_{sp} e a velocidade efetiva de exaustão c são funções da geometria do bocal, como a razão de área do bocal A_2/A_t (SUTTON, 2001).

Uma vez que a massa do propelente é frequentemente uma grande parte da massa total, seria desejável ter o maior impulso específico possível. Esta conclusão vai diretamente para foguetes químicos. Para foguetes elétricos, impulso específico alto implica em um equipamento de geração de energia massivos; portanto, impulso específico máximo não significa, em geral, melhor desempenho do veículo (HILL, 1991).

2.4.5 Energia e eficiências

Apesar de eficiências não serem comumente utilizadas diretamente no projeto de unidades de foguete, elas permitem um entendimento do balanço de energia de um sistema de foguete. Suas definições são arbitrárias, dependendo das perdas consideradas e quaisquer conjuntos de eficiências consistentes são satisfatórias para avaliar perdas de energia. Ocorrem dois tipos de processos de conversão de energia em qualquer sistema de propulsão, a saber, geração de energia, que é realmente a conversão de energia estocada em energia disponível e, posteriormente, a conversão em uma forma na qual o empuxo possa ser obtido. A energia cinética da matéria ejetada é a forma de energia útil para a propulsão. A potência do jato P_{jet} é a taxa temporal de consumo desta energia e, para uma velocidade de ejeção de gás constante u , ela é função de I_{sp} e F como mostra a Equação (19).

$$P_{jet} = \frac{1}{2} * \dot{m} * u^2 = \frac{1}{2} * \dot{w} * g_0 * (I_{sp})^2 = \frac{1}{2} * F * g_0 * I_{sp} = \frac{1}{2} * F * u_2 \quad (19)$$

O termo potência específica é usado às vezes para medir a utilização de massa do sistema de propulsão incluindo sua fonte de potência; é a potência do jato dividido pela massa inicial do sistema de propulsão, P_{jet}/m_0 . Para sistemas de propulsão elétrica que carregam uma fonte de energia pesada e relativamente ineficiente, a potência específica pode ser muito menor do que a de foguetes químicos. A entrada de energia da fonte de energia para o sistema de propulsão foguete possui diferentes formas em diferentes tipos de foguetes. Para foguetes químicos a energia é criada pela combustão. A energia máxima disponível por unidade de massa de propelente químico é o calor de combustão da reação Q_R ; a entrada de potência para um motor químico é dada pela Equação (20).

$$P_{quim} = \dot{m} * Q_R * J \quad (20)$$

J é uma constante de conversão que depende das unidades utilizadas. Uma grande parte da energia dos gases de exaustão está indisponível para conversão em energia cinética e deixa o bocal como entalpia residual. Isto é análogo à perda de energia em gases de exaustão de altas temperaturas em motores de combustão interna (SUTTON, 2001).

A eficiência de combustão para foguetes químicos é a razão do calor de reação atual e ideal por unidade de propelente e é uma medida da eficiência da fonte para criação de energia, tendo valor alto (aproximadamente 94 a 99%). Quando a potência de entrada P_{quim} é multiplicada pela eficiência de combustão, ela se torna potência disponível para o dispositivo propulsivo, onde é convertida a potência cinética do jato de exaustão. Em propulsão elétrica a eficiência análoga é a eficiência de conversão de potência (SUTTON, 2001).

A potência transmitida ao veículo a um momento é definida em termos do empuxo do sistema de propulsão F e da velocidade do veículo, como mostra a Equação (21).

$$P_{veículo} = F * u_v \quad (21)$$

A eficiência interna de um sistema de propulsão foguete é a indicação da efetividade da conversão da energia de entrada do sistema para o equipamento de propulsão em energia cinética de matéria ejetada; para uma unidade química, é a razão da potência cinética dos gases ejetados expressa na equação (20) dividido pela potência de entrada da reação química expressa na equação (21). A eficiência interna pode ser expressada como segue na Equação (22).

$$\eta_{int} = \frac{\text{potência cinética no jato}}{\text{potência química disponível}} = \frac{\frac{1}{2} * \dot{m} * u^2}{\eta_{comb} * P_{quim}} \quad (22)$$

A eficiência propulsiva determina o quanto de energia cinética do jato de exaustão é útil para propelir o veículo. É definida como segue na Equação (23).

$$\eta_P = \frac{\text{potência do veículo}}{\text{potência do veículo} + \text{potência residual cinética do jato}} = \frac{F * u_v}{F * u_v + \frac{1}{2} * \left(\frac{w}{g_0}\right) * (c - u_v)^2} = \frac{\frac{2 * u_v}{c}}{1 + \left(\frac{u_v}{c}\right)^2} \quad (23)$$

A eficiência propulsiva é máxima quando a velocidade do veículo para a frente é exatamente igual à velocidade de exaustão. Então a energia cinética residual e a velocidade absoluta do jato são nulas e os gases de exaustão permanecem no espaço (SUTTON, 2001).

Enquanto for desejável usar energia de modo econômico e obter altas eficiências, há um problema em minimizar o gasto de massa ejetada, que na maioria dos casos é mais importante do que minimizar a energia. Em reatores de energia nuclear e algumas fontes de energia solar, por exemplo, há quase uma quantidade ilimitada de energia em forma de calor disponível; e o veículo só pode carregar uma quantidade limitada de fluido de trabalho. A economia dos gastos de massa do fluido de trabalho pode ser obtida se as velocidades de exaustão forem altas. Como o impulso específico

é proporcional à velocidade de exaustão efetiva, este é uma medida da economia de massa do propelente (SUTTON, 2001).

2.4.6 Relações termodinâmicas

O princípio da conservação da energia pode ser aplicado a processos adiabáticos e sem trabalho de eixo dentro da tubeira. Adicionalmente, desconsiderando o atrito, a mudança no fluxo de entropia é nula.

2.4.6.1 Entalpia e lei dos gases perfeitos

O conceito de entalpia é útil em sistemas fluídicos; a entalpia compreende a energia interna térmica mais o trabalho de fluxo (ou trabalho realizado por um gás a uma velocidade u cruzando uma fronteira). Para gases ideais, a entalpia pode ser convenientemente expressa como o produto do calor específico a pressão constante c_p e a temperatura absoluta T . Sob as condições consideradas anteriormente, a entalpia total ou de estagnação por unidade de massa h_0 é constante e é mostrada na Equação (24).

$$h_0 = h + \frac{u^2}{2} \quad (24)$$

A conservação da energia para fluxos isentrópicos entre duas seções x e y mostra que um decréscimo na entalpia ou conteúdo térmico do fluxo gera um aumento na energia cinética desde que quaisquer mudanças na energia potencial possa ser negligenciada, como mostra a Equação (25).

$$h_x - h_y = \frac{1}{2} * (u_y^2 - u_x^2) = c_p(T_x - T_y) \quad (25)$$

A lei dos gases perfeitos é escrita pela Equação (26).

$$p_x * T_x = R * T_x \quad (26)$$

(SUTTON, 2001).

A constante R é relacionada à constante universal dos gases perfeitos R' e ao peso molecular MM pela Equação (27).

$$R = \frac{R'}{MM} \quad (27)$$

(MATTINGLY, 2006).

A massa molecular média “ MM ” de uma mistura de gases como a soma de todas as frações molares n_i multiplicada pela massa molecular de cada espécie química ($n_i \cdot MM_i$) e então dividida pela soma de todas as frações molares. O calor específico à pressão constante c_p , o calor específico a volume constante c_v e sua razão k como constantes para gases perfeitos ao longo de um vasto leque de temperaturas e eles são relacionados pelas Equações (28), (29) e (30).

$$k = \frac{c_p}{c_v} \quad (28)$$

$$c_p - c_v = R \quad (29)$$

$$c_p = \frac{k \cdot R}{k-1} \quad (30)$$

(SUTTON, 2001).

2.4.6.2 Conservação da massa

O princípio da conservação da massa em fluxos estacionários com uma entrada simples e uma saída simples é expresso equacionando o fluxo mássico em qualquer seção x até y. Escrevemos em termos da área transversal A, velocidade u e volume específico V, visto pela Equação (31).

$$\dot{m}_x = \dot{m}_y \equiv \dot{m} = \frac{A \cdot u}{V} \quad (31)$$

(SUTTON, 2001).

2.4.6.3 Fluxo isentrópico e condições de estagnação

Para um processo de fluxo isentrópico, temos as relações das Equações (32) entre quaisquer dois pontos x e y:

$$\frac{T_x}{T_y} = \left(\frac{p_x}{p_y} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{V_y^{k-1}}{V_x^{k-1}} \quad (32)$$

Durante uma expansão isentrópica em uma tubeira, a pressão cai substancialmente, a temperatura absoluta cai um pouco menos e o volume específico aumenta. Quando um fluxo é interrompido isentropicamente as condições predominantes são conhecidas como condições de estagnação e são designadas pelo subscrito “0”. As vezes a palavra total é usada no lugar de estagnação. Como pode ser visto da equação (24) a entalpia de estagnação consiste da soma da entalpia local e da energia cinética do fluido. A temperatura de estagnação T_0 é encontrada da equação de energia como na Equação (33).

$$T_0 = T + \frac{v^2}{2 \cdot c_p} \quad (33)$$

T é a temperatura absoluta estática do fluido. Em fluxos adiabáticos, a temperatura permanece constante. A relação da pressão de estagnação para a pressão local em um fluxo pode ser encontrada das equações (32) e (33), obtendo-se a Equação (34).

$$\frac{p_0}{p} = \left(1 + \frac{v^2}{2 \cdot c_p} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \frac{V^k}{V_0^k} \quad (34)$$

(SUTTON, 2001).

2.4.6.4 Velocidade do som e número Mach nas condições de estagnação

Quando a velocidade local se aproxima de zero, a temperatura e pressão locais aproximam da temperatura e pressão de estagnação. Numa câmara de combustão, onde a velocidade é pequena, a pressão de combustão local é essencialmente igual à pressão de estagnação. A velocidade do som “a” ou velocidade acústica em gases ideais é independente da pressão. É definida pela Equação (35).

$$a = \sqrt{k * R * T} \quad (35)$$

O numero Mach “M” é um parâmetro adimensional de fluxo e é usado para definir a razão do fluxo de velocidade “v” para a velocidade acústica local “a”.

$$M = \frac{v}{a} = \frac{v}{\sqrt{k * R * T}} \quad (36)$$

A relação entre temperatura de estagnação e número Mach pode ser escrita das equações (25), (32), (35) como aparece na Equação (37).

$$T_0 = T * [1 + \frac{1}{2} * (k - 1) * M^2] \quad (37)$$

T₀ e p₀ designam valores de estagnação da temperatura e pressão. Ao contrário da temperatura, a pressão de estagnação durante uma expansão adiabática na tubeira permanece constante somente para fluxos isentrópicos. Pode ser computada como mostra a Equação (38).

$$p_0 = p * [1 + \frac{1}{2} * (k - 1) * M^2]^{\frac{k}{k-1}} \quad (38)$$

(SUTTON, 2001).

2.4.6.5 Razão de área

A razão de área de uma tubeira com fluxo isentrópico pode ser expressada em termos dos números Mach para quaisquer pontos x e y dentro da tubeira.

$$\frac{A_y}{A_x} = \frac{M_x}{M_y} * \sqrt{\frac{1 + \left(\frac{k-1}{2}\right) * M_y^2}{1 + \left(\frac{k-1}{2}\right) * M_x^2}}^{\frac{k+1}{k-1}} \quad (39)$$

(SUTTON, 2001).

2.4.6.6 Velocidade de saída na tubeira

Da equação (h₀) a velocidade de saída na tubeira u₂ pode ser encontrada como mostra a Equação (40).

$$u_2 = \sqrt{2 * (h_1 - h_2) + u_1^2} \quad (40)$$

Sutton fala que esta equação aplica-se a foguetes ideais e não ideais. Para k constante esta expressão pode ser reescrita com a adição das equações (30) e (32), como mostra a Equação (41). Os subscritos 1 e 2 aplicam-se às condições de entrada e saída da tubeira respectivamente.

$$u_2 = \sqrt{\frac{2 * k}{k-1} * R * T_1 * [1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}] + u_1^2} \quad (41)$$

Esta equação é válida para quaisquer dois pontos na tubeira. Quando a seção na câmara é larga comparada à seção da garganta da tubeira, a velocidade na câmara ou velocidade aproximada na tubeira é comparativamente pequena e o termo u₁² pode ser desprezado. A temperatura na câmara T₁ representa um parâmetro na entrada da

tubeira e, sob condições isentrópicas, difere pouco da temperatura de estagnação ou da temperatura de combustão (par foguetes químicos). Isto leva a uma importante expressão simplificada da velocidade de exaustão u_2 , mostrada nas Equações (42) e (43), que é frequentemente usada na análise (SUTTON, 2001).

$$u_2 = \sqrt{\frac{2*k}{k-1} * R * T_1 * [1 - (\frac{p_2}{p_1})^{\frac{k-1}{k}}]} \quad (42)$$

$$u_2 = \sqrt{\frac{2*k}{k-1} * \frac{R'*T_0}{MM} * [1 - (\frac{p_2}{p_1})^{\frac{k-1}{k}}]} \quad (43)$$

Pode-se ver que a velocidade de exaustão em uma tubeira é função da razão de pressão p_1/p_2 , razão dos calores específicos k e temperatura absoluta na entrada da tubeira T_1 , assim como da constante do gás R . Como a constante do gás para qualquer gás particular é inversamente proporcional à massa molecular MM , a velocidade de exaustão ou impulso específico são funções da razão da temperatura de entrada absoluta na tubeira pela massa molecular. Esta razão desempenha um papel importante na otimização da razão de mistura em foguetes químicos (SUTTON, 2001).

Para comparar valores de impulso específico de um sistema de foguete para outro ou para avaliar a influencia de vários parâmetros de projeto, o valor da razão de pressão deve ser padronizado. Uma pressão de câmara de 6,894 Mpa e uma pressão de saída de 1atm (0,1013 Mpa) estão em uso hoje em dia (SUTTON, 2001).

Para expansão ótima $p_2 = p_3$ e a velocidade de exaustão efetiva e a velocidade de exaustão do foguete ideal são relacionadas na Equação (44).

$$v_2 = (c_2)_{opt} \quad (44)$$

c pode ser substituído por u_2 nas equações [Equações (42) e (43)]. Para uma razão de área de saída da tubeira fixada e pressão na câmara constante, esta condição ótima ocorre em uma altitude particular onde a pressão ambiente p_3 é igual à pressão de exaustão na tubeira p_2 . Em todas as outras altitudes, $c \neq v_2$ (SUTTON, 2001).

O valor teórico máximo da velocidade de saída na tubeira é alcançado com uma expansão infinita (exaustão no vácuo), dada pela Equação (45).

$$(u_2)_{max} = \sqrt{\frac{2*k*R*T_0}{k-1}} \quad (45)$$

Esta velocidade de exaustão máxima teórica é finita, apesar da razão de pressão ser infinita, porque isto representa um conteúdo de energia térmica finito do fluido (SUTTON, 2001).

2.4.6.7 Fluxo na tubeira e condições de garganta

A área da tubeira requerida decresce a um mínimo e depois aumenta novamente. Tubeiras desse tipo consistem de uma seção convergente seguida por uma seção divergente. Da equação da continuidade, a área é inversamente proporcional à razão u/v . A área mínima da tubeira é chamada de área da tubeira. A razão da área de saída

da tubeira A_2 para a área da garganta A_t é chamada de razão da área de expansão da tubeira e é representada pela letra grega ε . É um importante parâmetro de projeto da tubeira. É mostrada na Equação (46).

$$\varepsilon = \frac{A_2}{A_t} \quad (46)$$

O fluxo máximo de gás por unidade de área ocorre na garganta onde há uma razão de pressão única que é unicamente função da razão dos calores específicos k . Esta razão de pressão é encontrada fazendo $M = 1$ na equação (38) e está definida pela Equação (47).

$$\frac{p_t}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (47)$$

(SUTTON, 2001).

A pressão da garganta p_t para o qual a taxa de fluxo mássico isentrópico é máximo é chamada de pressão crítica. Os valores usuais para a razão da pressão crítica estão entre 0,53 e 0,57. O fluxo por uma tubeira de foguete específica com condições de entrada especificadas é menor que o máximo se a razão de pressão é maior do que aquela dada pela equação (47).

A pressão de entrada da tubeira é bem próxima à pressão de estagnação, exceto em câmaras de combustão estreitas onde há uma queda de pressão considerável entre a região do injetor até a região de entrada da tubeira (SUTTON, 2001).

No ponto da pressão crítica, conhecido como garganta, o número Mach é unitário e os valores do volume específico e da temperatura podem ser obtidos das Equações (32) e (37), como mostra as Equações (48) e (49).

$$V_t = V_1 * \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (48)$$

$$T_t = \frac{2*T_1}{k+1} \quad (49)$$

Na Equação (49), a temperatura de entrada na tubeira T_1 é bem próxima à temperatura de combustão e consequentemente próxima à temperatura de estagnação do fluxo na tubeira T_0 . No ponto crítico, há somente uma suave mudança nessas propriedades (SUTTON, 2001).

Das equações (41), (47) e (49), pode-se obter a velocidade crítica ou velocidade na garganta u_t , mostrada na Equação (50).

$$u_t = \sqrt{\frac{2*k}{k+1} * R * T_1} = a_t = \sqrt{kRT} \quad (50)$$

O fluxo mássico em qualquer seção no interior da tubeira é dado pela Equação (51).

$$\dot{m} = \frac{A_t * u_t}{V_t} = A_t * p_1 * k * \frac{\sqrt{\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}}}{\sqrt{k * R * T_1}} \quad (51)$$

O fluxo mássico por uma tubeira de foguete é, portanto, proporcional à área da garganta A_t e à pressão de estagnação da câmara p_1 ; é inversamente proporcional à raiz quadrada da razão T/MM e é função das propriedades dos gases (SUTTON, 2001).

Para bocais supersônicos, a razão entre a área da garganta e qualquer outra área a jusante desta em que prevaleça uma pressão p_x pode ser expressa como função da razão de pressão e a razão dos calores específicos, usando as equações (26), (42), (48) e (50) como segue na Equação (52).

$$\frac{A_t}{A_x} = \frac{V_t * u_x}{V_x * u_t} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} * \left(\frac{p_x}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} * \sqrt{\frac{k+1}{k-1} * \left[1 - \left(\frac{p_x}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} \quad (52)$$

Quando $p_x = p_2$, então $A_x/A_t = A_2/A_t = \epsilon$ na equação (52). Para operações em baixas altitudes (nível do mar até 10.000 m) as razões de área nas tubeiras estão tipicamente entre 3 e 25, dependendo da pressão na câmara, combinação de propelentes e restrições de cobertura do veículo. Para altitudes elevadas (100 km ou mais) razões de área estão entre 40 e 200, porém pode-se ter algumas tão grande quanto 400 (SUTTON, 2001).

Analogamente, uma expressão para a razão da velocidade em qualquer ponto a jusante da garganta com pressão p_x e a velocidade da garganta pode ser escrita das equações (41) e (50), como mostra a Equação (53).

$$\frac{u_x}{u_t} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} * \left[1 - \left(\frac{p_x}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} \quad (53)$$

Estas equações permitem a determinação direta da razão da velocidade ou razão de área para qualquer razão de pressão dada, e vice-versa, em tubeiras de foguete ideais. (SUTTON, 2001).

2.4.6.8 Equação termodinâmica do empuxo

O efluxo dos gases propelentes ou fluxo de momento para fora causa empuxo ou força de reação na estrutura do foguete. Como o fluxo é supersônico, a pressão no plano de saída da tubeira pode ser diferente da pressão ambiente e da componente do empuxo de pressão adicionado ao empuxo de momento como dado na equação do empuxo (F).

O empuxo máximo para uma dada operação em tubeira é encontrada no vácuo onde $p_3 = 0$. Entre o nível do mar e o vácuo do espaço, a equação (8) nos dá a variação do empuxo com a altitude usando propriedades da atmosfera. Para modificar valores calculados para condições de operação ótima ($p_2 = p_3$) para valores de p_1 , k e A_2/A_t . A expressão seguinte pode ser usada. Para o empuxo, vale a Equação (54).

$$F = F_{opt} + p_1 * A_t * \left(\frac{p_2}{p_1} - \frac{p_3}{p_1}\right) * \frac{A_2}{A_t} \quad (54)$$

Para o impulso específico, vale a Equação (55).

$$I_{sp} = (I_{sp})_{opt} + \frac{c^* * \epsilon}{g_0} * \left(\frac{p_2}{p_1} - \frac{p_3}{p_1}\right) \quad (55)$$

Pode-se expandir a equação (8) modificando-a e substituindo u_2 , u_t e V_t das equações (41), (42), (48) e (50), como mostra a Equação (56).

$$F = \frac{A_t * u_t * u_2}{V_t} + (p_2 - p_3) * A_2 =$$

$$= A_t * p_1 * \sqrt{\frac{2 * k^2}{k-1} * \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} * \left[1 - \frac{p_2}{p_1} \frac{k-1}{k}\right]} + (p_2 - p_3) * A_2 \quad (56)$$

Esta equação mostra que o empuxo é proporcional à área da garganta A_t e à pressão da câmara p_1 e é uma função da razão de pressão da tubeira p_1/p_2 , da razão dos calores específicos k e do empuxo de pressão (SUTTON, 2001).

O coeficiente de empuxo C_F é definido como o empuxo dividido pela pressão da câmara p_1 e a área da garganta A_t , como mostrado na Equação (57).

$$C_F = \frac{u_2^2 * A_2}{p_1 * A_t * v_2} + \frac{p_2 * A_2}{p_1 * A_t} - \frac{p_3 * A_2}{p_1 * A_t} =$$

$$= \sqrt{\frac{2 * k^2}{k-1} * \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} * \left[1 - \frac{p_2}{p_1} \frac{k-1}{k}\right]} + \frac{p_2 - p_3}{p_1} * \frac{A_2}{A_3} \quad (57)$$

O coeficiente de empuxo é uma função das propriedades do gás k , da razão de área ϵ e da razão de pressão ao longo da tubeira p_1/p_2 , mas é independente da temperatura da câmara. Para qualquer razão de pressão fixada p_1/p_3 , o coeficiente de empuxo C_F e o empuxo F tem um pico quando $p_2 = p_3$. Este valor é conhecido como coeficiente de empuxo ótimo e é um importante critério nas considerações de projeto da tubeira (SUTTON, 2001).

O uso do coeficiente de empuxo permite a simplificação da Equação (56) pela Equação (58).

$$F = C_F * A_t * p_1 \quad (58)$$

A Equação (58) pode ser resolvida para C_F e fornece a relação para determinação do coeficiente de empuxo experimentalmente dos valores medidos de pressão da câmara, diâmetro da garganta e empuxo. Apesar do coeficiente de empuxo ser função da pressão na câmara, não é proporcional a p_1 , como pode ser visto na Equação (57). No entanto, é diretamente proporcional à área da garganta. O coeficiente de empuxo tem valores que variam de 0,8 a 1,9. É um parâmetro conveniente para ver os efeitos da pressão na câmara ou variações de altitude em uma dada configuração de tubeira ou para corrigir resultados ao nível do mar para condições de voo em altitude (SUTTON, 2001).

2.4.6.9 Velocidade característica e impulso específico

A velocidade característica c^* é definida como mostra a Equação (59).

$$c^* = \frac{p_1 A_t}{\dot{m}} = \frac{I_{sp} g_0}{C_F} = \frac{c}{C_F} = \frac{\sqrt{k R T_1}}{k^* \sqrt{\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}}} \quad (59)$$

A velocidade característica c^* é usada para comparar o desempenho relativo de diferentes projetos e propelentes de sistemas de propulsão de foguetes químicos; é facilmente determinada pelos dados medidos de \dot{m} , p_1 e A_t . Está relacionada à eficiência da combustão e é essencialmente independente das características da tubeira. É basicamente função das características dos propelentes e do projeto da câmara de combustão; é independente das características da tubeira (SUTTON, 2001).

Usando as equações (58) e (59), o empuxo pode ser expresso como o produto do fluxo mássico com a função da câmara de combustão (c^*) com a função da expansão da tubeira (C_F), como pode ser visto na Equação (60).

$$F = C_F * \dot{m} * c^* \quad (60)$$

Alguns autores usam o termo chamado coeficiente de descarga C_D que é um recíproco do c^* . Ambos C_D e velocidade de exaustão característica c^* são usados essencialmente com sistemas de propulsão de foguete químico (SUTTON, 2001).

2.5 Sistemas de Propulsão

2.5.1 Sistemas de propulsão térmica

O princípio básico de um sistema de propulsão térmico é o paradigma da simplicidade. A energia proveniente de uma reação química, ou de um reator nuclear ou ainda de uma descarga elétrica em arco, é usada para elevar a temperatura do propelente. As partículas individuais do propelente obtêm energia cinética considerável na forma de movimento térmico aleatório. O propelente é então expandido por um bocal convergente-divergente em que a proposta é converter a energia térmica aleatória do propelente em um fluxo unidirecional de partículas com alta energia. Neste contexto, um sistema térmico é um gerador de gás quente com um bocal como acelerador. O bocal acelerador simplesmente tenta fazer um estado ordenado de arranjos proveniente do caos do movimento térmico aleatório (MATTINGLY, 2006).

O parâmetro chave na análise de sistemas de propulsão, em geral, é o impulso específico I_{sp} . Análise termodinâmica indica, sob algumas condições ideais, que o impulso específico de sistemas térmicos é proporcional à quantidade T_1/MM , onde T_1 é a temperatura da câmara de combustão do propelente e MM é seu peso molecular. Para produzir um impulso específico alto em um sistema térmico, é desejável ter uma temperatura de operação alta juntamente com produtos de exaustão de baixo peso molecular. A extensão na qual estes dois objetivos desejáveis podem ser alcançados é a base para se comparar sistemas de propulsão térmicos (MATTINGLY, 2006).

2.5.1.1 Sistemas de propulsão química

Sistemas de propulsão químico são uma subclasse dos sistemas térmicos que usam a energia liberada por uma reação química exotérmica na câmara de combustão.

Sistemas químicos podem ser divididos em motores a bipropelente líquido, motores a propelente sólido e motores híbridos (MATTINGLY, 2006).

Figura 2 mostra as características essenciais de um sistema de foguete líquido. Dois propelentes (um oxidante e um combustível) são bombeados à câmara de combustão. O motor híbrido é mostrado na figura 3 e o propelente é um combustível sólido em torno da câmara de combustão. Resumindo o sistema:

- 1) Sistema de conversão de energia – câmara de combustão
- 2) Sistema de alimentação de propelente – bomba de combustível, bomba de oxidante e turbina a gás (não é necessário em um sistema híbrido)
- 3) Acelerador – tubeira

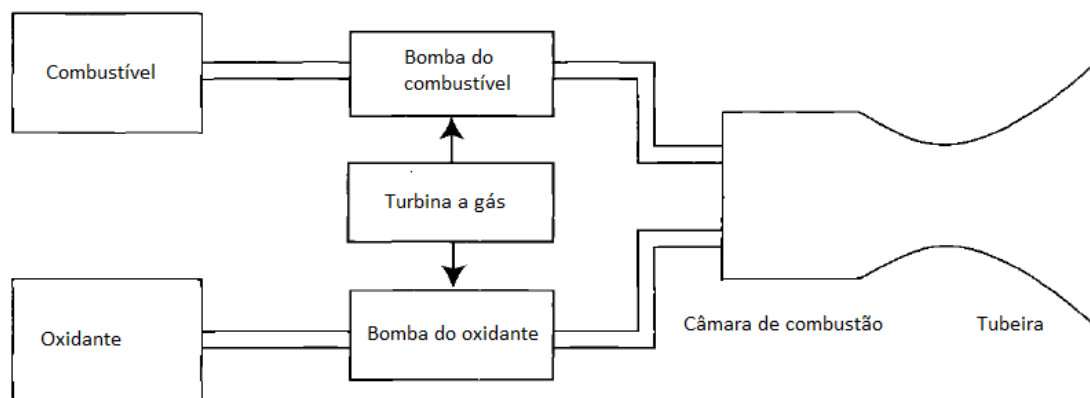


Figura 2 – Motor de foguete líquido bipropelente (MATTINGLY, 2006)

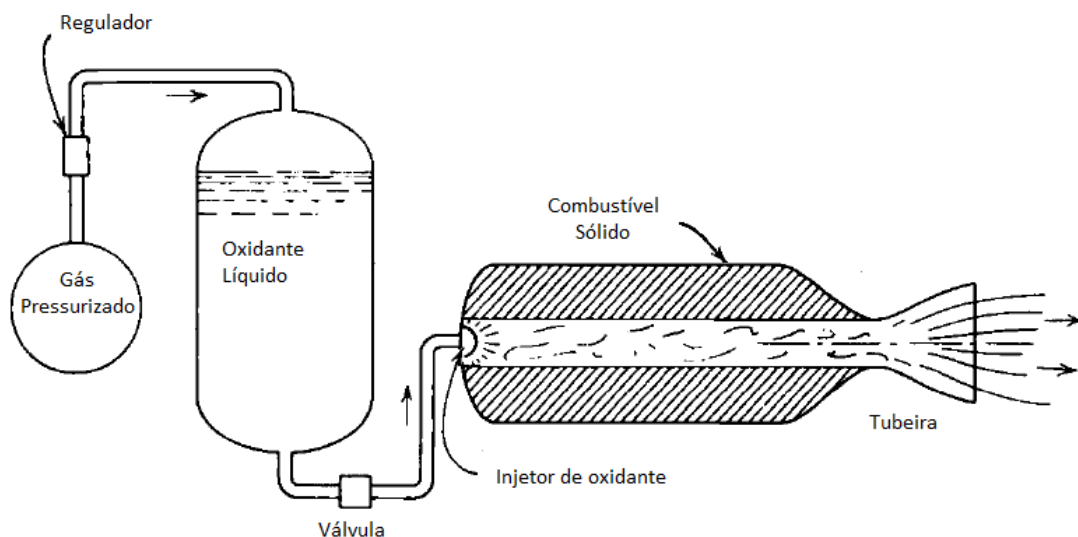


Figura 3 – Motor de foguete de propulsão híbrida (MATTINGLY, 2006)

No caso de um sistema de propulsão de foguete a propelente sólido, o combustível e o oxidante estão misturados e moldados em uma massa sólida chamada de grão (MATTINGLY, 2006).

Resumindo o sistema:

- 1) Sistema de conversão de energia – câmara de combustão
- 2) Sistema de alimentação de propelente – não há
- 3) Acelerador – tubeira

A ausência de um sistema de alimentação de propelente no foguete químico a propelente sólido é uma de suas vantagens marcantes (MATTINGLY, 2006).

A tabela 1 mostra as características pertinentes aos diferentes tipos de propelentes químicos. É importante notar que a temperatura de combustão T_1 e a massa molecular dos produtos da exaustão MM são largamente determinados pela reação química específica que acontece na câmara de combustão. É possível selecionar diferentes combinações e assim alcançar um aumento no impulso específico, mas há limitações porque os produtos da combustão química inerentemente tendem a ter massas moleculares relativamente altas (MATTINGLY, 2006).

Tabela 1 – Características do propelentes químicos

Oxidante e combustível	T_1 (K)	MM	I_{sp} (s)
O_2 -RP ₁	3400	22	260
O_2 -H ₂	2800	9	360
F ₂ -H ₂	3100	7,33	400
Nitrocelulose	2300-3100	22-28	200-300

(MATTINGLY, 2006)

Esta discussão serve para salientar uma importante característica dos sistemas de propulsão químicos, em que o oxidante e o combustível servem tanto como fonte de energia quando como fonte de partículas para o sistema de propulsão. Portanto, o processo de fornecimento de energia ao acelerador e o processo de fornecimento de partículas ao mesmo estão intimamente relacionados. Estes fatos fundamentais colocam um limite superior de aproximadamente 400 s no impulso específico alcançável por meios químicos (MATTINGLY, 2006).

2.5.1.2 Sistemas de propulsão por transferência de calor nuclear

A figura 4 mostra as características principais de um sistema de propulsão por transferência de calor nuclear. Assim como o nome sugere, este sistema contém um reator nuclear que possui dois importantes propósitos:

- 1) produzir energia necessária para aquecer o gás propelente a uma alta temperatura
- 2) transferir esta energia ao gás propelente.

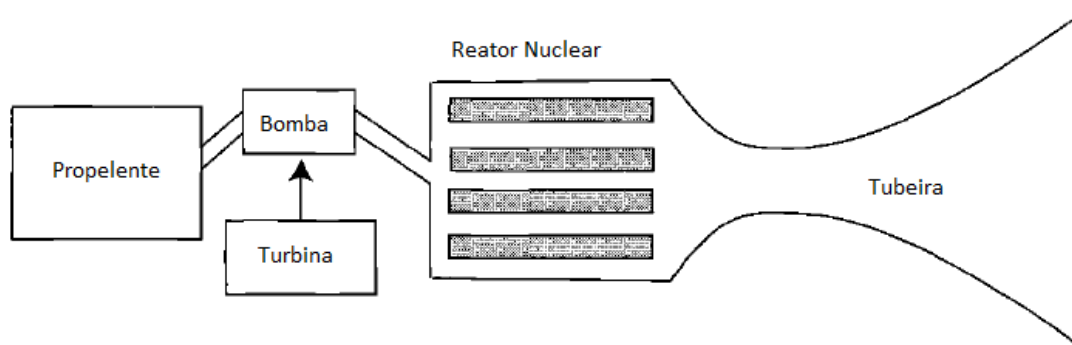


Figura 4 – Sistema de propulsão por transferência de calor nuclear (MATTINGLY, 2006)

Portanto o reator serve como fonte de energia e trocador de calor ao mesmo tempo. Uma vez aquecido no reator, o gás propelente aquecido é expandido por uma tubeira na forma característica de todos os sistemas térmicos. Os principais componentes destes sistemas são:

- 1) Sistema de conversão de energia – reator nuclear de núcleo sólido
- 2) Sistema de alimentação do propelente – bomba e turbina
- 3) Acelerador – tubeira

Uma importante característica de um sistema de transferência de calor nuclear é que a fonte de partículas de exaustão e a fonte de energia são independentes. O propelente fornece as partículas e o reator fornece a energia. Então o propelente não precisa ser selecionado com base em seu conteúdo energético, mas pode ser selecionado com base na sua adequação como material de exaustão para um sistema de propulsão térmico. Em outras palavras, a primeira consideração a ser feita na seleção de um propelente é baixa massa molecular (MATTINGLY, 2006).

Tabela 2 – Características dos propelentes para propulsão nuclear

Propelente	T_1 (K)	MM	Máximo I_{sp} (s)
H_2	2800	2	1000
C_3H_8 (propano)	2800	5,8	530
NH_3 (amônia)	2800	8,5	460

(MATTINGLY, 2006)

A tabela 2 lista algumas importantes características de diferentes propelentes para propulsão nuclear. Nota-se que o hidrogênio produz o maior valor de impulso específico por causa de sua baixa massa molecular. Este fato é a principal razão pela qual o hidrogênio é mais mencionado como propelente de sistemas nucleares. Nota-se também que a temperatura T_1 é a mesma para os três propelentes listados na tabela. A temperatura T_1 é determinada principalmente pelas limitações estruturais do sistema reator-trocador de calor e não pela natureza do propelente (MATTINGLY, 2006).

2.5.1.3 Sistema de propulsão eletrotérmica

Sistemas de propulsão eletrotérmicos usam potência elétrica para aquecer um gás propelente. Um método para se fazer isto é passar o propelente por um arco elétrico como sugerido na figura 5. O sistema de propulsão resultante é chamado de arco a jato térmico. Uma segunda possibilidade é usar elementos de aquecimento de tungstênio (temperatura aumentada por energia elétrica) como mecanismo de transmissão de energia térmica ao propelente. Em cada caso, o propelente pode ser aquecido a altas temperaturas, talvez tão altas quanto 10000 K. A temperatura pode ser aumentada, porém além de 10000 K uma porção significativa da energia de entrada é usada para ionização e dissociação dos átomos do propelente. Esta energia (chamada de perdas de fluxo congelado) é, portanto, indisponível para a proposta básica do equipamento, que é transmitir energia cinética a um fluxo direcionado de partículas. Ainda pode-se adicionar que a altas temperaturas o fluxo de exaustão pode conter pedaços significativos dos eletrodos e da tubeira. Estes dois efeitos tendem a colocar um limite superior na temperatura em que o propelente pode ser aquecido e então há um limite superior no impulso específico de equipamentos eletrotérmicos. Os principais componentes do sistema são:

- 1) Sistema de conversão de energia – planta de potência elétrica e câmara de arco
- 2) Sistema de alimentação de propelente – bomba de propelente
- 3) Acelerador – tubeira.

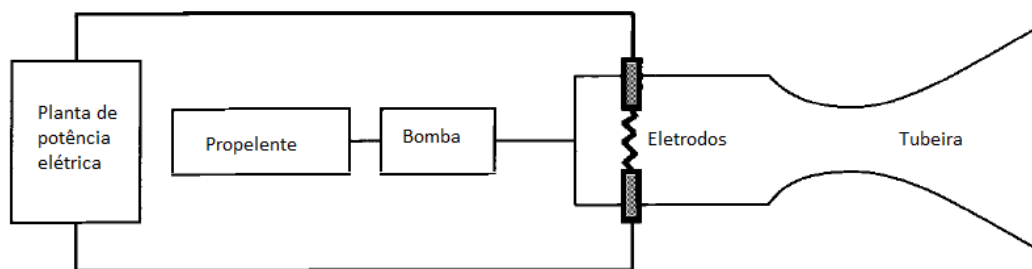


Figura 5 – Sistema de propulsão térmico de arco a jato (MATTINGLY, 2006)

O sistema eletrotérmico é também caracterizado pelo fato de que o propelente não tem parte no processo de fornecimento de energia ao acelerador. O sistema também requer uma planta de potência elétrica no sistema de conversão de energia e esta característica é uma consideração importante no projeto de veículos propelidos por meios eletrotérmicos (MATTINGLY, 2006).

Para propulsão elétrica, o fornecimento de energia introduz parâmetros livres pelos quais é necessário fazer estimativas quando deriva-se o desempenho esperado do veículo. A potência elétrica pode ser proveniente de uma bateria, de painéis solares ou de um gerador nuclear ou solar, em que cada um tem suas vantagens e desvantagens. O que é importante, do ponto de vista do desempenho do veículo, é a razão potência-massa- W/kg. Na maioria dos casos, a potência não diminui com o progresso do voo, enquanto a massa de propelente diminui enquanto o veículo acelera. Isto representa um contraste para os foguetes químicos, nos quais tanto os

propelente quanto a energia disponível diminuem na mesma taxa. Usando estas ideias, estimativas simples do desempenho do veículo podem ser produzidas (TURNER, 2009).

2.5.2 Sistemas de propulsão elétrica

Sistemas de propulsão elétrica são caracterizados por um acelerador que faz uso da interação de campos eletromagnéticos e partículas carregadas. Em um sentido bastante cru, a carga elétrica em uma partícula fornece o caminho para um campo eletromagnético para regular e direcionar o movimento da partícula. Em particular, é possível acelerar a partícula a altas velocidades e ejetá-la do veículo foguete. Assim como será claro por agora, a ejeção de partículas a alta velocidade é a essência da propulsão foguete (MATTINGLY, 2006)

Esta simples imagem de um sistema de propulsão elétrica oculta alguns um pouco algumas sutilezas básicas. Primeiramente, o sistema de alimentação do propelente de tal sistema deve fazer mais do que meramente transportar o propelente ao acelerador. Ele deve também operar no propelente para produzir uma significativa quantidade de partículas ionizadas na entrada do acelerador. Posteriormente, notamos que os campos eletromagnéticos são capazes de acelerar partículas carregadas a impulsos específicos muito altos. No entanto, é necessário fornecer a energia ao acelerador em forma elétrica, e, portanto, é necessário carregar uma planta de potência elétrica junto com a missão. A planta de potência elétrica é a chave do problema porque as estimativas do nível de potência para propulsão vão ao âmbito do megawatt. Em outras palavras, o sistema de conversão de energia para um sistema de propulsão elétrico é bastante provável que seja um equipamento muito grande e massivo (MATTINGLY, 2006).

Os empulsores possuem uma certa eficiência em converter potência elétrica em empuxo e o fornecimento de potência possui uma certa razão potência-massa. Expressando estas eficiências como η para a eficiência do empulsor e ξ (W/kg) para a razão potência-massa, as relações que seguem nas Equações (61), (62), (63) e (64) podem ser aplicadas.

$$\xi = \frac{P_E}{m_E} \quad (61)$$

$$\eta = \frac{\dot{m} * c^2}{2 * P_E} \quad (62)$$

$$c = \sqrt{\frac{2 * \eta * P_E}{\dot{m}}} = \sqrt{\frac{2 * \eta * \xi * m_E}{\dot{m}}} = \sqrt{\frac{2 * \eta * \xi * t * m_E}{m_P}} \quad (63)$$

$$F = m * c = \sqrt{2 * \dot{m} * \eta * \xi * m_E} = \sqrt{\frac{2 * \eta * \xi * m_E * m_P}{t}} \quad (64)$$

no qual os subscritos P e E referem-se ao propelente e ao fornecimento de potência elétrica respectivamente, P_E é a potência elétrica e F é o empuxo. A potência é proporcional à massa do fornecimento de potência e a taxa do fluxo mássico é considerada constante. O tempo de queima em segundos é representado por t (TURNER, 2009).

2.5.2.1 Sistemas de propulsão eletromagnético

Sistemas eletromagnéticos usam um campo magnético para acelerar uma coleção de gases, chamado de plasma, a uma velocidade da ordem de 50.000 m/s. Um plasma é um gás total ou parcialmente ionizado contendo essencialmente números iguais de elétrons e ions. Pelo fato do plasma é um ótimo condutor de eletricidade, ele irá interagir com campos eletromagnéticos. Pelo fato do plasma também é um gás, ele exibe as propriedades de um contínuo ou fluido. Como resultado, a descrição básica da interação do campo magnético e o plasma combina todas jocosidades da teoria do campo eletromagnético e mecânica dos fluidos em um novo campo de estudo chamado magnetohidrodinâmica (MHD), ou magnetofluidomecânica (MATTINGLY, 2006).

Por muitos anos, produzir um empulsor de plasma prático tem sido um sonho dos projetores de motores. O princípio é simples. Um gás ionizado passa por um canal por onde é mantido ortogonal a ele campos elétricos e magnéticos (veja a figura 6). A corrente, carregada de elétrons e ions, que se desenvolve ao longo do vetor campo elétrico, interage com o campo magnético para gerar a força propulsiva ao longo do canal. Esta força age na mesma direção do fluxo de elétrons e ions e então todo o plasma é acelerado; a força que acelera não é limitada pela densidade do plasma, portanto não há um limite análogo para o limite de cargas no espaço. O gás não precisa estar completamente ionizado; mesmo um pequeno percentual de ions é suficiente, porque eles transferem energia às moléculas de gás neutro por colisão. A perda de energia pelos ions neste método é imediatamente restaurada pelos campos elétrico e magnético (TURNER, 2009).

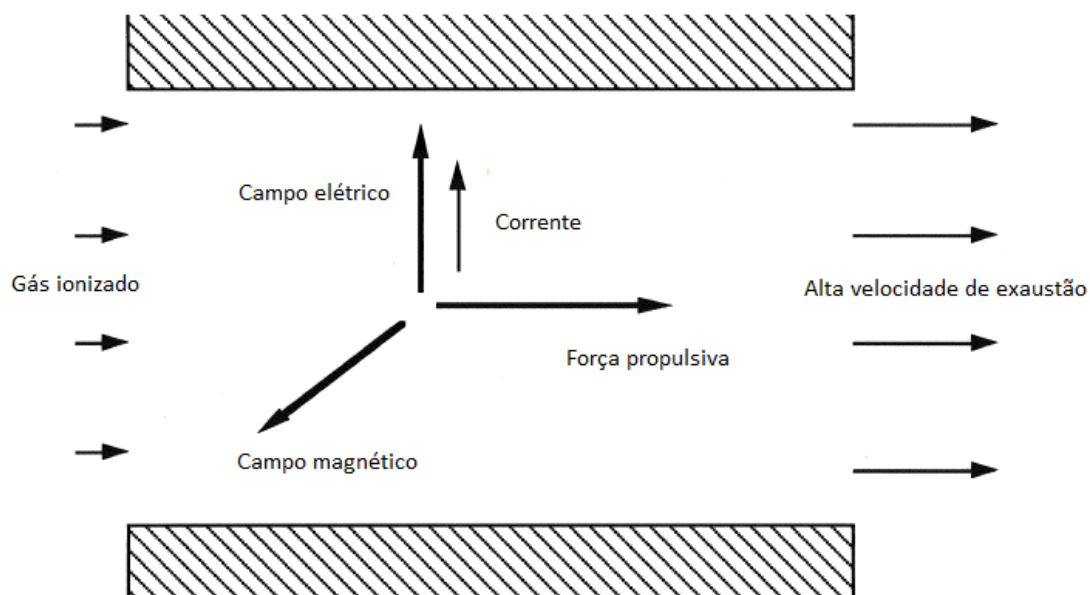


Figura 6 – Princípio de um empulsor de plasma (TURNER, 2009)

Por causa do número de maneiras com que as forças magnetohidrodinâmicas podem agir no plasma, há um desconcertante número de aceleradores de plasma. A lista de equipamentos está em constante crescimento e é um tanto quanto inadequado tentar classificá-los de qualquer maneira simples que faça justiça ao assunto. É preciso reconhecer que o gerador de plasma e o acelerador de plasma representam uma variedade de equipamentos possíveis. No entanto, estão todos unidos pela característica comum de usar a ação de um campo eletromagnético em um plasma neutro macroscopicamente. Seus principais componentes são:

- 1) Sistema de conversão de energia – planta de potência elétrica
- 2) Sistema de alimentação de propelente – bomba e gerador de plasma
- 3) Acelerador – acelerador de plasma

Os nomes propulsão MHD ou propulsão a plasma são geralmente associados a este sistema. Embora a variação do impulso específico para este sistema não esteja definitivamente estabelecido, a variação de 2000 a 10000 s é razoavelmente um consenso dos valores dados na literatura. Hidrogênio, hélio e lítio são os propelentes mencionados (MATTINGLY, 2006).

2.5.2.2 Sistemas de propulsão eletrostático

O princípio de operação deste sistema é baseado nos campos elétricos estáticos para acelerar e ejetar eletricamente partículas carregadas. O propelente introduzido ao motor é eletricamente neutro porque partículas carregadas não podem ser armazenadas em quantidades apreciáveis. Os íons são produzidos imediatamente antes de serem expostos ao campo de aceleração. Isto é efetuado tirando um ou mais elétrons da molécula de propelente neutra, que é um íon positivo carregado simples ou múltiplo. O íon positivo é então acelerado por um campo elétrico e ejetado do motor a uma alta velocidade. Durante este processo de aceleração, é preciso concentrar e formar o feixe iônico para minimizar o número de colisões entre os íons e os membros estruturais do motor. Finalmente, tanto íons quanto elétrons devem ser ejetados do motor para mantê-lo eletricamente neutro. Isto é alcançado recolhendo os elétrons disponíveis na fonte iônica e transportando-os à saída do motor onde eles são injetados à corrente iônica, produzindo um feixe propulsivo eletricamente neutro. As três principais partes de um motor de íons são a fonte iônica, a seção aceleradora e o neutralizador de feixe (injetor de elétrons) (MATTINGLY, 2006).

Os principais componentes podem ser identificados como:

- 1) Sistema de conversão de energia – planta de potência elétrica
- 2) Sistema de alimentação de propelente – bomba e fonte iônica
- 3) Acelerador – motor de íons

2.5.2.3 Plantas de potência elétrica para propulsão espacial

O principal componente em qualquer sistema de propulsão elétrico é a planta de potência elétrica. Potência elétrica é necessária por várias razões, incluindo comunicações, controle, e propulsão (MATTINGLY, 2006). Enquanto a velocidade de exaustão aumenta, o desempenho ótimo do sistema de propulsão elétrico move-se

para uma razão potência-peso para o fornecimento elétrico. Ao mesmo tempo sabe-se que a potência necessária depende do produto do empuxo com a velocidade de exaustão. Então um motor de alto empuxo e alta velocidade de exaustão possui uma alta exigência de potência. As fontes de energia elétrica disponíveis no espaço são poucas. Até os dias de hoje, as únicas fontes usadas em empulsores elétricos foram baterias e células solares. Uma vez que a massa na fonte de alimentação adiciona diretamente na massa da carga útil para qualquer manobra, é importante encontrar fontes de potência que são capazes de distribuir alta potência e ter uma alta razão potência-massa (TURNER, 2009).

a) Células solares

A eficiência máxima de uma célula solar em converter energia solar em eletricidade varia de 15 a 20% dependendo do tipo. Tipicamente, para uma matriz de 30 kW, a massa por quilowatt é de aproximadamente 13 kg. A extensão da área seria de 210 m², implantando-se a estrutura dobrada, uma vez que ela foi levada ao espaço. Para potências baixas, 5-6 kW, pode-se utilizar uma massa por quilowatt de 7 kg. Com células solares melhoradas, especialmente com arseneto de galio e com o uso de concentradores solares, que focalizam a luz solar coletada pelos refletores leves em uma área menor de células solares, uma massa por quilowatt de 3 kg pode ser pensada como viável. A desvantagem imediata da potência solar é o limite da potência total disponível imposta pela inabilidade de se construir matriz implantáveis muito grandes. Potências acima de 100 kW são improváveis de serem alcançadas com a tecnologia atual. Uma desvantagem menos óbvia é o fato de que a luz solar diminui em intensidade com o quadrado da distância do sol; uma espaçonave viajando para longe da órbita da Terra em direção ao sistema solar exterior defronta com uma constante diminuição da potência disponível. Por outro lado, a potência de saída cai significativamente com o aumento da temperatura, portanto, viajar para muito perto da órbita de Mercúrio não é possível tendo as células solares como principal fonte de potência (TURNER, 2009).

Há ainda um problema adicional com as células solares e é sua sensibilidade ao dano por radiação. Prótons energéticos, nos cinturões de radiação da Terra ou emitidos pelo sol durante as tempestades solares, deslocam átomos no silício e mudam suas propriedades de maneira que a potência disponível diminui significativamente com o tempo, dependendo da exposição à radiação. Para propulsão elétrica, usando baixo empuxo, uma espaçonave poderia durar vários meses nos cinturões de radiação da Terra e as células se degradariam significativamente durante este tempo. Isto indica a necessidade de superdimensionamento dos painéis e sua correspondente baixa razão potência-massa (TURNER, 2009).

Mesmo com essas desvantagens, todas as missões espaciais atuais propelidas eletricamente usam células solares (TURNER, 2009).

b) Geradores solares

Dada a eficiência de conversão de 15-20% das células solares, está claro que um gerador mecânico convencional definido com uma eficiência de 30-40% forneceria o dobro da razão potência-área. Tais sistemas ainda precisam ser implantados, porém estão sob ativa consideração para geração de potência. O arranjo básico é a

concentração de energia solar em um aquecedor contendo um fluido de trabalho, que então movimenta um motor conectado ao gerador, assim como os sistemas de potência terrestre convencionais. A eficiência pode ser 30-40% como já foi mencionado e o sistema seria imune aos danos por radiação e poderia funcionar com intensidade solar reduzida, para missões no espaço profundo. As dificuldades são aquelas frequentes para o uso de sistemas mecânicos no espaço: selos, glândulas, rolamentos, todos tem fraco desempenho no espaço, por causa do vácuo e o ambiente de gravidade zero; outro fator são os danos por radiação a materiais orgânicos. No entanto, uma quantidade considerável de trabalhos tem sido desenvolvidos em motores de calor de ciclo fechado, principalmente para refrigeração, porém igualmente aplicáveis à geração de potência. Na Europa, especialmente no Reino Unido, o motor Stirling tem sido desenvolvido. Este equipamento tem um pistão oscilante que funciona sem glândulas ou selos mecânicos para gerar resfriamento da potência elétrica, ou, se revertido, gerar potência elétrica do calor. Nos Estados Unidos, enquanto o motor Stirling está sendo usado, um equipamento similar, a turbina de Brayton, tem sido desenvolvido também. Não há razão para que estes equipamentos, juntamente com concentradores solares leves, não melhorariam a razão massa-potência total e permitam uma maior extração de potência elétrica para a mesma área de iluminação solar (TURNER, 2009).

c) Geradores térmicos radioativos

O problema da baixa iluminação em planetas exteriores, até mesmo em Marte, induziu o desenvolvimento de geradores de potência elétrica empregando sistemas nucleares. Introduzido em 1961, os GTRs tem sido usados em várias missões: as naves Viking em Marte, as missões Mariner, as missões Voyager nos planetas exteriores e as missões atuais Galileo e Cassini. GTRs são a solução atual para fornecer potência nos sistemas saturninos, jovianos e além. O conceito é a conversão de calor, gerado por decaimento radioativo de um elemento adequado em potência elétrica. Plutônio (Pu^{238}) é usado geralmente pelo fato de sua adequada meia vida de 80 anos: muito tempo e não poderia gerar potência por quilograma suficiente; pouco tempo e não eraria potência bastante por um longo tempo. Há dois componentes: a fonte de calor e o conversor de potência (TURNER, 2009).

Em todos os GTRs atuais, o calor gerado pelo plutônio é convertido em eletricidade usando geradores termoelétricos com suas junções quentes estão conectados às unidades de aquecimento e suas junções frias conectadas aos radiadores que conduzem o calor para o espaço. Um par de junções quentes está conectado em cada uma das unidades aeroescudo – contendo quatro pelotas de óxido de plutônio – e as correspondentes junções frias estão conectadas ao radiador simples para cada unidade. Os primeiros equipamentos usavam junções chumbo-telúrio e produziam poucos watts de potência elétrica. Os equipamentos mais recentes usam junções silício-germânio e produzem potência elétrica acima de 285 W com o plutônio a uma temperatura de 1.235 °C. Até as últimas versões tem uma eficiência de conversão de energia térmica em energia elétrica de somente 6%. Com uma massa de mais de 50 kg, a massa por quilowatt é de 175 kg, muito maior do que a razão dos painéis solares. Ainda assim, são os únicos equipamentos atuais para produção de potência elétrica no espaço exterior ao sistema solar (TURNER, 2009).

A baixa eficiência da geração termoeleétrica tem levado a projetos sendo desenvolvidos para o uso de geradores mecânicos que convertem calor em potência elétrica; tais geradores podem ter eficiência de 30 a 40%, como mencionado acima. Isto poderia melhorar a massa por quilowatt por um fator de 5 a 7, chegando a 25 kg/kW. Os projetos atuais usam uma fonte de potência térmica de 500 W contendo 600 g de dióxido de plutônio; a temperatura de entrada do motor é 650 °C e a temperatura do radiador é 80 °C. A potência elétrica produzida é de 55 W. É provável que este tipo de geração de potência será padrão em uso nos GTRs, por causa de alto custo do plutônio e por aspectos de segurança. Uma melhoria na eficiência por um fator igual a sete significa uma redução da quantidade de plutônio usado pelo mesmo fator (TURNER, 2009).

d) Geradores de potência por fissão nuclear

Está claro que os GTRs nunca chegarão à razão potência-massa necessária para altos valores de potência de propulsão elétrica. Nem mesmo as células solares chegarão aos altos níveis de potência absoluto necessário. A fissão nuclear tem sido pensada como a única solução viável para esse problema há muito tempo. A energia disponível na fissão do urânio é setenta vezes maior do que no decaimento radioativo do plutônio e a potência final é completamente controlável; plutônio, por outro lado, tem uma taxa específica de geração de calor que não pode ser controlada. Leva oitenta anos para extrair a energia de metade dos átomos de Pu^{238} em um GTR, enquanto para a fissão do urânio a energia pode ser extraída em qualquer taxa desejada. Ao mesmo tempo, urânio é relativamente barato, material natural, enquanto o plutônio é um elemento artificial, criado a enorme custo. Urânio não é venenoso e não radioativo no estado puro, então os aspectos de segurança para seu uso são muito menos desafiadores.

A potência térmica de saída de um reator é determinada por seu fluxo de nêutrons instantâneo no núcleo e isto é controlado por meio de refletores e absorvedores de nêutrons externos, que controlam o fluxo de nêutrons sendo impedidos de voltar ao núcleo. O reator pode ser lançado em um estado inerte e pode ser ligado uma vez que está em órbita; sua potência de saída pode ser aumentada ou diminuída. Isto acentua um importante aspecto de segurança de reatores de fissão de urânio: o material não é radioativo até que o equipamento comece a operar e, portanto, um acidente durante o lançamento não vai produzir detritos radioativos do núcleo do reator (TURNER, 2009).

A potência térmica de saída de dispositivos práticos é alta. O reator SNAP 10-A desenvolvido nos Estados Unidos para aplicações de potência em satélites em 1965, produzia 40 kW de calor. O reator russo Topaz produzia 150 kW e os reatores espaciais modernos produzem potência térmica acima de 500 kW. Mesmo com a baixa eficiência da geração termoeleétrica, o reator Topaz produziu 10 kW de potência elétrica usando 12 kg de urânio em um reator com massa limitada de 320 kg. O valor de 32 kg/kW não está distante da razão massa-potência dos painéis solares. A diferença é que a potência de saída não depende do tamanho do reator, e sim do fluxo de nêutrons, assim, para alta potência de saída, o reator de fissão nuclear provê a melhor razão massa-potência (TURNER, 2009).

Em equipamentos gerando calor em um nível tão alto, transferência de calor ativa é necessária e o método usual é circular um metal líquido – sódio ou lítio – pelo núcleo em um circuito fechado. Metais líquidos possuem pontos de ebulição altos e grande capacidade calorífica; eles também podem ser bobeados com campos magnéticos alternados, não necessitando contato mecânico. O metal líquido passa por um trocador de calor, conectado a um gerador eletrotérmico ou mecânico, exatamente como no caso de um GTR. Temperaturas críticas de saída são as mesmas dos modernos GTRs, numa faixa de 650 a 1200 °C, enquanto o calor é dispersado no espaço por radiadores operando a 80-100 °C (TURNER, 2009).

O uso de fissão nuclear para fornecimento de potência a espaçonaves tem sido realizado de maneira experimental e aplicado exclusivamente para satélites militares. No entanto, agora é visto como essencial para exploração científica de planetas exteriores e suas luas. Uma missão proposta, chamada Orbitador das Luas Geladas de Jupiter ou JIMO, especifica um reator de fissão para fornecer potência para propulsão elétrica. Para tais missões, envolvendo visitas às várias luas do sistema, o delta-V total requerido é alto. Este será o primeiro uso moderno de propulsão de íons a alta potência, acoplado a um reator de fissão nuclear para fornecer eletricidade (TURNER, 2009)

2.6 Tempo para se atingir uma velocidade

O tempo necessário para alcançar uma velocidade depende fortemente do empuxo. Para empuxo constante, tem-se a Equação (65).

$$t = \left(\frac{m_0 - m_1}{\dot{m}} \right) \quad (65)$$

dividindo por m_0 , tem-se então a Equação (66).

$$t = \frac{m_0}{\dot{m}} * \left(1 - \frac{m_1}{m_0} \right) \quad (66)$$

Utilizando a equação (1) e substituindo na equação (65) encontra-se a Equação (67).

$$t = \frac{m_0 * c}{F} * \left(1 - \frac{m_1}{m_0} \right) \quad (67)$$

Assim, é possível ver que o tempo necessário para se atingir uma velocidade depende da velocidade de exaustão efetiva e do empuxo, para uma dada razão de massa (TURNER, 2009).

3. METODOLOGIA TEÓRICA

Neste trabalho foram feitos dois estudos teóricos: um comparando o tempo para se atingir a velocidade necessária para a órbita de transferência a Marte com cinco sistemas propulsivos e outro para comparar as energias de entrada e saída para motores de foguetes químicos e termonucleares.

3.1 Cálculo do tempo para alcançar a velocidade mínima necessária para a órbita de transferência de Marte para cinco sistemas propulsivos

A quantificação do tempo para se alcançar a velocidade de transferência de um veículo à órbita de transferência de Marte é um fator importante para que seja possível selecionar o melhor sistema propulsivo para se enviar uma missão a este planeta, até mesmo a outros planetas. Para isso, foi calculado o tempo para se atingir a velocidade em cinco sistemas propulsivos usando a Equação (66): químico a bipropelente criogênico (motor RS-68A do veículo lançador americano Delta IV Heavy), químico a bipropelente semicriogênico (motor RD-170 do veículo lançador russo Energia), fissão termonuclear, propulsor elétrico por ions e propulsor por efeito Hall. Seguem os dados de cada sistema propulsivo na tabela 3.

Tabela 3 – Dados de cinco diferentes sistemas propulsivos

Motor	Propelente	Massa inicial (m0)	Massa final (m1)	Razão das massas	Velocidade de exaustão efetiva (c)	Empuxo (F)
RS-68A	LOX/LH2	733000	104580	0,143	4118,77	3312000
RD-170	LOX/RP1	2400000	150000	0,0625	3304,82	8060000
NERVA Phoebeus 2	LH2	591000	87300	0,148	8500	1100000000
NSTAR Ion Engine	Xe	581,5	500	0,860	30000	0,087
PPS 1350	Xe	370	286	0,773	15000	0,07

(TURNER, 2009)

Os dados para os motores de foguetes químicos estão no livro Rocket and Spacecraft Propulsion, de M. Turner. A escolha de ambos foi proposital. O veículo lançador russo possui o maior valor de empuxo dentre todos os sistemas líquidos a bipropelente, enquanto o veículo lançador americano possui o maior valor de empuxo dentre todos os sistemas líquidos a bipropelente criogênico. Os dados utilizados para os outros três sistemas propulsivos são os dados da Encyclopedia Astronautica e do mesmo livro citado acima de M. Turner. No caso do NERVA Phoebeus 2, para as massas inicial e final foram usados os dados de massa do veículo lançador americano Space Shuttle, que possuía as maiores massas dentre os veículos lançadores.

Para colocar um veículo na órbita de transferência de Marte, é necessário que o delta-V de 11 km/s (TURNER, 2009).

3.2 Comparativo das energias de entrada e saída entre foguetes químicos e termonucleares

Para realizar a comparação entre os sistemas propulsivos químicos, escolheu-se dois sistemas de propulsão químicos como base de cálculo. São eles o motor RD-170, primeiro estágio do foguete russo Energia e o RS-68A, primeiro estágio do foguete americano Delta IV Heavy. Os dados utilizados estão na tabela 3. Com todos os dados dos dois foguetes, pode-se calcular os valores de energia de entrada e saída para os mesmos utilizando a equação (19), considerando a eficiência interna dos motores sendo igual a 0,5 e fixando o empuxo, calcular o análogo termonuclear dos mesmos, utilizando dados do impulso específico da propulsão termonuclear encontrados na literatura. Por fim, comparar os resultados dos sistemas propulsivos químicos com seus análogos termonucleares.

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os resultados do tempo mínimo necessário para alcançar o delta-V de 11 km/s seguem na tabela 4.

Tabela 4 – Tempo necessário para se atingir o delta-V para órbita de transferência para Marte

	RS-68A (Delta IV Heavy)	RD-170 (Energia)	NERVA Phoebus 2	NSTAR Ion Engine	PPS 1350
Tempo	13,025 min	15,376 min	3,89 s	208,33 dias	326,52 dias

Nota-se claramente a vantagem dos motores por fissão nuclear quando comparados, principalmente com os propulsores elétricos NSTAR Ion Engine e PPS 1350, sendo que o último deles gastaria quase um ano para alcançar o delta-V necessário para que se possa atingir a órbita de transferência de Marte, ao passo que o sistema por fissão nuclear alcançaria o delta-V necessário em aproximadamente incríveis quatro segundos. Os sistemas propulsivos químicos utilizados no cálculo levariam entre 10 a 15 minutos, sendo uma escolha interessante. No entanto, o tempo de queima seria um problema para esses foguetes, visto que o foguete russo funciona durante quase 3 minutos (um estágio de quatro foguetes auxiliares com motor RD-170), contra os quase 16 requeridos para alcançar o delta-V de 11 km/s enquanto o Delta IV Heavy funciona por quase pouco mais de oito minutos (dois estágios com motores RS-68A).

Apesar da desvantagem temporal dos propulsores elétricos, na tabela 3 nota-se que a razão de massas destes é muito maior do que a dos demais sistemas propulsivos e, portanto, pode-se carregar mais massa com uma quantidade equivalente de combustível quando comparada com os sistemas químicos e o sistema por fissão nuclear.

A tabela 5 possui os valores das energias de entrada e saída para os motores considerados

Tabela 5 – Energias de entrada e saída para os motores RS-68A e RD-170

	Energia de entrada (kW)	Energia de saída (kW)
RS-68A	266,37	133,18
RD-170	136,41	68,21

Usando-se o empuxo dos motores químicos para foguetes de fissão termonuclear e usando os outros dados encontrados na literatura para este último, calcula-se as energias de entrada e saída de destes, colocados na tabela 6.

Tabela 6 – Valores das energias de entrada e saída para foguetes por fissão termonucleares com empuxo igual aos motores químicos acima

	Energia de entrada (kW)	Energia de saída (kW)
NTR com empuxo igual ao RD-170	671,85	335,93
NTR com empuxo igual ao RS-68A	276,08	138,04

Observa-se que a geração de energia de um motor por fissão termonuclear é mais que o dobro em ambos os casos. No caso da comparação com o motor russo, o aumento é de mais de duas vezes e meia, mostrando que os foguetes por fissão termonuclear são de fato mais poderosos do que os foguetes químicos. Isso se deve por um fator em especial: os propelentes. Para um foguete químico, a energia térmica convertida em energia cinética é proveniente única e exclusivamente da reação química entre combustível e oxidante. Para o caso do RD-170, a oxidação de querosene (RP-1) com oxigênio líquido (LOX). No caso do RS-68A, a oxidação do hidrogênio líquido (LH2) com LOX. Entretanto, para os foguetes por fissão termonuclear, a energia térmica transformada em energia cinética não vem de uma reação e sim da transferência de calor entre o reator nuclear e o propelente (em geral, LH2), permitindo que a energia térmica a ser transformada seja muito maior.

5. CONCLUSÕES

Mesmo com toda a evolução que a propulsão aeroespacial sofreu durante no século XX, especialmente durante a chamada corrida espacial da Guerra Fria, ainda há muito que se estudar e muito a se desenvolver neste campo de estudo, principalmente no que diz respeito aos sistemas propulsivos não químicos. A utilização dos sistemas propulsivos químicos não pode ser extinta, visto que os fatores econômicos e ambientais pesam muito a favor destes quando se comparado aos sistemas por fissão nuclear, mesmo este último possuindo valores de desempenho elevados, visto pelos valores de geração de potência térmica altamente superiores deste, o que leva a um aumento considerável da carga possível a ser levada ao espaço. Porém, a utilização dos propulsores químicos se restringe unicamente a levar equipamentos à órbita terrestre e, uma vez lá, sua utilização torna-se inviável dados os parâmetros de desempenho que cada sistema propulsivo apresenta.

Uma vez em órbita, as melhores alternativas para missões espaciais fora da órbita terrestre são os sistemas termonucleares e elétricos. Dado o tempo necessário para se alcançar o delta-V para uma órbita de transferência a Marte, nota-se que os sistemas termonucleares são mais viáveis para missões científicas ou de colonização tripuladas e os sistemas elétricos para missões não tripuladas.

6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

FERREIRA, A.B.H Dicionário Aurélio. 5º Edição. São Paulo: Positivo. 2010. 2272p.

MATTINGLY, J.D. Elements of Propulsion: Gas Turbines and Rockets. 3º Edição. Blacksburg: AIAA Education Series. 2006. 849p

MCGINNIS, S.J. Space Nuclear Power Systems for Manned Mission to Mars. Tese de mestrado em Ciência da Engenharia Astronáutica. Monterey. 1997. 87p.

TURNER, M.J.L. Rocket and Spacecraft Propulsion. Principles, Practice and New Developments. 3º Edição. Leicester: Springer-Praxis. 2009. 390p.

SUTTON, G.P. BIBLARZ, O. Rocket Propulsion Elements. 7º Edição. Nova York: John Wiley & Sons. 2001. 751p.

CURTIS, H.D. Orbital Mechanics for Engineering Students. 1º Edição. Daytona Beach. Elsevier. 675p.

HILL, P.G. PETERSON, C.R. Mechanics and Thermodynamics of Propulsion. 2º Edição: Reading. Addison-Wesley Publishing Company Inc. 1991. 563p.

<http://www.astronautix.com/lvs/delheavy.htm>. Acesso realizado em 16 de dezembro de 2014.

www.russianspaceweb.com/energia.html. Acesso realizado em 16 de dezembro de 2014.