

Dispense del Corso di Propulsione Aerospaziale

Corso di Laurea di 1° livello in Ingegneria Aerospaziale

Facoltà di Ingegneria

Università degli Studi di Roma "La Sapienza"

Capitolo 1

Introduzione

Il significato letterale di propulsione è "spinta in avanti". Questa definizione presuppone l'esistenza di

una forza finalizzata ad ottenere un certo atto di moto di un corpo. Per sistema propulsivo si intende l'insieme dei componenti necessari a generare e/o controllare la forza propulsiva in modo da realizzare

un prefissato stato di moto di un corpo.

In generale tutti i sistemi propulsivi sono "a reazione" siano essi terrestri, navali, aerei o spaziali. Si perviene, infatti, all'ottenimento della forza propulsiva come ad una forza di reazione all'applicazione

di una forza uguale e contraria sull'ambiente esterno (solido o fluido) e/o su sostanze trasportate a bordo

ed espulse dal sistema stesso.

La disciplina della propulsione aerospaziale si occupa delle macchine in grado di fornire la forza propulsiva che permette il moto di veicoli nell'atmosfera e nello spazio cosmico. Nel primo caso si parla

di motori per aeromobili (settore aeronautico), nel secondo di propulsori spaziali. Va subito sottolineato

che, se in altri campi l'aeronautica e l'astronautica si differenziano sensibilmente, non è del tutto così nel

campo della propulsione, infatti i propulsori delle due aree, pur differenti, si basano su principi comuni.

La caratteristica comune a quasi tutti i sistemi di propulsione aerospaziale è che la forza propulsiva,

detta **spinta (thrust)**, si ottiene come risultato dell'incremento di quantità di moto di un fluido, detto

fluido propulsivo (Fig. 1.1), il quale può avvenire o solo all'esterno del motore (eliche), o all'interno ma

con fluido esterno (esoreattori), oppure all'interno con solo fluido originariamente stivato a bordo (endoreattori).

Altra caratteristica comune richiesta a tutti i sistemi propulsivi aerospaziali è la leggerezza.

L'incremento della quantità di moto, necessario a generare la spinta, viene ottenuto a spese di energia

resa disponibile a partire da diverse fonti. In generale si possono considerare quattro tipi di fonti energetiche

nel campo della propulsione aerospaziale, anche se soltanto la prima, quella chimica, ha trovato larga diffusione, e fornisce energia alla quasi totalità dei propulsori aerospaziali. Di queste fonti soltanto

le prime tre possono essere considerate *primarie*, e cioè disponibili a bordo senza trasformazioni in altri

tipi di energia. Esse sono:

Energia Chimica `e la principale (e quasi unica) fonte di energia per la propulsione aerospaziale, derivante

dall'energia sviluppata dalle reazioni chimiche di combustione che avvengono tra combustibile e ossidante (o dalla decomposizione di un monopropellente). Il combustibile `e prevalentemente un derivato del petrolio (quasi esclusivamente nei propulsori ad elica e ad esoreazione) ma pu`o essere anche idrogeno (come nel caso di alcuni endoreattori) o altre sostanze. L'ossidante `e costituito dal-

1Alcuni particolari sistemi di propulsione, quali ad esempio la vela solare, costituiscono un'eccezione.

2 Introduzione

Propulsori ad elica

Fluido Propulsivo = Aria

Elica

Motore

Aria Aria accelerata

Energia

Esoreattori

Fluido Propulsivo = Aria

Aria Motore

Combustibile Energia

Gas combusti

accelerati

Endoreattori

Fluido Propulsivo =

Propellenti stivati a bordo

Seratoio Motore

Fluido

Energia

Fluido accelerato

Figura 1.1: Sistemi per incrementare la quantit`a di moto del fluido propulsivo.

L'ossigeno presente nell'aria nel caso di propulsori ad elica ed esoreattori, mentre `e ossigeno puro o altre sostanze negli endoreattori.

Energia Nucleare La fattibilit`a e la possibile convenienza di propulsori ad endoreazione che sfruttano

un reattore nucleare a fissione `e stata dimostrata. Tuttavia, i rischi nel controllo di tale tipo di energia non ne hanno consentito finora l'impiego pratico. Comunque, attualmente l'impiego dell'energia nucleare `e oggetto di rinnovata attenzione per missioni interplanetarie.

Energia Solare L'energia solare pu`o essere sfruttata per generare elettricit`a da utilizzare in propulsori

elettrici, o concentrata mediante specchi per riscaldare un fluido operativo (con un'effetto analogo a quello che si ha nella combustione), oppure, in modo pi`u avveniristico, per spingere vele solari.

In ogni caso l'impiego `e difficile a causa delle enormi superficie di pannelli solari (o degli specchi, o delle vele solari) per generare potenze significative. Nonostante queste difficult`a, l'energia solare `e effettivamente utilizzata in alcuni satelliti e sonde.

Accanto a queste fonti merita di essere considerata un quarta fonte di energia, *secondaria*, che pu`o essere

prodotta a bordo da sorgenti primarie. Essa `e:

Energia Elettrica L'energia elettrica ha finora trovato impiego molto limitato a causa dei tipicamente

bassi rapporti spinta/peso. L'elevato peso di una configurazione in cui l'energia elettrica `e immagazzinata

esclusivamente in batterie porta ad escludere questa soluzione. L'energia elettrica `e

prodotta a bordo da altre sorgenti energetiche, che potranno essere considerate primarie (chimica, nucleare, solare). E' il caso per esempio delle celle a combustibile e delle batterie (chimica), dei generatori di elettricit`a a radioisotopi (nucleare), o dei pannelli solari (solare).

1.1 Classificazione

Il turboelica è in realtà un ibrido a metà strada tra i motori ad elica ed i motori a getto, in quanto parte della spinta è generata dall'espulsione dell'aria utilizzata dal gruppo turbina-compressore. Tuttavia, in genere esso viene classificato separatamente dai motori a getto.

La seconda famiglia è quella dei propulsori a getto. ² Con questo nome si indicano tutti quei propulsori in cui almeno parte della spinta è ottenuta mediante l'espulsione di massa stivata a bordo dal veicolo.

Nell'ambito della propulsione a getto bisogna poi subito distinguere tra i motori che sfruttano almeno in parte l'atmosfera come fluido propulsivo (si tratta degli esoreattori o air-breathing engines) e quelli invece in cui tutto il fluido propulsivo è stivato a bordo del veicolo (si tratta degli endoreattori o rockets).

Questi ultimi sono i soli motori in grado di fornire una spinta al di fuori dell'atmosfera.

Gli esoreattori hanno avuto grande sviluppo nella seconda metà del secolo scorso divenendo il principale

sistema propulsivo nel campo aeronautico. Dopo l'inizio dell'era dei motori a getto, l'interesse commerciale ha permesso infatti una notevole maturazione della tecnologia con lo sviluppo di motori

più efficienti (come ad esempio i turbogetti a doppio flusso, oggi comunemente usati nella maggior parte degli aerei civili). Parallelamente, sono anche stati studiati esoreattori di diversa concezione ²Questi sistemi propulsivi vengono anche detti a reazione, sebbene tale definizione possa generare confusione in quanto anche negli altri casi la spinta è ottenuta per reazione.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

4 Introduzione

che, sebbene non abbiano goduto del successo dei turbogetti, possono risultare interessanti per alcune

applicazioni (è il caso degli statoreattori e dei pulsogetti). ³

Gli endoreattori, pur essendo stati i primi propulsori a getto sviluppati nella storia, risultano poco adatti alla propulsione aeronautica a causa degli elevati consumi, e delle difficoltà di controllo. Al contrario, essi hanno avuto uno straordinario successo nel campo spaziale, dove si sono rivelati come

l'unico sistema propulsivo in grado di portare carico utile al di fuori dell'atmosfera terrestre, grazie alla

loro elevata spinta specifica ed alla capacità di fornire una spinta nel vuoto. Anche nel campo degli endoreattori

sono stati sviluppati diversi concetti propulsivi (che possono essere divisi nelle famiglie degli endoreattori chimici, nucleari ed elettrici), alcuni finora rimasti sulla carta, ed altri invece di maggior successo.

La classificazione dei sistemi di propulsione aerospaziale vista in Fig. 1.2 riguarda soltanto i principali

sistemi di cui si parlerà già di seguito con un maggior dettaglio, e per i quali si accennerà alle principali caratteristiche ed applicazioni. Tuttavia altri sistemi sono stati studiati e in particolare si è cercato

di estendere il funzionamento dei propulsori a campi di velocità e di quota più vasti. Si accennerà ad esempio ad alcuni motori detti combinati, il cui sviluppo ha lo scopo di sfruttare in un unico sistema

propulsivo le proprietà migliori dei sistemi più tradizionali nei diversi campi di quota e velocità di volo.

Elettroelica(Batterie

Celle solari

Figura 1.3: La famiglia dei propulsori ad elica.

C.) Elettroelica: *Motore elettrico alimentato ad energia solare (progetto sperimentale della NASA) o*

a batteria (modelli).

1.2.1 Motoelica

Il motore `e simile a quello di un'automobile, ad accensione comandata (basato sul ciclo Otto) o ad accensione

spontanea (basato sul ciclo Diesel). `e stato il primo e l'unico impiegato fino quasi alla fine della seconda guerra mondiale. Inizialmente raffreddato ad acqua, venne poi soppiantato dai pi`u leggeri motori

raffreddati ad aria (pesanti il 30-40% di quelli raffreddati ad acqua). Successivamente miglioramenti ai motori raffreddati ad acqua portarono ad una competizione tra le due tipologie. Molti dei migliori caccia

della seconda guerra mondiale utilizzavano motori raffreddati ad acqua, ma alla fine hanno prevalso quelli raffreddati ad aria. `e nel campo aeronautico che `e stata sviluppata la sovralimentazione dei motori

a scoppio. Infatti le prestazioni di tali motori vanno riducendosi con la quota, cosa che pu`o essere compensata con l'introduzione di sistemi di sovralimentazione. Sebbene in passato siano stati sviluppati

motori di grande potenza (anche fino a 3000 kW), attualmente le motoeliche sono diffuse soltanto nel

campo dell'aviazione leggera con motori da 4 a 8 cilindri, potenze di 75-300 kW (100-400 hp) e massa

di 100-250 kg. Infatti le turboeliche vengono oggi utilizzate per motori pi`u potenti. Va menzionato che

questi motori sono impiegati anche per piccoli elicotteri.

1.2.2 Turboelica

Il primo aereo di linea con turboelica (turboprop) fu introdotto nel 1955. A quel periodo si pu`o far risalire la fine del dominio dei motoelica. Infatti la turbina a gas presenta maggiore rapporto potenza/

peso rispetto al motore a pistoni, e minore ingombro frontale (con conseguente minore resistenza aerodinamica). Il motore che fornisce potenza all'elica `e ancora un motore a combustione interna, che

utilizza derivati del petrolio come combustibile e l'ossigeno dell'aria come ossidante, ma si basa sul ciclo di turbina a gas (ciclo Brayton-Joule), anzich`e sui cicli Otto e Diesel dei motoelica. La principale

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

6 Introduzione

(a) Raytheon Beech Baron 58 (b) Motore Continental IO-550-C/300

Figura 1.4: Motoelica.

differenza `e che compressione ed espansione sono ottenute da macchine rotative anzich`e alternative, e

che la combustione avviene in modo continuo anzich`e ciclico (Fig. 1.5).

Un altro aspetto peculiare `e quello che la spinta, oltre che dall'elica, viene fornita in parte anche dal

getto del fluido espulso dopo essere stato utilizzato per generare la potenza all'albero.

Si pu`o dire quindi che in realt`a la turboelica `e un sistema misto in cui la spinta viene generata in parte

dall'elica (la maggior parte), e in parte dal getto. In ogni caso la portata elaborata dall'elica `e di gran

lunga superiore a quella elaborata dalla turbina a gas (generatore di gas). I principali componenti di una turboelica sono indicati in Fig. 1.5. L'elica è mossa dalla potenza fornita all'albero dal gruppo turbogas, tuttavia le dimensioni dell'elica, molto maggiori di quelle di compressore e turbina, rendono necessaria l'introduzione di un riduttore (i rapporti di riduzione sono dell'ordine di $15 : 1$) per contenere la velocità di rotazione dell'elica. Attualmente la turboelica trova largo impiego nei motori ad elica di elevata potenza. Essa viene impiegata per aerei di trasporto regionale, dove non sono richieste le elevate velocità di crociera dei motori a getto. Per queste moderate velocità i turboelica consentono di avere una migliore efficienza (minor consumo). Il turboelica è inoltre il motore principalmente (quasi esclusivamente) usato nel campo degli elicotteri, dove peraltro prende il nome di turboalbero (*turboshaft*) a causa del diverso utilizzo dell'elica (portante in questo caso). Si parla di turboalbero, anche perché, diversamente dai turboelica, tutta l'energia viene fornita all'elica, senza utilizzare l'energia del getto. La caratteristica di una turboelica (o turboalbero) è principalmente la potenza che essa può fornire all'albero. Questa può superare i 10000kW , valore quindi decisamente più alto di quello relativo ai più potenti motore elica realizzati.

1.2.3 Elettroelica

L'idea di impiegare un motore elettrico per fornire potenza ad un'elica risale agli inizi dell'aeronautica.

Infatti dopo il motore a vapore, il motore elettrico è stato il secondo tipo di motore installato su un aereo. Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Introduzione 7

(a) ATR42

(b) Sezione di turboelica

Figura 1.5: Turboelica.

Il primo motore per aereo, il dirigibile La France nel 1884. Si trattava di un motore della potenza di 6.3 kW , alimentato

da una batteria. Solo successivamente furono introdotti i motori a combustione interna alternativi.

Recentemente è stato riproposto l'impiego dei motori elettrici per particolari applicazioni. È ad esempio il caso del Progetto Helios allo studio della NASA (Fig. 1.6) dove 14 eliche (del diametro ciascuna di 1.8 m), mosse da altrettanti motori elettrici per una spinta di 48.9 N ciascuno e una potenza

di 1.5 kW . La peculiarità del sistema è quella di generare elettricità tramite celle solari dell'ultima

generazione. Inoltre, parte dell'energia elettrica generata dalle celle solari è immagazzinata in batterie

che permettono di proseguire il volo, per un tempo limitato, all'imbrunire; sono allo studio celle a combustibile che dovrebbero consentire il volo continuato, giorno e notte. Il prototipo di questo aereo

senza pilota è tuttavia precipitato nel luglio 2003 per problemi di controllo.

L'interesse di un sistema di questo tipo è di realizzare un veicolo in grado di volare indefinitamente (senza limiti di autonomia) ad una quota molto più bassa di quella dei satelliti.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

8 Introduzione

Figura 1.6: Il motore elettroelica del progetto Helios (NASA).

seconda

della presenza o meno di turbomacchine nelle fasi di compressione ed espansione, si distinguono le due

classi di esoreattori basati su questo ciclo:

1. Compressione-espansione senza turbomacchine: STATOREATTORE (AUTOREATTORE).

2. Compressione-espansione con turbomacchine: TURBOREATTORE (TURBOGETTO).

Il rimanente ciclo termodinamico da considerare è invece un ciclo intermittente in cui compressione,

combustione ed espansione del fluido propulsivo si ripetono ciclicamente grazie ad un sistema di apertura

e chiusura di valvole. Questo ciclo fornisce la terza classe di esoreattori:

3. PULSOREATTORE (PULSOGETTO).

1.3.1 Statoreattore

Lo statoreattore (o autoreattore, o ramjet) è concettualmente molto semplice. In esso la compressione

del fluido propulsivo avviene esclusivamente attraverso il rallentamento dell'aria che entra nella presa

dinamica. Per tale ragione esso non è in grado di fornire spinta a punto fisso (cioè a velocità nulla), ed

ha il suo campo d'impiego per $2 < M < 4$. Per valori più elevati della velocità di volo (in particolare

per $M > 5$) non è più possibile rallentare in modo efficiente il flusso fino a velocità subsoniche prima

di entrare in camera di combustione; si può tuttavia ancora realizzare uno statoreattore se si riesce a far

avvenire la combustione in un flusso a velocità supersonica. In tal caso si parla di Scramjet (Supersonic

Combustion Ramjet), la cui fattibilità tuttavia deve ancora essere dimostrata.

Il loro impiego è limitato ad alcune applicazioni militari e veicoli sperimentali.

1.3.2 Turboreattore

Il turboreattore (o turbogetto) è basato sul ciclo di turbina a gas, come lo statoreattore. La differenza sta

nel fatto che la compressione viene effettuata da un compressore, mosso da una turbina, la quale ultima

sfrutta l'energia fornita al fluido propulsivo dalla combustione. All'uscita dalla turbina il gas è ancora ad

una pressione superiore a quella ambiente, e può essere quindi accelerato in un ugello. In questo modo il

fluido propulsivo viene espulso ad una velocità più elevata di quella con cui entra nel motore, generando

così la spinta. La presenza di una macchina per la compressione permette il funzionamento anche da

fermo (a punto fisso), a differenza dello statoreattore. Questa proprietà lo rende molto più versatile, e

4Nell'estate del 2002 scienziati australiani dell'Università del Queensland hanno sostenuto di aver realizzato per la prima

volta una combustione supersonica in volo, per pochi secondi. Successivamente, nel marzo 2004, lo X43 della NASA ha

raggiunto un numero di Mach pari a 7, e nel novembre successivo, Mach 9,8.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

10 Introduzione

(a) Ramjet (Combustione subsonica) (b) Scramjet (Combustione supersonica)

Figura 1.8: Tipi di statoreattore.

le ottime proprietà di prestazioni come spinta, consumo specifico, rapporto spinta/peso, hanno imposto

questa famiglia di motori come la più diffusa nel campo dell'aviazione sia civile sia militare. Si possono

quindi riassumere le seguenti proprietà:

- La spinta si ottiene dal getto
- Elevata potenza specifica (per unità di peso del motore)
- Ridotto ingombro frontale
- Elevata efficienza
- Limitata richiesta di interventi di manutenzione (oltre a quella pianificata)

Il propulsore a getto basato sul ciclo di turbina a gas è stato brevettato per la prima volta da Frank Whittle in Gran Bretagna nel 1930, ma è stato necessario aspettare fino al 1939 perché fosse realizzato

il primo velivolo propulso da un turbogetto. Successivamente alla fine della seconda guerra mondiale

è andato affermandosi grazie alla sua elevata spinta specifica ed al basso consumo specifico alle alte

velocità. Da questa famiglia di propulsori, senz'altro la più diffusa, hanno avuto origine diversi tipi di

propulsori, i principali dei quali sono descritti in Fig. 1.9 e nel seguito.

Turbogetto semplice

Per turbogetto semplice si intende il turboreattore base, costituito da presa dinamica, compressore, camera

di combustione, turbina e ugello. Anche in questo schema semplice, che è stato il primo ad essere adottato, si possono distinguere diverse configurazioni. Infatti per migliorare la risposta del motore alle

variazioni di potenza, controllata variando la quantità di combustibile iniettata in camera di combustione,

può essere utile separare un gruppo compressore-turbina di alta pressione e un gruppo compressore-turbina

di bassa pressione. In tal caso ogni gruppo è connesso attraverso un albero, e si avranno quindi in generale uno o più alberi coassiali. Il turbogetto semplice è meno efficiente del turboelica alle

velocità di volo, mentre diventa superiore ad alte velocità. Di conseguenza, il suo tipico campo di applicazione

è oggi quello dei velivoli supersonici. Infatti nel campo delle alte velocità subsoniche, che è quello dell'aviazione commerciale, il turbogetto a doppio flusso (vedi sotto) è più efficiente sia del turboelica

sia del turbogetto semplice, e viene quindi preferito. I turbogetti semplici impiegati oggi hanno spinte comprese tra 0.5 e 200 kN.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Introduzione 11

(a) Turbogetto semplice monoalbero (b) Turbogetto semplice bialbero

(c) Turbofan a flussi separati (d) Turbofan a flussi associati (e) Turbofan con aft-fan

(f) Turbogetto semplice con postcombustore

Figura 1.9: Configurazioni di turboreattori (da [12]).

Turbogetto con postcombustore

Per mantenere la temperatura entro valori tollerabili dalle palette della turbina, si adotta nel turbogetto

una miscela complessivamente "povera", cioè con eccesso di aria. Sussiste quindi la possibilità di utilizzare l'aria in eccesso per effettuare una seconda combustione, iniettando ancora combustibile dopo

l'espansione in turbina. La postcombustione permette di avere temporaneamente una maggiore

spinta, con conseguenti possibili applicazioni militari, ma anche nel campo dell'aviazione civile supersonica. `e questo ad esempio il caso dei propulsori del Concorde, dove il postcombustore `e impiegato per fornire la maggiore spinta richiesta nelle fasi critiche. L'impiego del combustore deve tuttavia essere limitato

nel tempo, a causa dell'incremento del consumo specifico quando il postcombustore `e acceso.

Turbogetto a doppio flusso (Turbofan)

Il turbogetto semplice, sebbene in grado di fornire spinta a punto fisso, risulta pi`u efficiente del turboelica

soltanto alle elevate velocit`a di volo subsoniche, a causa della diminuzione di efficienza dell'elica in

queste condizioni. Per estendere il campo di impiego dei turboreattori e per migliorarne l'efficienza in tutto il campo subsonico, `e stato introdotto il turboreattore a doppio flusso (turbofan) che cerca di

sfruttare i vantaggi sia del turboelica sia del turbogetto. In sostanza, parte dell'energia disponibile a valle della turbina che muove il compressore, anzich'essere utilizzata unicamente per accelerare la Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

12 Introduzione

corrente principale nell'ugello, viene sfruttata per muovere un'elica intubata (detta "fan", cio`e ventola)

che comprime un'ulteriore portata d'aria, successivamente accelerata in un ugello. In questo modo si ha

una minore accelerazione di una maggiore portata d'aria rispetto al turbogetto semplice, cosa che come si

vedr`a implica una riduzione dei consumi. Inoltre il fatto che l'elica sia "intubata" permette di rallentare

il flusso che la investe, eliminando cos`i la riduzione di prestazioni dell'elica investita da correnti con

velocit`a superiore a $M = 0.6$. Si hanno quindi due flussi d'aria: il principale che passa attraverso (a) Basso BPR, con postcombustore (b) Alto BPR

Figura 1.10: Diversi tipi di turboreattore a doppio flusso.

compressore, camera di combustione e turbina e il secondario che invece, dopo essere stato compresso

dalla ventola, viene poi espanso in ugello. Sono possibili due soluzioni: se il flusso secondario viene espulso separatamente da quello primario si parla di turbofan a flussi separati, se invece i due flussi vengono miscelati prima di essere espulsi si parla di turbofan a flussi associati.

Il turbofan `e il propulsore pi`u diffuso negli aerei da trasporto civili, grazie al basso consumo specifico

e al buon funzionamento a velocit`a transoniche. Oltre ai parametri principali, spinta e consumo specifico,

un parametro tipico del turbofan `e il rapporto di by-pass (BPR), e cio`e il rapporto tra le portate d'aria

secondaria e principale. Sulla base del BPR si distinguono due tipologie di turboreattori a doppio flusso:

quelli a basso rapporto di bypass, e quelli ad alto rapporto di bypass. I primi sono caratterizzati da una

portata d'aria del flusso secondario all'incirca pari, o inferiore a quella del flusso primario. Questa era la

soluzione impiegata nei primi turbofan degli aerei di linea degli anni '60 come il Boeing 727, che aveva

tre turbofan JT8D della Pratt & Whitney. I turbofan a basso BPR sono oggi impiegati nei moderni

aerei

da combattimento (essi consentono anche più facilmente la postcombustione).

I turboreattori a doppio flusso con BPR pari a 5 o superiore sono classificati come turbofan ad alto BPR. Tali propulsori, introdotti inizialmente su veicoli militari da trasporto, sono entrati nel campo delle

aerolinee civili alla fine degli anni '60 con l'introduzione degli aerei ad alta capacità come il Boeing 747,

il McDonnell-Douglas DC-10 e il Lockheed L-1011 Tristar. Le spinte coprono il campo compreso tra 5 e

500 kN. Tra le proprietà che hanno portato al successo dei turbofan ad alto BPR (Fig. 1.11), va ricordata

quella di essere molto meno rumorosi.

Si vedrà che la scelta e l'ottimizzazione del rapporto di by-pass dipende dalla particolare applicazione

sotto esame. Se l'obiettivo è avere spinte specifiche elevate, è conveniente adottare un basso BPR, nonché la postcombustione. Se l'obiettivo invece è ottenere basso consumo e inquinamento acustico, conviene adottare alti BPR.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Introduzione 13

Figura 1.11: Turbofan a flussi separati CF6-80E1 della General Electric (BPR=5.2) installato su un Airbus A330.

1.3.3 Pulsoreattore

Il pulsoreattore è un propulsore di notevole semplicità costruttiva (Fig. 1.12), in cui la compressione

dell'aria captata avviene per azione dinamica, senza che sia necessario un compressore. Il funzionamento

è regolato dall'apertura e chiusura di valvole a lamelle poste a valle della presa d'aria: le lamelle si chiudono per l'aumento della pressione causato dall'accensione del combustibile iniettato, a intermittenza,

tramite gli iniettori, nella camera di combustione, e si aprono successivamente per la depressione provocata dalla fuoriuscita della massa di gas combusti dall'ugello di scarico. Molto rumoroso e di rendimento propulsivo assai basso, il pulsogetto viene avviato a terra mediante un getto di aria compressa;

fu impiegato nel 1944 dalla Germania sulle bombe volanti V1. Successivamente è stato impiegato talvolta su aeromodelli o velivoli guidati a distanza.

Iniezione

Candela

Valvole

Camera Ugello

Presa

Figura 1.12: Schema di un pulsoreattore.

La sua semplicità, ed il suo peso contenuto, sono dovuti all'assenza di compressore e turbina, mentre

il funzionamento ciclico consente di raggiungere temperature di combustione più elevate, rispetto al caso

dei motori a combustione continua, dell'ordine di quelle raggiungibili nei motori a pistoni. Tuttavia il

funzionamento ciclico stesso porta ad una forte rumorosità ed a vibrazioni. Il ciclo del pulsogetto è

caratterizzato idealmente da combustione a volume costante, con frequenza di accensione proporzionale

alle dimensioni del motore ($40 \div 300$ Hz). Tra i problemi che ostacolano l'impiego dei pulsoreattori,

figurano anche la presenza di gas residui in camera di combustione (che pu' portare alla pre-accensione di miscela fresca), e la depressione in camera di combustione (che richiama aria dallo scarico).
Universit'a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

14 Introduzione

comunque ricordato che, pur essendo semplice quasi come lo statoreattore, il pulsogetto `e tuttavia in grado di fornire spinta a bassa velocit`a e fino a $M = 0.85$.

1.4 Endoreattori

La propulsione a getto `e stata impiegata da quasi 800 anni per armi o fuochi di artificio. In questo caso si parla di razzi, cio' e di veicoli propulsi per endoreazione. Tuttavia lo studio e l'impiego scientifico di tali propulsori risale agli inizi del novecento, precedendo quindi un poco lo sviluppo degli esoreattori.

Nella storia degli endoreattori (rockets) si considerano tre padri fondatori, il russo K. Tsiolkowsky, lo statunitense R. Goddard ed il tedesco H. Oberth.

Sorgenti di Energia

z Chimica Nu}c|leare Solare {

interna interna esterna
limitata limitata illimitata

Accelerazione del fluido propulsivo

z Termici }| {

sorgente di energia

+ energia termica

+ processo termogasdinamico

+

energia cinetica

Elettrostatici/Elettromagnetici

sorgente di energia

+ energia elettrica

+ campi elettrostatici/elettromagnetici

+

energia cinetica

a Frammenti di Fissione

energia nucleare

+

energia cinetica

Figura 1.13: Sorgenti di energia e principi per l'accelerazione del fluido propulsivo negli endoreattori.

Sia i motori ad elica che gli esoreattori necessitano del mezzo atmosferico per poter operare. Gli endoreattori, invece, sono in grado di fornire spinta anche nel vuoto. Sebbene gli endoreattori di uso corrente utilizzino una gamma piuttosto ristretta di opzioni (sia in termini di sorgenti di energia che processi di accelerazione del fluido propulsivo), `e opportuno ricordare che in linea di principio sia le

sorgenti sia i processi di accelerazione possono essere innumerevoli; su queste basi si pu' operare una

classificazione delle famiglie di endoreattori.

In sostanza l'energia proveniente dalla sorgente primaria subisce trasformazioni, fino ad essere convertita

in energia cinetica del getto. Una prima classificazione degli endoreattori `e quindi basata sul tipo
Universit'a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Introduzione 15

di energia primaria considerata: chimica, nucleare o solare (Fig. 1.13). Oltre a quanto già detto in precedenza,

si osserva qui che per i primi due tipi si tratta di energia “interna” al veicolo, cioè è immagazzinata a bordo e quindi limitata alla quantità effettivamente imbarcata, mentre nel caso dell’energia solare si

parla di una fonte energetica “esterna” al veicolo e quindi, in linea di principio, illimitata.

Una seconda classificazione degli endoreattori è invece basata sul processo di accelerazione del fluido

propulsivo. Si ricorda infatti che negli endoreattori la spinta viene generata dall’accelerazione di un fluido propulsivo stivato a bordo ed in questo senso, anche nel caso di sorgente di energia illimitata,

le possibilità di funzionamento del motore sono limitate dalla disponibilità di fluido propulsivo. Si distinguono così i endoreattori termici, elettrostatici/elettromagnetici e a frammenti di fissione nucleare.

Nei primi l’energia primaria viene conferita al fluido propulsivo in forma di energia termica per ottenere velocità di efflusso elevate (più di quanto ottenibile dalla semplice espansione di gas freddo).

Negli endoreattori elettrostatici/elettromagnetici l’energia primaria viene trasformata in energia elettrica,

necessaria alla generazione di campi elettrostatici o elettromagnetici in grado di accelerare un fluido propulsivo elettricamente carico. Infine negli endoreattori nucleari a frammenti di fissione, i prodotti

stessi della reazione nucleare costituiscono il fluido propulsivo espulso ad alta velocità.

Questo corso si limiterà allo studio delle principali caratteristiche dei soli endoreattori termici chimici.

1.4.1 Endoreattori termici

Secondo la classificazione vista in Fig. 1.13 tra gli endoreattori termici, cioè è quelli in cui l’energia primaria viene utilizzata per fornire energia termica al fluido propulsivo - successivamente trasformata

in energia cinetica del getto nell’ugello, si possono distinguere i propulsori a seconda del tipo di energia

primaria impiegata. Nella classificazione si considera come energia primaria anche quella elettrica; in

realtà quest’ultima viene prodotta a bordo a spese di una delle sorgenti primarie (chimica, nucleare, solare), tuttavia è opportuno mettere in evidenza il passaggio attraverso l’energia elettrica, che è poi

utilizzata per riscaldare il fluido propulsivo. Gli endoreattori termici si dividono quindi in endoreattori:

1. CHIMICI. Il fluido propulsivo viene riscaldato attraverso le reazioni di combustione che avvengono al suo interno.

2. NUCLEARI TERMICI. L’energia generata da una reazione nucleare viene utilizzata per riscaldare il fluido propulsivo.

3. ELETTROTERMICI. L’energia elettrica disponibile a bordo (da sorgente nucleare, solare, o chimica),

viene utilizzata per riscaldare il fluido propulsivo.

4. SOLARI TERMICI (Solar Thermal Rockets). L’energia solare, captata tramite specchi, viene utilizzata

per riscaldare il fluido propulsivo.

Endoreattori chimici

Gli endoreattori termici chimici, detti brevemente endoreattori chimici, sono quelli comunemente

impiegati

nei sistemi di lancio e nella gran parte dei motori di manovra orbitale e di controllo dell'assetto di satelliti. L'energia chimica è immagazzinata nei propellenti stivati a bordo, i quali per effetto delle

reazioni di combustione si trasformano in un gas ad alta temperatura che costituisce il fluido propulsivo.

Come propellente si intende quindi la sostanza che dopo aver subito trasformazioni (cambiamenti di

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
16 Introduzione

(a) Propellente Solido

(b) Propellente Ibrido

(c) Propellente Liquido

Figura 1.14: Endoreattori termici chimici (da Ref. 15).

stato, reazioni chimiche, riscaldamento, ... a seconda del tipo di endoreattore) va a costituire il fluido

propulsivo, cioè è il gas che viene accelerato dall'endoreattore nell'ugello. Nel caso di un endoreattore

chimico il fluido propulsivo è costituito dagli stessi prodotti di combustione derivanti dalla reazione tra

il combustibile e l'ossidante utilizzati, i quali definiscono perciò il rilascio di energia e la composizione

della miscela dei prodotti di reazione.

Il propellente può essere stivato a bordo in diversi modi. Se è immagazzinato allo stato solido e bruciando passa allo stato gassoso, si parla di propellente solido. Se è immagazzinato allo stato liquido,

in serbatoi, si parla di propellente liquido. Se il propellente è immagazzinato in parte allo stato solido e

in parte allo stato liquido, si parla di endoreattori a propellenti ibridi.

Nel caso di endoreattori a propellente solido, il propellente contiene al suo interno tanto il combustibile

quanto l'ossidante, e la combustione, che consuma il propellente solido generando gas caldi come prodotti di reazione, avviene sulla superficie esposta del propellente (Fig. 1.14a). La caratteristica

di tali endoreattori, largamente impiegati nei missili balistici e nei lanciatori, è l'estrema semplicità,

nonché la particolarità di non richiedere lunghi preparativi per il lancio. Con endoreattori a propellente

liquido si possono realizzare sistemi con prestazioni superiori, ma più complessi (Fig. 1.14c). In questo

caso combustibile e ossidante possono essere immagazzinati nei serbatoi separatamente, oppure si può

utilizzare un unico propellente il quale rilascia energia per effetto di una decomposizione (monopropellente).

Il sistema di alimentazione, controllato da valvole e pompe (o gas ad alta pressione), costituisce un importante sottosistema degli endoreattori a propellente liquido. Anche questa famiglia è stata largamente

impiegata nei sistemi di lancio e nei propulsori per la manovra e il controllo di assetto dei satelliti; per quest'ultimo caso si preferisce normalmente la soluzione monopropellente. Per alcune

applicazioni

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Introduzione 17

Figura 1.15: Lo Space Shuttle, con endoreattori chimici sia a propellente solido (sinistra) sia a propellente liquido (sotto la navetta).

può essere interessante un compromesso costituito dagli endoreattori a propellente ibrido (Fig. 1.14b).

Si tratta tuttavia di un sistema finora raramente impiegato.

È stata realizzata un'ampia gamma di endoreattori chimici, caratterizzati da diversi propellenti, sistemi

di alimentazione e dimensioni, con spinte che vanno dall'ordine del newton fino a quello dei milioni di newton. Essi inoltre sono attualmente l'unico sistema in grado di far decollare i pesanti veicoli per il

lancio e immissione in orbita di satelliti.

Endoreattori elettrotermici

L'energia elettrica generata a bordo (da sorgente nucleare, solare, chimica), viene utilizzata in questi endoreattori per riscaldare un fluido propulsivo. Si tratta di propulsori caratterizzati da basso consumo

ma anche da basse spinte, e che possono essere di interesse per applicazioni su satelliti. Ad esempio, nel

Figura 1.16: Endoreattore elettrotermico ad arco.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

18 Introduzione

caso illustrato in Fig. 1.16, un arco elettrico scalda il fluido propulsivo a temperature elevate. Il fluido

propulsivo può essere stivato come propellente allo stato liquido o gassoso. A causa della differenza

di potenziale tra anodo e catodo si crea un arco elettrico che permette alla corrente elettrica di passare

attraverso il gas che di conseguenza si scalda a temperature molto elevate. L'energia elettrica può essere

generata a bordo a partire da sorgenti chimiche (p. es. celle a combustibile), solari o nucleari (p. es. generatori a decadimento di radioisotopi, già usati per produrre energia elettrica in sonde

spaziali di

esplorazione della parte esterna del sistema solare dove l'energia solare disponibile è scarsa, o in satelliti

militari).

Endoreattori nucleari termici

La fattibilità di endoreattori nucleari termici è stata dimostrata con una serie di test svolti negli USA tra la

fine degli anni '50 e l'inizio dei '60. Sono caratterizzati da elevate prestazioni, ma sono stati abbandonati

per ora a causa del loro elevato impatto ambientale. Potrebbero essere ripresi in considerazione per missioni umane verso Marte. Reazioni nucleari di fissione, fusione o decadimento radioattivo di un isotopo possono essere utilizzate per trasferire calore al fluido propulsivo (di solito H₂). Nello schema

Figura 1.17: Endoreattore nucleare termico.

illustrato in Fig. 1.17 l'idrogeno, stivato allo stato liquido in un serbatoio, viene inviato in canali che allo

stesso tempo raffreddano le pareti del reattore nucleare a fissione e scaldano l'idrogeno stesso. Il gas

propulsivo ad alta temperatura viene poi inviato nell'ugello propulsivo dove viene accelerato. Si osservi

che la temperatura massima del fluido deve necessariamente essere inferiore a quella del reattore, e quindi è limitata dalla massima temperatura ammissibile per i materiali che costituiscono il reattore. Con

questo sistema si possono avere spinte elevate come quelle degli endoreattori chimici, ma con minore

consumo di propellente. Il rapporto spinta/peso è tuttavia piuttosto basso in confronto ai valori tipici per endoreattori chimici (ancorché è pur sempre molto più alto rispetto ai rimanenti tipi di endoreattori).

Endoreattori solari termici

Nello schema illustrato in Fig. 1.18 un grande specchio parabolico concentra l'energia solare su uno scambiatore di calore dove il fluido propulsivo (p. es. idrogeno) viene riscaldato; esso è poi accelerato

nell'ugello propulsivo. I limiti di questo sistema sono: bassa spinta; impossibilità d'uso notturno (o in

eclisse); utilizzo conveniente solo nella parte interna del sistema solare.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Introduzione 19

Figura 1.18: Endoreattore solare termico.

1.4.2 Endoreattori elettrostatici/elettromagnetici

Come per gli endoreattori elettrotermici, l'energia elettrica viene generata a bordo a partire da energia

solare, chimica o nucleare. L'accelerazione del fluido propulsivo avviene attraverso il suo passaggio in

(a) Elettrostatico (b) Elettromagnetico

Figura 1.19: Endoreattori elettrostatici/elettromagnetici.

campi elettrici o elettromagnetici. Perché questo sia ottenibile il fluido propulsivo deve avere la proprietà

di essere elettricamente carico. Non si hanno i limiti dovuti alla massima temperatura sopportabile dai

materiali che ci sono nel caso degli endoreattori termici. Questi endoreattori sono caratterizzati da bassi

consumi, ma anche da rapporti spinta/peso molto bassi. Si distinguono quindi le due famiglie:

Endoreattori Elettrostatici Un campo elettrostatico accelera il propellente, costituito da ioni positivi

di xenon, mercurio o cesio, od ancora da colloidali.

Endoreattori Elettromagnetici Un campo elettromagnetico accelera un plasma per effetto della forza

di Lorentz.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

20 Introduzione

Domande di verifica

1.1 Quali sono le principali sorgenti di energia impiegate nel campo della propulsione aerospaziale?

1.2 Cos'è il fluido propulsivo?

1.3 Cosa si intende per esoreattore?

1.4 Perché un esoreattore non può fornire spinta nel vuoto?

1.5 Perché un motore ad elica non può fornire spinta nel vuoto?

1.6 Cosa si intende per endoreattore?

1.7 Che differenza c'è tra motoelica e turboelica?

1.8 Descrivere schematicamente un endoreattore elettrostatico.

1.9 Descrivere schematicamente un endoreattore nucleare termico.

1.10 Descrivere schematicamente un endoreattore termoelettrico.

1.11 Quali sono i tipi di endoreattori chimici? In cosa differiscono?

1.12 Quali sono le tre principali classi esoreattori? Qual'è la più diffusa?

1.13 Lo statoreattore è:

2 a) propulsore a getto; 2 b) propulsore a elica; 2 c) propulsore fissato al banco di prova;

2 d) endoreattore; 2 e) esoreattore.

1.14 Quali sono le differenze tra turboreattore e turbogetto?

1.15 Il turbogetto è un esoreattore?

1.16 L'esoreattore è un turbogetto?

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Capitolo 2

Richiami di aerodinamica compressibile

In questo corso si considerano acquisite alcune nozioni di base di termodinamica dei gas e aerodinamica

compressibile, quali i concetti di gas ideale, energia interna, entalpia, entropia, velocità del suono, grandezza totale, flusso in un condotto con variazione di area. Inoltre, poiché è nello studio dei propulsori

si fa spesso ricorso all'approssimazione di gas ideale con proprietà costanti, e si assume che le condizioni del flusso all'interno di condotti varino soltanto lungo la direzione dell'asse del condotto stesso, si riprendono le equazioni che descrivono il moto di un flusso compressibile nell'ipotesi di flusso

quasi-monodimensionale.

2.1 Gas ideale

Durante tutto il corso si assumerà sempre valida l'ipotesi di gas ideale, cioè termicamente e caloricamente

perfetto. In tale ipotesi il comportamento del gas è descritto dall'equazione di stato:

$$p = RT \quad (2.1)$$

dove R è la costante del gas data dal rapporto tra la costante universale dei gas ideali (R) e la massa

molare (o peso molecolare) del gas considerato (M). Si ha infatti $R = R/M$. Ad esempio per l'aria $M = 29 \text{ kg/kmol}$ e quindi, essendo $R = 8314 \text{ JK}^{-1} \text{ kmol}^{-1}$ si ha $R = 287 \text{ JK}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.

Per dare un'idea della misura in cui viene avvicinata l'ipotesi di gas termicamente perfetto, riportiamo

in Fig. 2.1 ed Fig. 2.2 i valori del fattore di gas reale $Z = p/(RT)$ (evidentemente uguale ad uno per gas perfetto), per H_2O e CO_2 (tipici prodotti di combustione), rispettivamente, in funzione della

temperatura ridotta $T_r = T/T_{cr}$, con la pressione ridotta $p_r = p/p_{cr}$ come parametro (l'indice cr si riferisce alle proprietà del punto critico, ossia del punto che identifica la massima temperatura e la massima

pressione alle quali è possibile la coesistenza di liquido e vapore in equilibrio). Si può notare che per le temperature e pressioni operative tipiche di combustori ed ugelli di propulsori, il fattore Z è molto

prossimo ad uno, giustificando in tal modo la prima parte dell'ipotesi.

Invece, Fig. 2.1 e Fig. 2.2 evidenziano che il comportamento calorico dei gas utilizzati come fluidi propulsivi è ben lungi dall'essere perfetto. In queste note si assume come detto c_p (e quindi) costante in

vista della notevole semplificazione che questo consente nella derivazione delle espressioni, ma occorre

aver presente i limiti di questa assunzione. Per una migliore descrizione, si potrebbero usare espressioni

che danno i calori specifici in funzione della temperatura, ad esempio per l'aria (per temperature comprese tra i 300 ed i 3500 K)

22 Richiami di aerodinamica compressibile

T_r

Z

0 0.5 1 1.5 2

0

0.5

1

1.5
 $p_r = 0,1$
 $p_r = 0,3$
 $p_r = 1$
 $p_r = 3$
 $p_r = 10$

Figura 2.1: Fattore di gas reale per H₂O ($T_{cr}=647.3$ K, $p_{cr}=22.12$ MPa).

$T_r Z$
 0 1 2 3 4
 0
 0.5
 1
 1.5
 $p_r = 0,1$
 $p_r = 0,3$
 $p_r = 1$
 $p_r = 3$
 $p_r = 10$

Figura 2.2: Fattore di gas reale per CO₂ ($T_{cr}=304.4$ K, $p_{cr}=7.38$ MPa).

$$c_p = -2.23488 \cdot 10^{10} T^{-3} + 3.09372 \cdot 10^8 T^{-2} - 1.52622 \cdot 10^7 T^{-1.5} + 1335.1 + 1.45566 \cdot 10^{-4} T^{1.5} \quad (T \text{ in K})$$

(2.2)

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
 Richiami di aerodinamica compressibile 23

T (K)
 c_p [J/(kg K)]
 0 1000 2000 3000 4000
 0
 500
 1000
 1500
 2000
 2500
 3000
 H₂O
 CO₂
 aria

Figura 2.3: Variazione del calore specifico a pressione costante in funzione della temperatura, per vari gas.

T (K)
 γ
 0 1000 2000 3000 4000
 1
 1.1
 1.2
 1.3
 1.4
 1.5
 H₂O
 CO₂
 aria

Figura 2.4: Variazione del rapporto dei calori specifici in funzione della temperatura, per vari gas.

2.2 Velocit`a del suono

Per una gas ideale, la velocit`a del suono, indicata con a , `e determinata univocamente dalle propriet`a del

gas e dalla sua temperatura. Si pu`o quindi esprimere a come una variabile di stato:

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

24 Richiami di aerodinamica compressibile

$$a = \sqrt{\gamma RT} \quad (2.3)$$

dove T `e la temperatura, il rapporto tra i calori specifici a pressione e volume costante ($\gamma = c_p/c_v$, pari ad 1.4 per gas biatomici) e R la costante del gas.

2.3 Grandezze totali

Si definiscono come condizioni di ristagno, o totali, le condizioni che il fluido assume quando `e decelerato

fino ad una velocit`a nulla. Il processo di decelerazione pu`o essere assunto:

– Adiabatico e senza scambio di lavoro; sotto questa ipotesi si definiscono h_0 , e_0 , T_0 , a_0 ;

– Adiabatico, ed in più isentropico, e ancora senza scambio di lavoro, condizioni che permettono di definire p_0 e ρ_0 .

Si ricordano le relazioni tra grandezze totali, grandezze statiche e numero di Mach:

8>

>>>>>>><>>>>>>>>>:

$$T_0 = T \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)$$

$$- 1$$

$$2$$

$$M^2 = T + \frac{u^2}{2 c_p T}$$

$$u^2$$

$$2 c_p$$

$$e_0 = e \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)$$

$$- 1$$

$$2$$

$$M^2 = e + \frac{u^2}{2 c_p e}$$

$$u^2$$

$$2$$

$$h_0 = h \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)$$

$$- 1$$

$$2$$

$$M^2 = h + \frac{u^2}{2 c_p h}$$

$$u^2$$

$$2$$

8>

>>>>>>><>>>>>>>>>:

$$a_0 = a \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)$$

$$- 1$$

$$2$$

$$M^2 = a + \frac{u^2}{2 c_p a}$$

$$u^2$$

$$2$$

$$p_0 = p \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)$$

$$- 1$$

$$2$$

$$\rho_0 = \rho \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)$$

$$- 1$$

$$2$$

$$M^2 = \rho + \frac{u^2}{2 c_p \rho}$$

$$u^2$$

$$2$$

$$(2.4)$$

Per quanto riguarda l'entalpia e l'energia interna, si osserva che le relazioni termodinamiche $dh = c_p dT$ e $de = c_v dT$ permettono di definirle a meno di una costante arbitraria. Sia per esempio h_{ref} il

valore

dell'entalpia alla temperatura di riferimento T_{ref} , sarà $h = h_{ref} + c_p (T - T_{ref})$. In tal caso si può ottenere l'espressione riportata sopra per h_0 solo se si assume $h_{ref} = c_p T_{ref}$. Un discorso analogo vale

per l'energia interna. Nel seguito si userà frequentemente la notazione $\gamma = (\gamma - 1)/2$ che permette di

riscrivere le relazioni riportate sopra in forma più concisa.

2.4 Flussi quasi-monodimensionali stazionari

Grazie all'ipotesi di flusso monodimensionale si possono studiare in modo semplificato i flussi in condotti

con variazione d'area, con attrito o con scambio di calore con l'esterno.

L'ipotesi di flusso quasi-monodimensionale implica:

- Proprietà costanti su ogni sezione trasversale del condotto (normale all'asse);
- Proprietà funzione di un'unica variabile spaziale (l'ascissa lungo l'asse del condotto).

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Richiami di aerodinamica compressibile 25

p
 ρ
 A
 u
 $p+dp$
 $u+du$
 $A+dA$
 dx
 dL, dQ
 $\rho + d\rho$

Figura 2.5: Volume di controllo per lo studio di un flusso quasi-monodimensionale.

Tale ipotesi, pur non essendo sempre strettamente verificata, rappresenta in genere in modo soddisfacente

i valori medi del flusso. Si considera quindi la sola componente assiale della velocità. Si osserva che l'ipotesi di flusso *strettamente* monodimensionale implicherebbe invece che la sezione trasversale

del condotto sia costante.

Per scrivere le equazioni di conservazione di massa, quantità di moto ed energia in forma differenziale,

per un flusso quasi-monodimensionale stazionario, si considera lo schema di Fig. 2.5; si noti che tanto il calore che il lavoro sono stati assunti positivi quando sono *assorbiti* dal fluido.

Conservazione della massa In condizioni stazionarie la massa di gas contenuta all'interno del volume

di controllo in Fig. 2.5 rimane costante. Ciò impone la condizione che la portata di gas entrante nel volume di controllo (\dot{m} = portata, massa che attraversa una superficie normale alla velocità nell'unità di

tempo) deve essere pari alla portata uscente.

uA

$$= \int_{z} \rho u \, dA + d \int_{z} \rho u \, dA + dA \int_{z} \rho u \, dA \quad \text{massa uscente}$$

(2.5)

$$d \int_{z} \rho u \, dA = 0 \Rightarrow \dot{m} = \rho u A = \text{costante} \quad (2.6)$$

Lo stesso principio di conservazione può essere scritto in forma logaritmica come:

$$d \ln \int_{z} \rho u \, dA =$$

$$d \int_{z} \rho u \, dA \int_{z} \rho u \, dA$$

$$= 0 \Rightarrow d(\ln \rho + \ln u + \ln A) = 0$$

d

+

du

u

= -

dA

A

(2.7)

dove è stato portato a secondo membro il termine nella variazione dell'area trasversale del condotto per

evidenziare che esso è un termine forzante, cioè è sul quale è possibile agire (conformando opportunamente

il condotto) per far variare nel modo desiderato le grandezze lungo il condotto.

Conservazione della Quantità di Moto Analogamente, la variazione della quantità di moto che subisce il fluido attraversando il volume di controllo nell'unità di tempo, quindi la differenza tra quantità di

di moto uscente e quantità di moto entrante nell'unità di tempo, è pari alla risultante delle forze applicate

sul fluido.

$\rho u A \frac{du}{dt} \{z\}$ q.di m. uscente

- $\rho u A \frac{du}{dt} \{z\}$ q.di m. entrante

$\frac{d}{dt} \{z\}$ variazione della quantità di moto

= $\sum F$

$\sum F \{z\}$ Risultante forze applicate

(2.8)

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

26 Richiami di aerodinamica compressibile

La risultante delle forze applicate è costituita dalla somma delle forze di pressione agenti sul contorno

del volume di controllo (sezione di ingresso, sezione di uscita, e parete) e delle forze di attrito agenti

sulle pareti:

$\sum F = p_1 A_1 - p_2 A_2 + \int p \, dA$ forze di pressione in $x(+)$ e $x + dx(-)$

+ $p_1 A_1$

1

2

$\int p \, dA$

$\sum F \{z\}$ forze di pressione esercitate dalle pareti

in direzione x

- $\int \tau \, dA$ forze di attrito

(2.9)

Semplificando e trascurando gli infinitesimi di ordine superiore (P indica il perimetro del condotto):

$\rho u A \frac{du}{dt} = -A \frac{dp}{dt} - \int \tau \, dA$ dove $\int \tau \, dA = \int \tau P \, dx$ e $\tau = f \rho u^2$

8

(2.10)

e dividendo per $A u^2$ si ha:

$\frac{du}{u}$

u

+

$\frac{dp}{p}$

$$u_2 = - \frac{dF_{attr}}{Au_2} \quad (2.11)$$

Nell'espressione dello sforzo di parete per attrito, f_0 indica il fattore d'attrito di Darcy, funzione del numero di Reynolds (ma che tende ad un asintoto per valori di Re molto alti) e della rugosità relativa delle pareti del condotto.

Conservazione dell'energia Analogamente ai principi di conservazione di massa e quantità di moto,

per il principio di conservazione dell'energia si può dire che la variazione di energia che subisce il fluido attraversando il volume di controllo nell'unità di tempo, quindi la differenza tra energia uscente e

energia entrante nell'unità di tempo, è pari alla somma del lavoro compiuto dalle forze applicate al fluido

e del calore fornito al fluido dall'esterno. Si considera in questo caso il condotto illustrato in Fig.

2.6.

L'energia per unità di massa che entra nel condotto è pari alla somma di energia interna specifica e_1 e

1

2

x

Figura 2.6: Condotto quasi-monodimensionale.

energia cinetica specifica $u_2^2/2$.

Poiché nell'unità di tempo entra nel condotto la massa fluida pari alla

portata \dot{m} e poiché, nell'ipotesi di flusso stazionario, le condizioni in 1 e in 2 non variano e la portata è

Universit' di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Richiami di aerodinamica compressibile 27

costante lungo il condotto, la variazione di energia subita dal flusso attraverso il condotto è:

$$\dot{m} (e_2 +$$

$$\frac{u_2^2}{2} -$$

$$\dot{m} (e_1 +$$

$$\frac{u_1^2}{2}) \quad \text{energia uscente}$$

$$- \dot{m} (e_1 +$$

$$\frac{u_1^2}{2} +$$

$$\dot{m} (e_2 +$$

$$\frac{u_2^2}{2}) \quad \text{energia entrante}$$

$$= \dot{L} + \dot{Q} \quad \text{variazione di energia}$$

$$= \dot{L} + \dot{Q} \quad \text{Lavoro + Calore}$$

$$(2.12)$$

ed è quindi pari alla somma di lavoro compiuto sul fluido e calore fornito al fluido nell'unità di tempo.

Indicando con \dot{L}_s il lavoro fornito dall'esterno attraverso una palettatura che potrebbe essere presente

lungo il condotto, e osservando che le forze applicate alle pareti solide non compiono lavoro essendo

nulla la velocità del fluido a parete, si ha:

$$\dot{L} = (p_1 A_1) u_1 - (p_2 A_2) u_2 + \dot{L}_s \quad (2.13)$$

dove è stato scritto esplicitamente il lavoro delle forze di pressione nelle sezioni 1 e 2.

Quest'ultimo

infatti è pari alla forza pA per lo spostamento $u dt$ e quindi il lavoro compiuto nell'unità di tempo (potenza) è pAu . Sostituendo (2.13) e ricordando che $\dot{m} = \rho_1 A_1 u_1 = \rho_2 A_2 u_2$ nella (2.12) si ottiene:

$$m' e_2 + \frac{p_2}{2} + u_{22} - m' e_1 + \frac{p_1}{2} + u_{21} = Q' + L' \quad (2.14)$$

Ricordando il legame tra energia interna e entalpia $h = e + p/\rho$ e la definizione di entalpia totale $h_0 = h + u^2/2$:

$$m' [h_{02} - h_{01}] = Q' + L' \quad \text{oppure} \quad h_{02} - h_{01} = Q + L_s \quad (2.15)$$

avendo introdotto calore e lavoro forniti per unit' a di massa Q e L . Il risultato `e quindi che fornire calore

o compiere lavoro su un flusso comporta una variazione della sua entalpia totale che rappresenta quindi

il contenuto energetico del flusso. Viceversa una diminuzione dell'entalpia totale indica raffreddamento

del flusso o lavoro compiuto dal fluido su una palettatura. Il risultato ottenuto con la (2.15) pu`o essere

applicato anche all'elemento infinitesimo di Fig. 2.5. Nella differenziazione di (2.15) bisogna per`o fare

attenzione, e ricordare che per calore e lavoro non si pu`o parlare di differenziali esatti e inoltre che non

ha senso considerare la presenza di una palettatura o di un organo in grado di scambiare lavoro con il

fluido all'interno di un volume infinitesimo. Nella forma differenziale si trascurer`a il contributo di L_s e

si considerer`a il differenziale non esatto di Q indicato con dQ :

$$dh_0 = dQ \quad (2.16)$$

Equazioni del flusso monodimensionale Le equazioni di conservazione di massa, quantit' a di moto e

di energia in forma differenziale permettono di scrivere il sistema che determina lo stato del flusso:

$$\begin{aligned} & \rho u = \text{costante} \\ & \rho u \frac{du}{dx} = - \frac{dA}{A} \\ & \rho u \frac{du}{dx} + \frac{dp}{\rho} = - \frac{dF_{attr}}{A} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + \frac{du}{u} \\ & = - \frac{dA}{A} \\ & + \frac{dp}{\rho u^2} \\ & = - \frac{dF_{attr}}{A u^2} \end{aligned}$$

$$\frac{dh_0}{h_0} = \frac{dQ}{h_0} \quad (2.17)$$

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

28 Richiami di aerodinamica compressibile

I termini a secondo membro sono termini noti, e determinano quindi la particolare soluzione del flusso.

Il flusso in una determinata sezione all'ascissa x `e noto se sono note due variabili di stato e la velocit`a

(o equivalentemente il numero di Mach). `e pertanto conveniente riscrivere il sistema in termini di tre

variabili incognite, cosa che pu`o essere fatta ricorrendo alle equazioni di stato. In particolare, si vuole

riscrivere il sistema in funzione del numero di Mach M e dei gruppi incogniti dp/p , dM/M e dT/T .

Adottando derivazione logaritmica si ricavano facilmente le seguenti relazioni differenziali:

- Equazione di stato: $p = \rho RT$

$$\frac{d}{dx}$$

$$=$$

$$\frac{dp}{p}$$

$$- \frac{d\rho}{\rho}$$

$$+ \frac{dT}{T}$$

$$=$$

- Velocit`a del suono: $a = \sqrt{\gamma RT}$

$$\frac{da}{a}$$

$$=$$

$$\frac{dT}{T}$$

$$+ \frac{2dT}{2T}$$

$$=$$

- Numero di Mach: $u = Ma$

$$\frac{du}{u}$$

$$=$$

$$\frac{dM}{M}$$

$$+ \frac{dT}{T}$$

$$+ \frac{2dT}{2T}$$

$$=$$

$$\frac{dh_0}{h_0}$$

$$=$$

$$\frac{dT}{T}$$

$$+ \frac{2M^2}{1 + M^2}$$

$$\frac{dM}{M}$$

M

(2.18)

dove $= (-1)/2$. Il sistema da risolvere è quindi:

$8 >$

$>>>>>>><>>>>>>>>:$

dp

p

$+$

dM

$M -$

1

2

dT

T

$= -$

dA

A

1

M_2

dp

p

$+$

dM

M

$+$

1

2

dT

T

$= -$

dF_{attr}

Au_2

$2M_2$

$1 + M_2$

dM

M

$+$

dT

T

$=$

dQ

h_0

(2.19)

che può essere riscritto in forma matriciale come:

26666664

$1 \ 1 \ -$

1

2

1

$M_2 \ 1$

1

2

$$\begin{aligned}
& 0 \\
& 2M_2 \\
& 1 + M_2^2 \\
& 37777775 \\
& \cdot \\
& 0BBBBBB@ \\
& dp \\
& p \\
& dM \\
& M \\
& dT \\
& T \\
& 1CCCCCA \\
& = \\
& 0BBBBBB@ \\
& - \\
& dA \\
& A \\
& - \\
& dF_{attr} \\
& Au_2 \\
& dQ \\
& h_0 \\
& 1CCCCCA
\end{aligned}$$

(2.20)

e la cui soluzione pu' essere espressa in funzione di determinanti 3×3 che possono essere facilmente calcolati:

$$\begin{aligned}
& dp \\
& p \\
& = \\
& p
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& ; \\
& dM \\
& M \\
& = \\
& M
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& ; \\
& dT \\
& T \\
& = \\
& T
\end{aligned}$$

(2.21)

Universit'a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
 Richiami di aerodinamica compressibile 29

Calcolo dei Determinanti indica il determinante della matrice dei coefficienti:

$$\begin{aligned}
& 1 \quad 1 \quad - \\
& 1
\end{aligned}$$

$$\begin{matrix} 2 \\ 1 \\ M_2 \ 1 \\ 1 \\ 2 \\ 0 \\ 2M_2 \\ 1 + M_2 \ 1 \end{matrix}$$

$$= 1 -$$

$$\begin{matrix} M_2 \\ 1 + M_2 \\ 1 \end{matrix}$$

$$\begin{matrix} M_2 - \\ M_2 \\ 1 + M_2 - \\ 1 \\ M_2 \end{matrix}$$

$$=$$

$$\begin{matrix} M_2 + M_4 - M_2 - M_4 - 1 - M_2 \\ M_2(1 + M_2) \end{matrix}$$

$$=$$

$$\begin{matrix} M_2 - 1 - 2M_2 \\ M_2(1 + M_2) \end{matrix}$$

$$=$$

$$\begin{matrix} | \{z\} \}_{2=-1} \\ M_2 - 1 \\ M_2(1 + M_2) \end{matrix}$$

$$(2.22)$$

p è il determinante della matrice che si ottiene dalla matrice dei coefficienti, sostituendo alla prima colonna la colonna dei termini noti:

$$p =$$

$$-$$

$$dA$$

$$A$$

$$1 -$$

$$1$$

$$2$$

$$-$$

$$dF_{attr}$$

$$Au_2 \ 1$$

$$1$$

$$2$$

$$dQ$$

$$h_0$$

$$2M_2$$

$$1 + M_2 \ 1$$

$$= -$$

$$dA$$

$$\begin{aligned}
 & A \quad 1 \quad - \\
 & M_2 \\
 & 1 + M_2! + \\
 & dF_{attr} \\
 & Au_2 \quad 1 \quad + \\
 & M_2 \\
 & 1 + M_2! + \\
 & dQ \\
 & h_0 \\
 & (2.23)
 \end{aligned}$$

μ è il determinante della matrice che si ottiene sostituendo alla seconda colonna la colonna dei termini

noti:

$$\mu =$$

$$\begin{aligned}
 & 1 \quad - \\
 & dA \\
 & A \quad - \\
 & 1 \\
 & 2 \\
 & 1 \\
 & M_2 \quad - \\
 & dF_{attr} \\
 & Au_2 \\
 & 1 \\
 & 2 \\
 & 0 \\
 & dQ \\
 & h_0 \\
 & 1
 \end{aligned}$$

$$=$$

$$\begin{aligned}
 & dA \\
 & A \quad 1 \\
 & M_2! \quad - \\
 & dF_{attr} \\
 & Au_2 \quad - \\
 & dQ \\
 & h_0 \quad 1 \\
 & 2 \\
 & + \\
 & 1 \\
 & 2M_2! \quad (2.24)
 \end{aligned}$$

τ è il determinante della matrice che si ottiene sostituendo alla terza colonna la colonna dei termini noti:

$$\tau =$$

$$\begin{aligned}
 & 1 \quad 1 \quad - \\
 & dA \\
 & A \\
 & 1 \\
 & M_2 \quad 1 \quad -
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& dF_{attr} \\
& Au_2 \\
& 0 \\
& 2M_2 \\
& 1 + M_2 \\
& dQ \\
& h_0 \\
& \\
& = - \\
& dA \\
& A \\
& 2 \\
& (1 + M_2) \\
& + \\
& dF_{attr} \\
& Au_2 \quad 2M_2 \\
& 1 + M_2! + \\
& dQ \\
& h_0 \quad 1 - \\
& 1 \\
& M_2! \\
(2.25)
\end{aligned}$$

Il risultato è quindi che ciascuna delle incognite può essere espressa come la somma di tre termini, ciascuno relativo all'effetto di uno dei tre termini sorgente (variazione d'area, attrito, flusso di calore).

In generale il termine sorgente compare moltiplicato per una funzione di M . Per comodità la soluzione può essere riportata in una tabella (Tab. 2.1). Nella tabella oltre alle variabili che sono state utilizzate

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

30 Richiami di aerodinamica compressibile

per risolvere il sistema, sono riportate anche le variazioni di pressione totale e velocità, che possono

essere espresse in funzione di p , T , M e dei termini sorgente. Questo perché la pressione totale riveste

un particolare interesse in quanto è una misura della capacità del flusso di compiere lavoro e quindi la

possibilità di utilizzarlo ai fini propulsivi (si ricorda che l'entalpia totale è invece una misura dell'energia totale del flusso).

Si può notare che il determinante dei coefficienti delle equazioni del moto si annulla per $M = 1$.

In queste condizioni il flusso si dice **critico**; il sistema delle equazioni del moto è ancora compatibile

se si annullano anche tutti i determinanti di Rouché, in modo che le (2.21) assumano la forma indeterminata

$0/0$, così da ammettere ancora soluzione (anzi, come si vedrà la soluzione non è più unica).

La condizione di annullamento dei determinanti di Rouché permette di identificare la posizione della

sezione critica. Per esempio, in un flusso con attrito trascurabile ($dF_{attr} = 0$) e senza scambio di calore

($dQ = 0$), dalla (2.24) si vede che la sezione critica deve necessariamente essere localizzata ove $dA = 0$,

cio' e in una sezione di area minima del condotto (sezione *di gola*).

Commenti Si possono quindi osservare le analogie tra gli effetti dovuti ai diversi termini forzanti (variazione d'area, attrito, scambio di calore):

- Per tutti e tre i termini noti considerati, la variazione di pressione assume segno opposto a seconda

che si consideri un flusso subsonico o supersonico;

- Per tutti e tre i termini noti considerati, la variazione del numero di Mach (M) e della velocita' (u)

assume segno opposto a seconda che si consideri un flusso subsonico o supersonico;

- Fornire calore al fluido comporta *generalmente* un aumento di temperatura, ma *non* nel campo $1/p < M < 1$, dove il coefficiente di dT/T rispetto a dQ/h_0 ha segno negativo;

- Il termine dF_{attr} e' sempre positivo, quindi l'effetto dell'attrito e', in campo subsonico, di aumentare

M , u e diminuire p e T ; l'opposto in caso supersonico. In ogni caso l'effetto dell'attrito e' quello di avvicinare le condizioni del flusso a quelle critiche ($M = 1$);

- La pressione totale diminuisce sempre a causa dell'attrito;

- La pressione totale diminuisce a causa dell'adduzione di calore, mentre pu' o aumentare quando viene *sottratto* calore al flusso (in quest'ultimo caso l'effetto pu' o essere contrastato da quello dell'attrito, mentre nel precedente pu' o essere esaltato);

- L'effetto dell'adduzione di calore e' simile a quello dell'attrito e della riduzione d'area: fa avvicinare

le condizioni del flusso a quelle critiche ($M = 1$);

- L'effetto dell'incremento d'area e della sottrazione di calore allontana le condizioni del flusso da quelle critiche ($M = 1$).

2.4.1 Grandezze critiche

Oltre ai valori totali delle grandezze sono di interesse i valori **critici** che sono i valori assunti dalle variabili quando $M = 1$. Le relazioni tra le grandezze critiche e quelle totali possono essere dedotte

Universita' di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Richiami di aerodinamica compressibile 31

Variabile Relazione Area dA

A ! Attrito dF_{attr}

Au_2 ! Calore dQ

h_0 !

dp

p -

M_2

$1 - M_2 -$

$M_2(1 + 2M_2)$

$1 - M_2 -$

$M_2(1 + M_2)$

$1 - M_2$

dM

M - -

$1 + M_2$

$1 - M_2$

$M_2(1 + M_2)$

$1 - M_2$

$(1 + M_2)(1 + M_2)$

$2(1 - M_2)$

dT

T -

$$\begin{aligned}
& 2M_2 \\
& 1 - M_2 - \\
& 2M_4 \\
& 1 - M_2 \\
& (1 - M_2)(1 + M_2) \\
& 1 - M_2 \\
& dp_0 \\
& p_0 \\
& dp \\
& p \\
& + \\
& M_2 \\
& 1 + M_2 \\
& dM \\
& M \\
& 0 - M_2 - \\
& M_2 \\
& 2 \\
& du \\
& u \\
& dM \\
& M \\
& + \\
& 1 \\
& 2 \\
& dT \\
& T - \\
& 1 \\
& 1 - M_2 \\
& M_2 \\
& 1 - M_2 \\
& 1 + M_2 \\
& 1 - M_2
\end{aligned}$$

Tabella 2.1: Coefficienti della soluzione generale per flussi quasi-monodimensionali stazionari.

dalle (2.4) sostituendo $M = 1$ si ha cos'ì:

$$8 > > > < >$$

$$> > :$$

$$T = T_0 \sqrt{2}$$

$$+ 1!$$

$$a = a_0 \sqrt{2}$$

$$+ 1!_1$$

2

$$8 > > < > > > :$$

$$p = p_0 \sqrt{2}$$

$$+ 1!$$

$$= 0 \sqrt{2}$$

$$+ 1!_1$$

$$^{-1}$$

$$(2.26)$$

2.4.2 Equazioni integrali

Le equazioni di conservazione possono essere scritte anche in forma finita (integrando quelle differenziali

o ricavandole direttamente). Queste ultime assumono forme più o meno complicate a seconda dei casi. Di particolare interesse sono le soluzioni che si ottengono considerando l'effetto di un solo termine

forzante nel sistema delle equazioni del moto, annullando quindi i rimanenti due:

- Flusso isentropico: $\dot{m} = uA = \text{cost}$, $T_0 = \text{cost}$, $p_0 = \text{cost}$.

Di qui si ricava una legge semplice (legge delle aree) che mette in relazione rapporto tra le aree di due sezioni e i valori di M in esse, e di conseguenza tutte le variabili (vedi § 2.4.3).

- Flusso in un condotto a sezione costante con attrito e senza scambio di calore (flusso di Fanno): $T_0 = \text{cost}$ e $u = \text{cost}$.

Lo sviluppo del calcolo di tale flusso non è qui riportato.

- Flusso in un condotto a sezione costante senza attrito e con scambio di calore (flusso di Rayleigh):

$$u = \text{cost} \text{ e } p + u^2 = \text{cost}.$$

Lo sviluppo del calcolo di tale flusso non è qui riportato.

2.4.3 Legge delle aree per flusso isentropico

In un flusso senza attrito e senza scambio di calore l'entropia si mantiene costante, come si può facilmente

ricavare dalla relazione di Gibbs

$$T ds = dh -$$

$$dp$$

(2.27)

dove dh può essere espresso (per l'equazione di conservazione dell'energia, che si scrive in questo caso $dh_0=0$) come $-u du$, ed $dp/$ (per l'equazione di conservazione della quantità di moto, che in assenza di attrito si scrive $u du + dp = 0$) ancora come $-u du$.

È semplice ottenere (come visto in aerodinamica) una legge che consente di mettere in relazione aree e numero di Mach nel caso di flusso isentropico (assenza di attrito e scambi di calore e lavoro con l'esterno).

$$\dot{m} = \rho_1 u_1 A_1 = \rho_2 u_2 A_2 \text{ (equazione di continuità) (2.28)}$$

$$A_2$$

$$A_1$$

$$=$$

$$\rho_1 u_1$$

$$\rho_2 u_2$$

$$=$$

$$\rho_1 a_1 M_1$$

$$\rho_2 a_2 M_2$$

avendo ricordato $M = ua$ (2.29)

poiché le grandezze totali restano costanti

$$\rho_1 a_1 = \rho_2 a_2 / (1 + M_2^2)$$

$$1$$

$$\rho_1 a_1 = \rho_2 a_2 / (1 + M_2^2)$$

$$1$$

$$2 \text{ (2.30)}$$

$$A_2$$

$$A_1$$

$$=$$

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{\rho_1 a_1}{\rho_2 a_2} = \frac{1 + \gamma M_2^2}{1 + \gamma M_1^2} \quad (2.31)$$

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{M_1}{M_2} \frac{1 + \gamma M_2^2}{1 + \gamma M_1^2} \quad (2.32)$$

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
 Richiami di aerodinamica compressibile 33

2.4.4 Portata in massa per flusso isentropico, in condizioni critiche

La portata in massa pu`o essere espressa in funzione dei valori in gola (di area A_t , dove l'indice sta per throat, gola) del condotto, e se il flusso `e critico si ha

$$\dot{m} = \rho u A_t = \frac{p}{RT} a A_t = \frac{p}{RT} \sqrt{\gamma} \left(\frac{p}{\rho} \right)^{1/2} A_t \quad (2.33)$$

e ricorrendo alle (2.26)
 $\dot{m} = p^2$

$$A_t = \frac{p_0}{\rho_0} \frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}}$$

$$A_t (2.34)$$

dove Γ è definita come

$$\Gamma = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}} \right) \quad (2.35)$$

ed è graficata in Fig. 2.7; essa varia lentamente con M , assumendo valori tipicamente intorno a 0.65 per gli endoreattori (per i quali, a causa delle alte temperature, $\gamma \approx 1.2$), ed intorno a 0.68 per l'aria a temperatura ambiente (per la quale $\gamma \approx 1.4$).

Dalla (2.34) si deduce quindi che per flusso isentropico ($T_0 = \text{cost}$, $p_0 = \text{cost}$), fissate le condizioni di ristagno e l'area di gola, la portata in massa in condizioni critiche è anch'essa fissata.

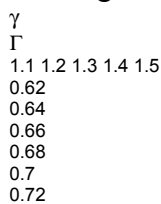


Figura 2.7: Fattore Γ in funzione del rapporto dei calori specifici.

Domande di verifica

2.1 Ricavare la legge delle aree.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
34 Richiami di aerodinamica compressibile

2.2 Ricavare l'equazione di conservazione della massa (in forma differenziale) per il generico flusso monodimensionale con variazione d'area, scambio di calore e attrito.

2.3 Ricavare l'equazione di conservazione della quantità di moto (in forma differenziale) per il generico

flusso monodimensionale con variazione d'area, scambio di calore e attrito.

2.4 Ricavare l'equazione di conservazione dell'energia (in forma differenziale) per il generico flusso

monodimensionale con variazione d'area, scambio di calore e attrito.

2.5 La pressione totale di un flusso subsonico in un condotto adiabatico a sezione costante è costante?

2.6 L'adduzione di calore comporta sempre un aumento di temperatura?

2.7 Il numero di Mach di un flusso supersonico a cui viene fornito calore in un condotto a sezione costante è costante, aumenta o diminuisce?

2.8 Il numero di Mach di un flusso subsonico a cui viene fornito calore in un condotto a sezione costante

è costante, aumenta o diminuisce?

2.9 La pressione totale di un flusso subsonico a cui viene fornito calore in un condotto a sezione costante

è costante, aumenta o diminuisce?

2.10 La pressione totale di un flusso supersonico a cui viene fornito calore in un condotto a sezione costante è costante, aumenta o diminuisce?

2.11 A partire dalle relazioni ottenute per dM/M , dp/p e dT/T , discutere il segno delle variazioni di

in funzione di M , dA , dF_{attr} e dho .

Esercizi svolti

2.1 Velocità del suono

Calcolo della velocità del suono alla temperatura ambiente (288K) dei seguenti gas: Aria ($\gamma = 1.4$ e $R = 287 \text{ JK}^{-1} \text{ kg}^{-1}$); Idrogeno (H_2 , $\gamma = 1.4$) e Anidride Carbonica (CO_2 , $\gamma = 1.3$). Si ricorda che $R = 8314 \text{ JK}^{-1} \text{ kmol}^{-1}$.

SOLUZIONE

- Aria ($\gamma = 1.4$ e $R = 287 \text{ JK}^{-1} \text{ kg}^{-1}$):

$$a = \sqrt{\gamma RT} = 340.2 \text{ m/s}$$

- Idrogeno ($\gamma = 1.4$ e $M = 2 \text{ kg/kmol}$):

$$a = \sqrt{\gamma RT/M} = 1294.6 \text{ m/s}$$

- Anidride Carbonica, CO_2 ($\gamma = 1.3$ e $M = 44 \text{ kg/kmol}$):

$$a = \sqrt{\gamma RT/M} = 266.0 \text{ m/s}$$

2.2 Temperatura totale

Si considera un aeroplano in volo a 920 km/h alla quota di 11000 m. Qual'è la temperatura dell'aria

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Richiami di aerodinamica compressibile 35

nella zona di ristagno sull'ala?

SOLUZIONE

$$T_0 = T(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2) \text{ dove } M = \frac{V}{a}$$

Alla quota $z = 11000 \text{ m}$ la temperatura dell'aria è $T = 216.7 \text{ K}$. Per calcolare M si osserva che $a = \sqrt{\gamma RT} = 295 \text{ m/s}$ e $V = 920/3.6 = 255.5 \text{ m/s}$, quindi $M = V/a = 0.866$ e $T_0 = 249.2 \text{ K}$.

L'aumento di temperatura causato dall'impatto è perciò di 32.5K.

2.3 Pressione totale

Si considera la presa d'aria del motore di un aeroplano in volo a 920 km/h alla quota di 11000 m. Qual'è la pressione massima che si può avere nella presa d'aria (schematizzabile come un condotto divergente)?

SOLUZIONE Non essendoci scambio di calore né di lavoro con l'esterno, la presa d'aria può solo trasformare l'energia del flusso. Il valore massimo di pressione lo si può ottenere rallentandolo fino a velocità nulla, e supponendo che non si verifichino perdite di energia meccanica (flusso isentropico).

In questo caso il valore della pressione è pari a quello della pressione totale:

$$p_0 = p(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

-1

A $z = 11000 \text{ m}$ la temperatura dell'aria è $T = 216.7 \text{ K}$ e la pressione è $p = 22700 \text{ Pa}$. Per calcolare

M si osserva che $a = \sqrt{\gamma RT} = 295 \text{ m/s}$ e $V = 920/3.6 = 255.5 \text{ m/s}$. Quindi $M = V/a = 0.866$

$$\text{e } p_0 = 37022 \text{ Pa.}$$

2.4 Conservazione dell'energia

Si determini la velocità di efflusso dell'aria che fluisce in un condotto adiabatico in cui non viene scambiato lavoro con l'esterno. L'aria entra nel condotto ad una velocità di 100m/s e ad una temperatura di 1000K e ne esce alla temperatura di 600K.

SOLUZIONE Secondo il principio di conservazione dell'energia $h_0 = \text{costante}$ e quindi:

$$h_0 = c_p T_1 + \frac{u_1^2}{2}$$

$$= c_p T_2 + \frac{u_2^2}{2}$$

$$\frac{u_2^2}{2}$$

Il valore di c_p per l'aria è noto e si ricava ricordando che $c_p = R/(\gamma - 1)$ con $\gamma = 1.4$ e

$R = R/M = 287 \text{ JK}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ con $R = 8314 \text{ JK}^{-1} \text{ kmol}^{-1}$ ($M = 29 \text{ kg/kmol}$). Quindi $c_p = 1004.5 \text{ JK}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ e si può ricavare:

$$u_2 = \sqrt{2(c_p(T_1 - T_2) + \frac{u_1^2}{2})}$$

$$+ c_p (T_1 - T_2) = 902 \text{ m/s}$$

2.5 Grandezze critiche

Calcolare il rapporto tra grandezze totali e critiche (cioè per $M = 1$) per l'aria.

SOLUZIONE

$$T_0/T = (1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2) = 1.2; T/T_0 = 0.833$$

$$p_0/p = (1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

$$\rho_0/\rho = (1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2)^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

$$A_0/A = (1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2)^{\frac{1}{2(\gamma-1)}}$$

$$\rho_0/\rho = 1.577; A_0/A = 0.634$$

2.6 Grandezze critiche

Calcolare l'espressione del rapporto A/A^* (dove A^* è l'area della sezione critica, cioè quella in cui $M = 1$) in funzione del valore del numero di Mach M nella sezione di area A .

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

36 Richiami di aerodinamica compressibile

SOLUZIONE

A^*

A

$=$

1

$$M^2 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

$$\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

$2(\gamma-1)$

2.7 Legge delle aree

Si prenda di nuovo in considerazione il flusso studiato nell'esercizio n.2.4, e si consideri trascurabile

l'effetto di attrito. Qual'è la forma del condotto? Qual'è il rapporto tra l'area della sezione di uscita

A_2 e quella della sezione di ingresso A_1 ? Supponendo che la pressione in corrispondenza alla sezione 1 sia $p_1 = 600 \text{ kPa}$, e che il diametro della sezione di ingresso (di forma circolare) sia $d_1 = 1 \text{ m}$, qual'è la portata d'aria nel condotto? Qual'è la sezione di area minima? Ed il suo diametro?

SOLUZIONE Innanzitutto bisogna accertare se il flusso è subsonico o supersonico. Poiché $T_1 = 1000 \text{ K}$, si ha $a_1 = \sqrt{\gamma p_1 / \rho_1} = 633.9 \text{ m/s}$, quindi $M_1 = u_1 / a_1 = 0.158$. Essendo il flusso subsonico,

la forma del condotto per accelerare il flusso deve essere convergente. Tuttavia si osserva che

$T_2 < T_1$, infatti (vedi esercizio n.2.5)

$$T_2 = 0.833 T_1 = 0.833 \cdot 1000 = 833.5 \text{ K} > T_1 = 600 \text{ K}$$

$$T_2 = 837.5 \text{ K} > T_1 = 600 \text{ K}$$

Per accelerare il flusso a valori supersonici il tratto convergente deve essere seguito da un tratto divergente. Per applicare la legge delle aree deve essere noto anche M_2 . Quest'ultimo è dato da:

$$M_2 = u_2 / a_2 = u_2 / \sqrt{\gamma p_2 / \rho_2} = 902 / \sqrt{1.4 \cdot 287 \cdot 600} = 1.837$$

Dalla legge delle aree si ricava $A_2/A_1 = 0.398$. La portata è data da $\dot{m} = \rho_1 u_1 A_1$, e dai dati del problema si possono ricavare $\rho_1 = p_1 / (R T_1) = 2.09 \text{ kg/m}^3$ e $A_1 = \pi d_1^2 / 4 = 0.785 \text{ m}^2$, quindi

$$\dot{m} = 164.1 \text{ kg/s}$$

L'area minima è l'area critica A^* , il cui valore si ottiene dalla legge delle aree:

$$A^*/A_1 = 0.269 \text{ quindi } A^* = 0.519 \text{ m}^2$$

Esercizi proposti

2.8 L'aereo SR-71 è in grado di volare ad una velocità pari a 3 volte quella del suono. In tali condizioni

di volo, la temperatura dell'aria sulle pareti esterne dell'aereo può raggiungere, in alcune regioni, valori elevati. Qual'è la grandezza che permette di valutare tale incremento di temperatura?

Qual'è

l'incremento di temperatura se l'aereo è in volo nella stratosfera ($T = 216.5\text{K}$)?

R. $T = 389.7\text{K}$

2.9 Si consideri un flusso di aria in un condotto convergente. Il flusso può essere considerato isentropico.

Sia $M_1 = 0.8$ e $M_2 = 0.2$. Qual'è la direzione del flusso, dalla sezione 1 verso la 2, o viceversa?

Se $p_1 = 50000\text{Pa}$, qual'è il valore di p_2 ? Qual'è il diametro della sezione (supposta circolare) del

condotto in 2 se $T_1 = 400\text{K}$ e $\dot{m} = 50\text{ kg/s}$?

R. $p_2 = 74121\text{Pa}$; $d_2 = 1.14\text{m}$

2.10 Si calcolino le perdite di pressione totale in un combustore (considerato come un condotto lungo il

quale viene fornito calore al fluido) in cui le condizioni di flusso siano tali che $M = \text{cost}$. Sapendo che $M = 0.3$, $T_{01} = 800\text{K}$ e $T_{02} = 1600\text{K}$, si calcoli la riduzione percentuale di p_0 quando si

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Richiami di aerodinamica compressibile 37

passa dalla sezione 1 alla sezione 2. Che forma geometrica dovrà avere il condotto perché M sia costante? (si consideri come gas l'aria, $\gamma = 1.4$)

R. 4.3%

2.11 I gas prodotti dalla combustione in un assegnato endoreattore chimico sono caratterizzati da $\gamma = 1.2$.

Quali sono i rapporti tra le grandezze critiche e quelle totali per tale gas? Si considerino le grandezze

T , p e ρ .

R. 0.909; 0.564; 0.621

2.12 Studiare l'andamento del rapporto tra pressione critica e pressione totale al variare di γ . Si consideri

il campo di valori di γ compresi tra 1.1 e 1.66.

2.13 Calcolare la velocità del suono dell'Elio a temperatura ambiente.

R. 999m/s

2.14 Calcolare la velocità del suono dell'acqua in forma gassosa ($\gamma = 1.2$) in condizioni critiche sapendo

che la temperatura totale del gas è 3500K.

R. 1328m/s

2.15 Si consideri il condotto adiabatico illustrato in figura:

Macchina

1 2

(Ls)

Siano note le condizioni nella sezione di ingresso 1 ($T_1 = 300\text{K}$, $p_1 = 100\text{ kPa}$ e $M_1 = 0.3$) e che il

lavoro compiuto dalla macchina sull'aria che fluisce nel condotto sia $L_s = 100\text{ kJ/kg}$.

Supponendo

il condotto tale che nella sezione 2 il l'aria fluisce a $M_2 = 0.3$, qual'è la temperatura dell'aria nella

sezione 2? Nell'ipotesi di flusso isentropico si calcoli la pressione nella sezione 2, il rapporto tra i diametri delle sezioni del condotto (a sezione circolare) in 2 e in 1, e la portata nel caso in cui il diametro della sezione di ingresso sia pari a $d_1 = 1\text{ m}$.

R. $T_2 = 397.8\text{ K}$; $p_2 = 268.45\text{ kPa}$; $A_2/A_1 = 0.655$; $\dot{m} = 95\text{ kg/s}$

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Capitolo 3

Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori

Nello studio di qualunque macchina, e in particolare dei sistemi di propulsione aerospaziale, è necessario

identificare indici di prestazione che permettano di valutare in generale caratteristiche e prestazioni del

motore stesso. Queste grandezze devono indicare in quale misura il motore è in grado di svolgere il suo

compito, e con quale efficienza. Inoltre, devono permettere il confronto tra motori diversi.

La grandezza fondamentale nella propulsione aerospaziale è la **spinta**, cioè la forza che il motore è in grado di sviluppare fornendo energia e accelerando il fluido propulsivo, sia esso aria (come nel caso degli esoreattori e dei propulsori ad elica), oppure il prodotto della combustione di propellenti interamente stivati a bordo (come il caso degli endoreattori).

È interessante osservare che le equazioni che permettono di valutare spinta ed efficienza di un motore

possono essere ottenute semplicemente dalle equazioni di conservazione di massa, quantità di moto ed

energia, senza necessità di scendere nei dettagli del funzionamento dei particolari sistemi caratterizzanti

ciascun motore.

3.1 Spinta

Per capire il concetto di propulsione a getto, risulta conveniente introdurre innanzitutto la spinta per il

caso degli endoreattori. In seguito si vedrà il caso degli esoreattori, e quello dei propulsori in cui la spinta è generata dalla rotazione di un'elica. In tutti i casi, una volta definita l'espressione della spinta,

questa sarà posta in relazione con altri parametri caratteristici del motore.

3.1.1 Endoreattori

La spinta è la forza propulsiva generata dall'endoreattore attraverso l'espulsione di gas ad alta velocità.

Per vedere come l'espulsione di questo gas ad alta velocità possa avere come risultato la generazione di

una forza sul veicolo, in grado di sovrastare possibili forze che si oppongono al suo moto (quali forze

di gravità o resistenza aerodinamica), o altrimenti in grado di accelerare il veicolo stesso, è utile illustrare

il principio di azione e reazione alla base di gran parte, se non la totalità, dei sistemi propulsivi, e vederlo nella particolare applicazione qui considerata, l'endoreattore. All'azione con la quale

l'endoreattore

espelle i gas, corrisponde per il III principio della dinamica una forza uguale e opposta che i gas

Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori 39

esercitano sull'endoreattore e quindi sul veicolo. L'entità di tale forza può essere calcolata dal principio

di conservazione della quantità di moto.

La spinta è sempre il risultato di forze esercitate dal fluido operativo sulle pareti del motore:

In assenza di qualunque contatto con un solido esterno, un motore primo, posto in un fluido di densità finita o anche nulla, può spingere sé stesso attraverso l'espulsione di massa fluida o solida dalla parte posteriore. Per convenzione si dice che questo motore primo è propulso da propulsione a getto, sebbene la spinta propulsiva in realtà risulti dagli effetti di pressione e attrito esercitati sulla parete dell'interno cavo del motore dai solidi o fluidi che si muovono all'interno verso l'ugello di scarico. [9]

Questa definizione di spinta può essere chiarita dall'esempio di Fig. 3.1. Si consideri un serbatoio

$p = p_c$ $p = p_c$
 $p = p_a$
 $p = p_a$
 $p = p_a$ $p = p_a$
 $p = p_a$
 $p = p_a$

(a) Contenitore chiuso: $F = 0$

$c a$
 $F = A(p - p_a)$
 $p = p_c$
 $p = p_a$
 $p = p_a$
 $p = p_a$

(b) Spinta istantanea alla divisione del contenitore

$c a$
 $F = A(p - p_a)$
 $p = p_c$
 $p = p_a$
 $p = p_a$
 $p = p_a$

(c) Spinta costante

Figura 3.1: Schema della generazione della propulsione a getto.

contiene un fluido ad una pressione p_c , superiore a quella dell'ambiente, (Fig. 3.1a) e lo si divide istantaneamente

a metà [6, pag. 4-6] come mostrato dalla linea tratteggiata in figura. All'istante della

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

40 Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori

divisione, mancando la forza di reazione che prima si trasmetteva attraverso le pareti solide, la differenza

tra la pressione del gas all'interno del serbatoio e quella ambiente fa sì che ci sia una forza risultante netta. Infatti, mentre le forze dovute alla differenza di pressione continuano a bilanciarsi sulle

superficie orizzontali di Fig. 3.1b, ciò non è più vero per la superficie verticale. La forza risultante è data proprio

dalla differenza di pressione per l'area della superficie verticale di Fig. 3.1b. Ovviamente, la spinta appena descritta resta al valore indicato, $A(p_c - p_a)$, solo all'istante iniziale, infatti essendo ora il serbatoio

aperto, il fluido tenderà a defluire, riducendo così la pressione al suo interno, che diminuirà fino a diventare pari a quella ambiente. Se quindi si riesce a mantenere la pressione all'interno del mezzo

serbatoio a valori superiori a quelli dell'ambiente, si può ottenere una forza propulsiva per periodi di

tempo finiti. Per fare questo è necessario reintegrare la massa di fluido espulsa (Fig. 3.1c).

La semplice espressione appena vista è quindi utile soltanto per una prima comprensione dei fenomeni.

Infatti, nel caso di un motore reale, la pressione del fluido operativo all'interno del motore non è spazialmente

uniforme, e bisogna prendere in considerazione anche le forze di attrito che agiscono sulle pareti interne del motore. Inoltre, in volo, vanno aggiunte le forze che agiscono all'esterno del motore

dove

la pressione non è costante e agiscono le forze di attrito. Poiché per le forze che agiscono all'esterno

(a parte il contributo relativo alla pressione ambiente) dipendono dalle condizioni di volo e non dalle

prestazioni intrinseche al propulsore, per convenzione esse vengono ascritte tra le forze aerodinamiche

(resistenza) agenti sul motore in quanto parte di un veicolo in moto (dipendono infatti dalla velocità di

volo). Con questa convenzione, la spinta F può essere espressa come l'integrale degli sforzi superficiali

su tutte le pareti solide dell'endoreattore:

$$F = \int_{S_{int}} (p - p_a) (\mathbf{n} \cdot \mathbf{i}) dS + \int_{S_{int}} (\mathbf{t} \cdot \mathbf{i}) dS \quad (3.1)$$

Tale integrale include i contributi lungo tutte le superficie interne bagnate dal fluido operativo (camera,

tubi, pompe) e risulta difficilmente calcolabile.

S_e

$u_e p_e$

F_R

p_a

x

y

V

S

n

n

$n n n$

n

i

Figura 3.2: Volume di controllo per la derivazione dell'espressione della spinta per un endoreattore.

Per ottenere un'espressione di semplice utilizzo ed in grado di mettere in evidenza dipendenze e proprietà caratteristiche del motore, conviene applicare il principio di conservazione della quantità di

moto al volume di controllo mostrato in Fig. 3.2, in cui l'endoreattore è vincolato ad un banco di prova.

L'aria intorno al propulsore è in quiete, ed il propulsore non può muoversi perché è vincolato, subendo

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori 41

una forza di reazione F_R esattamente pari alla spinta F che esso produce. Si noti che p_a indica la pressione ambiente, e p_e la pressione di uscita (exit) del motore.

Si assume per semplicità funzionamento stazionario, caratterizzato da una portata in massa di propellente

\dot{m}_p , e flusso quasi-monodimensionale, indicando con u_e la velocità del fluido in corrispondenza alla sezione di uscita dell'ugello. Si considera una superficie di controllo stazionaria S che interseca il getto perpendicolarmente, passando attraverso il piano di uscita dell'ugello. La reazione alla spinta,

che tiene fermo il propulsore, è una forza esterna agente sul volume di controllo. Oltre ad essa occorre

considerare anche le forze di pressione agenti sulla superficie di controllo. L'equazione della

quantità di
 moto per il volume di controllo in oggetto, proiettata lungo la direzione \mathbf{x} dell'asse del razzo
 (versore \mathbf{i} ,
 mentre \mathbf{n} è il versore normale alla superficie di controllo, preso positivo in direzione esterna, Fig.
 3.2),

è quindi data da:

$$X_i = \frac{d}{dt} \int_V \mathbf{u} \cdot \mathbf{i} \, dV + \int_{S_e} \mathbf{u}(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) \cdot \mathbf{i} \, dS \quad (3.2)$$

dove $F_i = \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{i}$ è la componente in direzione assiale della generica forza \mathbf{F}_i agente sul volume di controllo V , e $u = \mathbf{u} \cdot \mathbf{i}$ è la componente in direzione assiale della velocità del fluido \mathbf{u} . Se A_e è l'area

della sezione d'uscita dell'ugello S_e , la portata di propellente espulsa dal propulsore è $\dot{m}_p = \rho_e u_e A_e$

(vedi Lez. 2). Inoltre, avendo considerato il flusso stazionario nell'ugello, ed in quiete i fluidi all'esterno

del propulsore e all'interno dei serbatoi, si ha che la derivata temporale in (3.2) è nulla. Resta così solo l'integrale di superficie il quale, essendo $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ su tutta la superficie di controllo tranne che in corrispondenza alla sezione di uscita dell'ugello, di area A_e , dove è pari a u_e , diventa (avendo assunto

flusso quasi-monodimensionale):

$$\int_{S_e} \mathbf{u}(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) \cdot \mathbf{i} \, dS = (u_e A_e) u_e = \dot{m}_p u_e \quad (3.3)$$

Rimangono quindi ancora una volta da identificare le forze che agiscono sul volume di controllo. Si vede facilmente che la risultante è data da:

$$F_i = \int_{S_{S-S_e}} \mathbf{F} \cdot \mathbf{i} \, dS + \int_{S_{S-S_e}} p_a (-\mathbf{n} \cdot \mathbf{i}) \, dS + \int_{S_e} p_e (-\mathbf{n} \cdot \mathbf{i}) \, dS \quad (3.4)$$

poiché come detto è $F_R = F$ (in modulo), e per calcolare le forze di pressione agenti sul volume di controllo è necessario premettere il segno negativo al versore \mathbf{n} . L'espressione si può semplificare

osservando che l'integrale esteso su tutta la superficie chiusa S del versore normale \mathbf{n} è nullo, ossia

$$\int_S \mathbf{n} \, dS = \mathbf{0} \quad (3.5)$$

per cui il secondo termine a secondo membro (3.4) può essere equivalentemente espresso come un'integrale

$$\int_{S_e} p_a (-\mathbf{n} \cdot \mathbf{i}) \, dS = \int_{S_e} p_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{i}) \, dS = p_a A_e \quad (3.6)$$

e quindi si ottiene:

$$F_i = F - (p_e - p_a) A_e \quad (3.7)$$

e infine:

$$F = \dot{m}_p u_e + (p_e - p_a) A_e \quad (3.8)$$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

42 Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori

L'espressione della spinta di un endoreattore comprende quindi due termini. Il primo, che è in

genere

molto maggiore del secondo, è detto termine di **spinta impulsiva**, ed è proporzionale alla portata di

propellente e alla velocità con la quale esso viene espulso. Il secondo è invece detto **spinta di pressione**

ed è negativo, nullo o positivo a seconda che il valore della pressione in corrispondenza alla sezione di

uscita sia inferiore, uguale o maggiore di quello della pressione ambiente. In particolare, si noti che per un motore le cui condizioni operative ($m^* p$, u_e , p_e) non risentono della pressione ambiente (come è

appunto il caso dell'endoreattore), si ha una dipendenza lineare della spinta dalla pressione ambiente.

È interessante osservare che risulta una dipendenza dalle condizioni dell'ambiente esterno, attraverso

il termine nella spinta di pressione, mentre non risulta alcuna dipendenza dalla velocità di volo.

Quest'ultima considerazione può apparire ovvia quando si considera che l'espressione è stata ricavata

nelle ipotesi di flusso in quiete nella camera di prova, ma occorre osservare che tale espressione resta

invariata anche nel caso più generale di endoreattore in volo. Infatti, anche in presenza di una corrente

esterna che investe il propulsore, nulla cambia per le forze che agiscono al suo interno e che originano

la spinta.

Come si vede da quanto segue, risulta particolarmente interessante la condizione $p_e = p_a$. Ciò accade

quando il getto viene espulso a velocità subsonica, oppure quando l'ugello espande il flusso in regime

supersonico esattamente fino ad una pressione uguale a p_a . In questi casi si parla di *ugello adattato*, e la

spinta si riduce quindi al solo termine di spinta impulsiva.

Condizione di ottimo della spinta

Se il flusso nell'endoreattore è critico (cioè raggiunge Mach unitario in gola), la portata in massa è fissata

per la (2.34). Si può individuare la condizione di massimo della spinta differenziando la (3.8) rispetto

all'area A_e della sezione di uscita del motore, ed eguagliando a zero. Ad una variazione dA_e di questa

area, corrispondono variazioni du_e e dp_e della velocità e pressione d'uscita, A_t FISSATO ! $m^* p$, per

cui si ha

$$\begin{aligned} dF &= \dot{m}_p du_e + A_e dp_e + (p_e - p_a) dA_e = \\ &= A_e (e u_e du_e + dp_e) + (p_e - p_a) dA_e = (p_e - p_a) dA_e \quad (3.9) \end{aligned}$$

avendo espresso la portata in massa, costante attraverso il condotto di scarico del motore, in funzione

delle condizioni sulla sezione di uscita, ed osservando che per flusso senza attrito la prima parentesi si

annulla per l'equazione della quantità di moto. Quindi la condizione che dà l'ottimo della spinta è dimensionare A_e in modo tale che $p_e = p_a$ (ugello adattato). Normalmente si cerca di operare in

prossimità di questa condizione, per il termine di spinta di pressione $A_e(p_e - p_a)$ è in genere piccolo. Si

osservi tuttavia che p_a varia con la quota.

Velocità di efflusso equivalente (o efficace)

Si è visto che l'espressione della spinta diviene particolarmente semplice per un endoreattore con ugello adattato, in quanto appare solo il termine di spinta impulsiva. Tuttavia, anche nel caso più generale di ugello *non* adattato, il termine impulsivo risulta preponderante rispetto a quello di pressione, per cui è comodo introdurre una velocità fittizia (indicata con u_{eq}), detta velocità di efflusso equivalente (o efficace), tale che:

$$F = \dot{m}_p u_{eq} \quad (3.10)$$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori 43

Nel caso di ugello adattato, la velocità di efflusso equivalente è pari proprio al valor medio (monodimensionale)

della velocità di efflusso del getto, mentre nel caso più generale sarà data da:

$$u_{eq} =$$

$$F$$

$$\dot{m}_p$$

$$= u_e +$$

$$(p_e - p_a) A_e$$

$$\dot{m}_p$$

$$(3.11)$$

3.1.2 Esoreattori

Per ottenere l'espressione della spinta nel caso di un esoreattore, bisogna tener presente che, a differenza

di quanto avviene per l'endoreattore, il fluido propulsivo è ora costituito principalmente dall'aria che

viene introdotta nel motore, elaborata e quindi espulsa. Mentre nell'endoreattore la spinta si ottiene impartendo una variazione di quantità di moto ad un fluido stivato a bordo, negli esoreattori essa si ottiene aumentando la quantità di moto dell'aria ingerita ed elaborata dal motore. È evidente quindi che

in questo caso il ruolo della velocità di volo non può essere trascurato.

Si consideri allora un esoreattore al banco di prova (Fig. 3.3), posto in una galleria del vento in modo

che esso venga investito con una corrente a velocità V_0 che simula le condizioni di volo. Il volume V_e

la superficie di controllo S sono quelli indicati in figura.

n

n

n

p_a

V_0

$R F$

p_a

n

S_e

V_0

p_e

u_e

\dot{m}_e

\dot{m}_a

\dot{m}_a

\dot{m}_f

\dot{m}_f

S_i
 $m \cdot$
 $in m$
 i

V

S

$in S S_{out}$

S_i

Figura 3.3: Volume di controllo per la derivazione dell'espressione della spinta per un esoreattore investito da una corrente a velocità V_0 .

Per il volume di controllo considerato valgono i principi di conservazione della massa e della quantità

di moto. Per la conservazione della massa si osserva che nel motore entrano una portata in massa d'aria

\dot{m}_a , ed una portata di combustibile \dot{m}_f , che dopo opportune elaborazioni vengono espulse dall'ugello.

In condizioni stazionarie il flusso espulso dall'ugello è quindi

$$\dot{m}_e = \dot{m}_a + \dot{m}_f \quad (3.12)$$

Nel volume di controllo entra, attraverso quella parte di superficie di controllo posta a sinistra ed indicata

come S_{in} , la portata d'aria \dot{m}_{in} , la quale esce sia dalle superfici laterali del volume S_l , con portata pari

a \dot{m}_l (in generale \dot{m}_l può essere positiva o negativa, viene qui assunta positiva se uscente), sia dalla

superficie del lato destro, S_{out} , con portata in massa \dot{m}_{out} . Una parte della portata entrante dalla sezione

a sinistra passa attraverso il motore, come pure quella uscente dalla sezione destra comprende quella che

Universit' di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

44 Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori

è passata attraverso il motore. Come portata entrante nel volume di controllo bisogna considerare anche

quella di combustibile \dot{m}_f . Il bilancio di massa si scrive quindi:

$$\dot{m}_{in} + \dot{m}_f = \dot{m}_l + \dot{m}_{out} \quad (3.13)$$

e decomponendo \dot{m}_{in} e \dot{m}_{out} in modo tale da distinguere la portata d'aria ($\dot{m}_{in,ext}$, $\dot{m}_{out,ext}$) che non

entra nel motore, si ha:

$$\dot{m}_{in} = \dot{m}_a + \dot{m}_{in,ext} \text{ e } \dot{m}_{out} = \dot{m}_e + \dot{m}_{out,ext} \quad (3.14)$$

Di conseguenza la conservazione della massa per l'aria che fluisce attorno al motore impone:

$$\dot{m}_{in,ext} = \dot{m}_l + \dot{m}_{out,ext} \quad (3.15)$$

risultato che si può ottenere anche sostituendo (3.12) e (3.14) in (3.13).

Per quanto riguarda la conservazione della quantità di moto, si osserva che la risultante delle forze agenti sul volume di controllo deve essere pari alla variazione del flusso della quantità di moto attraverso

di esso. Questa condizione si scrive come nel caso dell'endoreattore (3.2):

X_i

$F_i =$

d

$dt Z_v$

$$(\mathbf{u} \cdot \mathbf{i})dV + \int_{S_s} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{i})(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})dS \quad (3.16)$$

Le forze che agiscono sul volume di controllo sono la reazione F_R che deve essere esercitata perché il propulsore resti fermo, e che è proprio pari alla spinta F , e le forze di pressione agenti lungo la superficie di controllo:

X_i

$$F_i = F_R + \int_{S_{in} + S_l + (S_{out} - S_e)} p_a(-\mathbf{n} \cdot \mathbf{i})dS + \int_{S_e} p_e(-\mathbf{n} \cdot \mathbf{i})dS \quad [F_R = \text{Spinta}] \quad (3.17)$$

L'aria entra dalla superficie S_{in} (a sinistra) con velocità V_0 perpendicolare alla superficie stessa, e con pressione pari a p_a . Sulla superficie laterale S_l (simbolicamente indicata in alto in Fig. 3.3) le condizioni del flusso d'aria sono quelle di pressione ambiente, e velocità V_0 parallela alla superficie considerata

(a meno di una piccola componente perpendicolare che permette l'introduzione o l'espulsione di massa nel volume di controllo). Dalla superficie S_{out} (a destra) il flusso viene espulso. Per quanto riguarda quest'ultima superficie, su gran parte di essa (per la precisione, $S_{out} - S_e$) le condizioni di flusso possono ancora essere considerate pari a quelle dell'aria esterna (V_0 perpendicolare alla superficie, e $p = p_a$),

mentre per la parte relativa alla sezione di efflusso dal motore S_e le condizioni sono indicate come p_e ed u_e , con la velocità ancora perpendicolare alla superficie di controllo. È possibile semplificare la (3.17)

osservando innanzitutto che le forze di pressione agenti lungo S_l sono applicate in direzione normale alla spinta ($\mathbf{n} \cdot \mathbf{i} = 0$), e quindi danno contributo nullo. Il secondo termine a secondo membro di (3.17)

si può riscrivere come:

$$\int_{S_{in} + S_{out} - S_e} p_a(-\mathbf{n} \cdot \mathbf{i})dS = \int_{S_{in} + S_{out}} p_a(-\mathbf{n} \cdot \mathbf{i})dS - \int_{S_e} p_a(-\mathbf{n} \cdot \mathbf{i})dS = \int_{S_e} p_a(\mathbf{n} \cdot \mathbf{i})dS \quad (3.18)$$

essendo nullo l'integrale su $S_{in} + S_{out}$. Di conseguenza, raggruppando i termini da integrare lungo S_e e

indicando con A_e l'area della superficie S_e , la (3.17) diviene identica alla (3.7):

X_i

$$F_i = F - \int_{S_e} p_e(-\mathbf{n} \cdot \mathbf{i})dS = F - p_e A_e \quad (3.19)$$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori 45

dove l'ultima uguaglianza si ottiene osservando che su questa superficie $\mathbf{n} \cdot \mathbf{i}$, e che la pressione p è uniforme

e pari a p_e in corrispondenza alla sezione di efflusso per l'ipotesi di flusso quasi-monodimensionale. Per quanto riguarda la variazione di quantità di moto, il secondo membro della (3.16), si osserva che,

nell'ipotesi di flusso stazionario, il termine in cui è presente la variazione temporale delle grandezze nel

tempo all'interno del volume di controllo risulta nullo. Resta quindi da esaminare il flusso della quantità di moto attraverso la superficie di controllo che, decomponendo quest'ultima nelle porzioni S_{in} , S_t e S_{out} , si scrive:

$$\begin{aligned} Z_S \\ (\mathbf{u} \cdot \mathbf{i})(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})dS = Z_{S_{in}} \\ (\mathbf{u} \cdot \mathbf{i})(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})dS + Z_{S_t} \\ (\mathbf{u} \cdot \mathbf{i})(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})dS + Z_{S_{out}} \\ (\mathbf{u} \cdot \mathbf{i})(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})dS \quad (3.20) \end{aligned}$$

Il primo dei tre termini a secondo membro di (3.20) si scrive come

$$\begin{aligned} Z_{S_{in}} \\ (\mathbf{u} \cdot \mathbf{i})(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})dS = Z_{S_{in}} \\ \rho V_0 (-V_0) dS = -\rho V_0^2 A_{in} = -\dot{m}_{in} V_0 \quad (3.21) \end{aligned}$$

osservando che \mathbf{n} è diretto in verso opposta ad \mathbf{i} , mentre $\mathbf{u} = V_0 \mathbf{i}$. Si osserva inoltre che il prodotto di

densità, area e velocità è pari alla portata che entra nel volume di controllo attraverso la superficie S_{in}

(di area A_{in}), precedentemente indicata come \dot{m}_{in} . Per quanto riguarda il secondo termine a

secondo membro di (3.20), bisogna ricordare che, sebbene nell'approssimazione in cui \mathbf{u} è diretto come \mathbf{i} non

ci dovrebbe essere flusso di massa né di quantità di moto attraverso S_t , dall'equazione di conservazione

della massa è emerso che in realtà esiste un flusso di massa (positivo se uscente) indicato con \dot{m}_t . La

portata uscente dal volume di controllo porterà via con sé anche la corrispondente quantità di moto della

corrente, che può essere approssimata come:

$$\begin{aligned} Z_{S_t} \\ (\mathbf{u} \cdot \mathbf{i})(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})dS = V_0 Z_{S_t} \\ (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})dS = \dot{m}_t V_0 \quad (3.22) \end{aligned}$$

Nell'ultimo termine a secondo membro di (3.20) bisogna distinguere la porzione di S_{out} attraverso

cui fluisce l'aria che *non* ha attraversato il motore da quella, S_e , attraverso la quale defluisce la portata

che invece lo ha attraversato:

$$\begin{aligned} Z_{S_{out}} \\ (\mathbf{u} \cdot \mathbf{i})(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})dS = \\ = Z_{S_{out-S_e}} \\ (\mathbf{u} \cdot \mathbf{i})(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})dS + Z_{S_e} \\ (\mathbf{u} \cdot \mathbf{i})(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})dS = \dot{m}_{out,ext} V_0 + \dot{m}_e u_e \quad (3.23) \end{aligned}$$

Sostituendo i risultati ottenuti nella (3.19) si ottiene:

$$F = \rho p_e - \rho p_a A_e = \dot{m}_e u_e + \rho \dot{m}_{out,ext} V_0 + \dot{m}_t - \dot{m}_{in} V_0 \quad (3.24)$$

Da quest'ultima relazione si può ottenere una semplice espressione per la spinta. Infatti, ricordando

la (3.15) si ha:

$$F = \rho p_e - \rho p_a A_e + \dot{m}_e u_e + \rho \dot{m}_{in,ext} - \dot{m}_{in} V_0 \quad (3.25)$$

dove la differenza tra \dot{m}_{in} e $\dot{m}_{in,ext}$ consiste proprio nella portata d'aria \dot{m}_a che passa

attraverso il motore

$$F = \dot{m}_e u_e - \dot{m}_a V_0 + \rho p_e - \rho p_a A_e \quad (3.26)$$

L'espressione così ottenuta viene anche detta **Spinta Non-Installata (Uninstalled Thrust)** ed è la spinta

effettivamente generata dal propulsore nel caso in cui l'unica forza che agisce all'esterno del motore sia

la pressione ambiente (costante). Infatti in condizioni di volo bisogna considerare anche l'interazione

del veicolo con la corrente esterna, la quale fa sì che alcune delle ipotesi, come quella di pressione costante su S_{in} , S_t e soprattutto su $S_{out} - S_e$, non siano più valide. Per questo la spinta che si ottiene

quando il motore è installato sull'aeromobile è in realtà inferiore a quella teorica ottenuta in (3.26) di un

fattore detto resistenza di installazione D_{inst} , e che in genere viene espresso come una frazione e della

spinta non installata F :

$$F_{inst} = F - D_{inst} = F(1 - e) \quad (3.27)$$

Avendo separato la resistenza di installazione, che dipende dalla realizzazione esterna del motore e dalla

sua interazione con il corpo del veicolo, si può dunque considerare la spinta "non-installata" come una

caratteristica propria dell'esoreattore. Infatti i termini delle forze esterne che dipendono dalla velocità

di volo sono considerati nelle forze aerodinamiche in quanto dipendono dall'aspetto esterno del motore.

Volendo studiare le caratteristiche del propulsore d'ora in poi ci si riferirà al termine spinta intendendo

sempre la spinta "non-installata".

Introducendo il rapporto di diluizione (rapporto tra la portata in massa di combustibile e la portata d'aria che fluisce attraverso il motore) $f = \dot{m}_f / \dot{m}_a$, si ottiene per la spinta:

$$F = \dot{m}_a [(1 + f) u_e - V_0] + (p_e - p_a) A_e \quad (3.28)$$

Riprendendo l'espressione (3.28) ed espandendola:

$$F = \dot{m}_a + \dot{m}_f u_e - \dot{m}_a V_0 + (p_e - p_a) A_e \quad (3.29)$$

si nota un primo termine proporzionale alla portata scaricata dall'ugello e alla velocità di efflusso che

prende il nome di spinta del getto (jet thrust); un secondo termine, negativo, pari al prodotto della portata

d'aria introdotta attraverso la presa dinamica e la velocità di volo, che prende il nome di resistenza di

volo (ram drag); e un terzo termine pari al prodotto dell'area della sezione di efflusso e della differenza

tra pressione di efflusso e la pressione ambiente, detta spinta di pressione (pressure thrust). Si vedrà

in seguito che, per i limiti sulla temperatura massima ammissibile in turbina, nei turbogetti e turbofan

si può sempre considerare $f \ll 1$ (tipicamente $f < 2\%$), mentre negli statoreattori $f < 7\%$. Per i turbogetti si può dunque scrivere con buona approssimazione:

$$F \approx \dot{m}_a (u_e - V_0) + (p_e - p_a) A_e \quad (3.30)$$

Si può inoltre introdurre una velocità di efflusso equivalente, come per gli endoreattori:

$$u_{eq} = u_e + \frac{(p_e - p_a) A_e}{\dot{m}_a (1 + f)}$$

(3.31)

che è pari alla velocità di efflusso se l'ugello è adattato, e cioè se la velocità di efflusso è subsonica

o, pur essendo supersonica, le condizioni di flusso sono tali per cui $p_e = p_a$. In definitiva si possono adottare le seguenti espressioni (che pur non essendo esatte, colgono l'essenza dei fenomeni), applicabili

a considerazioni di carattere generale:

$(F = \dot{m}_a [(1 + f) u_{eq} - V_0])$ statorattori

$F = \dot{m}_a (u_{eq} - V_0)$ turboreattori

(3.32)

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori 47

Si noti che il termine di pressione è importante solo se l'ugello opera in condizioni di choking (flusso sonico in gola), mentre è nullo nel caso di ugelli ad efflusso subsonico. La prima condizione

citata corrisponde comunque al caso operativo più comune. Si noti inoltre la presenza del termine in V_0 ,

il quale implica che per gli esoreattori deve sempre essere specificata la velocità di volo quando si parla

di spinta. In pratica, nel caso di turboreattori spesso si parla di spinta *tout-court* intendendo in tal caso

il valore a punto fisso, cioè per $V_0 = 0$: $F = \dot{m}_a u_{eq}$. Questo criterio ovviamente non si applica agli

statorattori, che non possono lavorare a punto fisso.

Si osservi infine che la condizione che dà l'ottimo della spinta di un esoreattore è identica a quella per gli endoreattori, cioè è $p_e = p_a$, in quanto le espressioni della spinta di questi motori differiscono solo

per termini che non dipendono da A_e .

3.1.3 Propulsori ad elica

La funzione dell'elica è quella di convertire in spinta la coppia sviluppata dal sistema che genera la potenza meccanica, il quale può essere per esempio una turbina a gas, od un motore a combustione interna alternativo. Uno studio dettagliato della propulsione ad elica risulta alquanto complesso, tuttavia

anche in questo caso gli aspetti generali possono essere compresi ricorrendo ai principi di conservazione

di massa e quantità di moto. La complessità deriva dal fatto che l'elica agisce come un'ala rotante, sulla

quale si genera una portanza a causa del suo moto nell'aria.

La spinta prodotta dall'elica è data dalla variazione di quantità di moto impartita alla portata d'aria elaborata dall'elica stessa. Questa può essere valutata con la teoria di Froude o del disco attuatore.

Il

ruolo dell'elica è simile a quello dell'ugello del turbogetto, in quanto ambedue hanno la funzione di

convertire l'energia disponibile in energia cinetica del fluido propulsivo. Nell'elica, l'energia termica

viene trasformata in energia meccanica, e successivamente quest'ultima viene utilizzata per accelerare

il fluido propulsivo. Nell'ugello, l'energia termica viene direttamente trasformata in energia cinetica del

fluido propulsivo.

Per ottenere un'espressione per la spinta generata da un'elica, si ricorre ancora una volta al metodo del volume di controllo. In particolare si considera, in un sistema di riferimento solidale all'elica,

il volume indicato in Fig. 3.4, che si estende fino a regioni molto lontane da essa. Sulla superficie laterale del volume di controllo (i bordi superiore e inferiore del rettangolo che rappresenta il volume di controllo in Fig. 3.4) si pu`o quindi ragionevolmente supporre che pressione e velocit`a siano pari a quelle all'infinito, e cio`e alla pressione ambiente p_a ed alla velocit`a di volo V_0 . Occorre tuttavia considerare la possibilit`a che una certa portata in massa possa entrare nel volume di controllo attraverso tale superficie laterale. Si assume che l'elica influenzi il moto solo entro il tubo di flusso indicato in figura, e che le superfici di ingresso e uscita del volume di controllo (lati sinistro e destro, rispettivamente, del rettangolo che rappresenta il volume di controllo in Fig. 3.4) siano abbastanza lontane dall'elica, per cui si pu`o considerare $p = p_a$ e $V = V_0$ lungo di esse, tranne che nella loro intersezione con il tubo di flusso che passano attraverso l'elica. Si osserva che, in condizioni stazionarie, per la conservazione della massa si pu`o scrivere in generale

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (3.33)$$

Applicando in particolare questa equazione al tubo di flusso attraverso l'elica, poich`e non vi `e efflusso

attraverso la superficie laterale di questo, si ha

$$\int_S \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = \int_{S_{out,el}} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS - \int_{S_{in,el}} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS \quad (3.34)$$

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
48 Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori

$V_0 V_0$
 V_0

$m \cdot$

$m \cdot$

$u =$

$u =$

$u =$

\mathbf{n}

\mathbf{n}

$\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}$

u_w

$u =$

l

l

S

$S_{out,el} S_{out}$

l

$S_{in} S_{in,el}$

$S_{in} S_{in,el}$

Figura 3.4: Volume di controllo per il calcolo dell'espressione della spinta per un propulsore ad elica.

per cui la portata in massa di aria che fluisce attraverso il disco dell'elica risulta esprimibile come

$$\dot{m}_{a,el} = \int_{S_{out,el}} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS$$

$$\dot{m}_{a,el} = \int_{S_{in,el}} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS$$

$$\dot{m}_{a,el} = \rho V_0 A_{in,el} = \rho u_w A_{out,el} \quad (3.35)$$

avendo indicato con u_w la velocit`a dell'aria nel tubo di flusso che ha attraversato l'elica (scia, *wake*),

lontano dall'elica quando $p = p_a$. Si osserva che, poich'è il flusso attraverso l'elica deve mantenersi subsonico e poich'è l'elica aumenta la velocità del fluido (ossia $u_w > V_0$), si ha $A_{out,el} < A_{in,el}$. Riprendendo

l'espressione relativa all'intero volume di controllo si ottiene che attraverso la superficie laterale deve entrare una portata \dot{m} :

$$\dot{m} = \int_{S_{out,el}} \rho \mathbf{V} \cdot d\mathbf{S} - \int_{S_{in,el}} \rho \mathbf{V} \cdot d\mathbf{S} = \rho V_0 (A_{in,el} - A_{out,el}) \quad (3.36)$$

Analogamente, si può scrivere l'equazione di conservazione della quantità di moto per il volume di

controllo, osservando che la componente di velocità in direzione assiale è pari a V_0 su tutta la superficie di controllo, tranne che su $S_{out,el}$. Si possono decomporre i contributi delle porzioni di superficie $S_{out,el}$,

$S_{in,el}$, e della parte rimanente:

$$F = \int_{S_{in,el}} \rho \mathbf{V} \cdot d\mathbf{S} + \int_{S_{out,el}} \rho \mathbf{V} \cdot d\mathbf{S} + \int_{S} \rho \mathbf{u}_w \cdot d\mathbf{S} = \rho V_0 (A_{in,el} - A_{out,el}) + \rho V_0 (A_{out,el} - A_{in,el}) + \rho \int_{S} \mathbf{u}_w \cdot d\mathbf{S} \quad (3.37)$$

ottenendo quindi:

$$F = \dot{m}_{a,el} (u_w - V_0) + \rho \int_{S} \mathbf{u}_w \cdot d\mathbf{S} \quad (3.38)$$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori 49

0 p w

c,p

p p

p,i p,e

V

V_0 u p u_w

Figura 3.5: Tubo di flusso dell'aria che passa attraverso un'elica e volume di controllo sull'elica.

Portando fuori dal segno di integrazione il termine V_0 , si osserva che l'integrale deve essere nullo per la

conservazione della massa, per le (3.33), (3.35). La spinta dell'elica può allora essere espressa come:

$$F = \dot{m}_{a,el} u_w - V_0 \dot{m}_{a,el} \quad (3.39)$$

Rispetto all'espressione ricavata per gli esoreattori, si osserva che in (3.39) non c'è nessun termine di

pressione, e che la portata elaborata dall'elica $\dot{m}_{a,el}$ è molto maggiore di quella elaborata dagli esoreattori

e che quindi, a parità di spinta, la variazione di velocità impressa al flusso da un'elica è molto inferiore

a quella prodotta dagli esoreattori.

Una volta ottenuta l'espressione della spinta per un motore ad elica, si possono utilizzare questa espressione e quella ottenuta per gli esoreattori per ottenere l'espressione della spinta di un turboelica,

in cui gran parte della spinta viene generata dall'elica ma una piccola parte, comunque non trascurabile,

è anche fornita dal getto. In tale caso si ha evidentemente:

$$F = \dot{m}_{a,el} u_w - V_0 \dot{m}_{a,el}$$

$$\begin{aligned}
 & | \{z\}_{\text{Elica}} F_{el} \\
 & + \dot{m} a u_{eq} - V_0 \\
 & | \{z\}_{\text{Getto}} F_j \\
 & (3.40)
 \end{aligned}$$

E' interessante anche ottenere la stessa espressione per la spinta dell'elica considerando il volume di controllo sull'elica $V_{c,p}$ indicato in Fig. 3.5. Si osserva che attraverso l'elica sussiste un salto di pressione p , a causa della forza esercitata dall'elica sul fluido, tuttavia per la conservazione della massa la velocit'a del flusso u_p rimane la stessa: $u_{p,i} = u_{p,e} = u_p$. La conservazione della quantit'a di

moto implica quindi:

$$\begin{aligned}
 & \dot{m} a_{e,i} u_p |_{di\ mo\ \{toZuscen\}} \\
 & - \dot{m} a_{e,i} u_p |_{di\ mo\ \{toZentra\}} \\
 & = F |_{Sp\ \{iZnta\}} \\
 & - (p_{p,e} - p_{p,i}) A_p |_{Forza\ di\ \{pZressione\}} \\
 & (3.41)
 \end{aligned}$$

che si semplifica come:

$$F = (p_{p,e} - p_{p,i}) A_p \quad (3.42)$$

Universit'a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

50 Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori

Adottando l'ipotesi di fluido incomprimibile (Mach di volo $M < 0.3$), vale l'equazione di Bernouilli

che pu'o essere applicata separatamente a monte e a valle dell'elica:

$$\begin{aligned}
 & p_{p,i} \\
 & + \\
 & \frac{u_{2p}^2}{2} \\
 & = \\
 & p_a \\
 & + \\
 & \frac{V_0^2}{2} \\
 & (3.43)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & p_{p,e} \\
 & + \\
 & \frac{u_{2p}^2}{2} \\
 & = \\
 & p_a \\
 & + \\
 & \frac{u_w^2}{2} \\
 & (3.44)
 \end{aligned}$$

da cui si ottiene un'espressione per la spinta in una forma diversa da quella scritta in precedenza, ed in

cui appaiono esplicitamente l'area del disco spazzato dall'elica e la densit'a dell'aria:

$$F =$$

1
2

$$a A_p \rho u^2$$

$$w - V_0^2$$

$$(3.45)$$

confrontando allora questa espressione con la (3.39) e ricordando che, sotto le ipotesi adottate, $m_{a,el} =$

$a \rho A_p$ si ottiene che la velocità del flusso attraverso l'elica è:

$$u_p =$$

$$u_w + V_0$$

$$(3.46)$$

Quest'ultima espressione permette di scrivere una relazione tra la potenza sviluppata dall'elica e la variazione di velocità del flusso d'aria che passa attraverso l'elica, infatti si ha:

$$P_{el} = F u_p = \dot{m}_{a,el} u_w - V_0 u_w + V_0^2$$

$$(3.47)$$

e quindi

$$P_{el} = \dot{m}_{a,el} u^2$$

$$w - V_0^2$$

$$(3.48)$$

Infine, attraverso semplici passaggi, introducendo la variazione di velocità attraverso l'elica $u_{el} = u_w - V_0$, si possono esprimere portata attraverso l'elica, spinta dell'elica e potenza dell'elica in funzione

dell'area del disco attuatore ($A_p = D^2$

$\rho/4$ dove D_p è il diametro dell'elica), nonché di a , A_p , V_0 e

$$u_{el}:$$

$$\dot{m}_{a,el} = a A_p V_0 +$$

$$u_{el}$$

$$2 !$$

$$F_{el} = a A_p V_0 +$$

$$u_{el}$$

$$2 ! u_{el}$$

$$P_{el} = a A_p V_0 +$$

$$u_{el}$$

$$2 !^2$$

$$u_{el} (3.49)$$

In molti casi tali espressioni sono semplificate trascurando u_{el} rispetto a V_0 , soprattutto per calcoli di

prima approssimazione in cui, noti potenza e diametro dell'elica, si vuole risalire alla spinta. Un calcolo

rigoroso comporterebbe infatti la risoluzione di un'equazione di terzo grado.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori 51

3.2 Potenze e rendimenti

Per valutare le prestazioni di un propulsore, oltre a conoscere la spinta che esso è in grado di generare,

bisogna poter valutare il costo di questa spinta. Quest'ultimo è legato al costo della sorgente di energia utilizzata ed all'efficienza della trasformazione della potenza disponibile in potenza propulsiva.

L'efficienza è valutata attraverso alcuni parametri detti rendimenti, ed inoltre da altri indici che

quantificano

più direttamente il consumo di combustibile o propellente richiesto per ottenere una determinata prestazione.

L'introduzione dei rendimenti (termodinamico, propulsivo, globale) permette di comprendere, per gli esoreattori, quali sono le condizioni che ottimizzano la trasformazione dell'energia dalla sua forma

primaria (chimica) in energia propulsiva. A causa delle differenti condizioni tipiche di impiego (vedi

fine § 3.2.3), questi rendimenti presentano invece un minore interesse per gli endoreattori. Nel seguito

sono discussi parallelamente i rendimenti nel caso di esoreattori e endoreattori.

Per ottenere parametri indicativi dell'efficienza del motore si definiscono alcuni rendimenti, i quali consentono valutazioni qualitative su come e quanto la potenza originariamente disponibile si trasforma.

Se si considerano propulsori che sfruttano l'energia chimica come sorgente, la potenza inizialmente disponibile, e cioè l'energia disponibile nell'unità di tempo, è costituita di due termini: il primo è proporzionale

al prodotto della portata di combustibile (o di propellenti) e dell'energia che può essere fornita bruciando l'unità di massa di combustibile. Il secondo è dato dall'energia cinetica posseduta

dal combustibile (o dai propellenti) per il fatto di essere a bordo del veicolo (che è in moto).

Dunque

si indica come **potenza disponibile** P_{av} (*available*) quella relativa alla portata del combustibile (o dei propellenti) trasportato a bordo:

$$P_{av} =$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_f \right] +$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_p \right]$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_f \right] +$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_p \right]$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_f \right] +$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_p \right]$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_f \right] +$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_p \right]$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_f \right] +$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_p \right]$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_f \right] +$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_p \right]$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_f \right] +$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_p \right]$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_f \right] +$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_p \right]$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_f \right] +$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_p \right]$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_f \right] +$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_p \right]$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_f \right] +$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_p \right]$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_f \right] +$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_p \right]$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_f \right] +$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_p \right]$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_f \right] +$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_p \right]$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_f \right] +$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_p \right]$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_f \right] +$$

$$\dot{m} \left[\frac{V_2^2}{2} + Q_p \right]$$

dove con Q_f si è indicato il potere calorifico del combustibile (l'energia che può essere fornita bruciando

l'unità di massa di combustibile) e con Q_p l'energia fornita dalla combustione dell'unità di massa di

propellente. Si osservi che il termine $\frac{V_2^2}{2}$

è trascurabile in confronto a Q_f per gli esoreattori (per

esempio per un aereo in volo a 250 m/s $\frac{V_2^2}{2}$

=31.25 kJ/kg, mentre Q_f = 43 MJ/kg), mentre può non

esserlo per endoreattori.

Questa energia viene conferita al fluido propulsivo che è quindi accelerato. In questa trasformazione

si verificano necessariamente perdite associate al rendimento del ciclo termodinamico ideale, così

come al fatto che in realtà non tutta la potenza fornita dal ciclo viene trasformata in potenza propulsiva. Come schematizzato in Fig. 3.6, il ruolo del propulsore è quello di trasformare la potenza disponibile in potenza del getto. La potenza che il motore conferisce al fluido propulsivo corrisponde alla variazione di energia cinetica nell'unità di tempo di quest'ultimo, e si indica come **potenza del getto** P_j . Una parte di questa viene trasformata nel termine utile al moto a velocità costante (nel quale occorre fornire una spinta uguale alla resistenza al moto), indicato come **potenza propulsiva** (o di Spinta) P_p , e che è data

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
52 Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori

P

P_d

P_p

η_p

P_{avj}

η_{th}

Motore

Figura 3.6: Trasformazione della potenza disponibile attraverso il propulsore.

dal prodotto della spinta per la velocità di volo:

$$P_p = F V_0 \quad (3.51)$$

Si noti però che questo termine risulta meno rappresentativo per endoreattori, il cui scopo normalmente

non è quello di esercitare una spinta per volare a velocità costante, ma bensì di accelerare un carico utile ad alta velocità.

Prima di ricavare un'espressione per la potenza del getto sopra citata, si sottolinea che non tutta la potenza conferita al getto viene utilizzata per spingere il veicolo. Infatti, oltre alla potenza effettivamente

utilizzata, bisogna considerare che la corrente viene espulsa dal motore con un'energia residua. Si pensi

ad esempio ad un propulsore al banco: il getto viene disperso nell'atmosfera con una energia cinetica

che inizialmente non aveva. Si parla allora di **potenza dissipata** (o residua) P_d come della potenza spesa per accelerare il getto, ma non utilizzata a fini propulsivi (energia cinetica residua del getto). Quest'ultima può essere facilmente calcolata considerando la velocità del getto in un riferimento fisso

(in cui il propulsore si muove con velocità V_0). Il quadrato di tale velocità è l'energia cinetica residua

del getto per unità di massa. La potenza dissipata si ottiene moltiplicando l'energia cinetica residua (per

unità di massa) per la portata di fluido propulsivo:

$$P_d =$$

1

2

$$m'_{a,el} [u_w - V_0]^2$$

| {z } (elica)

$$P_d =$$

$$\dot{m}_a(1+f) \int_{z_1}^{z_2} u_e - V_0 dz \quad (\text{esoreattori})$$

$$P_d = \dot{m}_p \int_{z_1}^{z_2} u_e - V_0 dz \quad (\text{endoreattori})$$

(3.52)

Nell'espressione della potenza dissipata è stata adottata l'ipotesi che il getto abbia tutta la sua energia

nella velocità di espulsione dal motore. In realtà, nel caso in cui l'ugello non è adattato bisognerebbe

considerare anche la differenza di pressione tra il getto all'espulsione dal motore e l'ambiente, la quale fa sì che l'energia residua possa essere superiore o inferiore a quanto indicato sopra, per un termine proporzionale a $p_e - p_a$. Si può verificare che una corretta misura della potenza dissipata si ottiene sostituendo u_{eq} a u_e nelle (3.52). D'ora in poi, nella valutazione delle potenze e rendimenti si considererà

sempre ugello adattato, sottintendendo che diversamente bisogna considerare la velocità di efflusso equivalente.

La potenza del getto può essere espressa quindi come somma di potenza propulsiva e potenza dissipata:

$$P_j = P_p + P_d \quad (3.53)$$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori 53
per ottenere, utilizzando (3.51), (3.52) e (3.39), (3.28), (3.8):

$$P_j = \dot{m}_a \int_{z_1}^{z_2} u_w - V_0 V_0 dz \quad (\text{potenza propulsiva})$$

$$+ \dot{m}_a \int_{z_1}^{z_2} u_w - V_0 dz \quad (\text{potenza dissipata})$$

$$+ \dot{m}_a \int_{z_1}^{z_2} u_e - V_0 dz \quad (\text{potenza propulsiva})$$

$$+ \dot{m}_p \int_{z_1}^{z_2} u_e - V_0 dz \quad (\text{potenza propulsiva})$$

$$+ \dot{m}_p \int_{z_1}^{z_2} u_e - V_0 dz$$

$| \{z\}$ potenza dissipata
(endoreattore)

(3.54)

Le (3.54) possono essere semplificate attraverso semplici passaggi:

$P_j =$

$8 >$

$>>>>>>><>>>>>>>>>:$

1

2

$m \dot{a}, eU_2$

$w - V_2$

0 (propulsore ad elica)

1

2

$\dot{m}_a 1 + f u_{2e}$

$- V_2$

0 + $f m \dot{a} V_2$

0'

1

2

$m \dot{a} U_{2e}$

$- V_2$

0

$| \{z\} f_1$

(esoreattore)

1

2

$\dot{m}_p U_{2e}$

$+ V_2$

0 (endoreattore)

(3.55)

Introdotte quindi le espressioni per le potenze coinvolte nelle varie trasformazioni, si possono ora introdurre i rendimenti, che sono definiti come rapporti tra potenze ed indicano la frazione di potenza

che si ritrova a valle di una trasformazione rispetto a quella che si aveva a monte.

3.2.1 Rendimento termico

Il rendimento termico, o termodinamico, indica l'efficienza con la quale il motore converte l'energia

chimica in energia utilizzabile ai fini propulsivi. E' una misura dell'efficienza termodinamica del motore,

ed è indipendente dalle condizioni di volo. In generale, la potenza utilizzabile per la propulsione a valle del motore P_{eng} deve essere ancora trasformata in potenza del getto (cosa che avviene ad esempio

in un motoelica attraverso i meccanismi che muovono l'elica e l'elica stessa) ed in questa trasformazione

parte della potenza pu' essere spesa per superare attriti. Si introdurranno quindi nei vari casi opportuni

rendimenti (rendimento meccanico, rendimento dell'elica, rendimento del fan, rendimento del riduttore, ..)

per tener conto di queste perdite di potenza dovute al sistema di accelerazione del flusso.

In prima approssimazione, in questa parte generale verranno trascurate tali perdite di potenza, e si assumerà

a quindi che tutta l'energia utilizzabile ai fini propulsivi sia fornita al getto come energia cinetica. In sostanza si considererà:

$$\frac{P_{eng}}{P_{av}} = \frac{P_j}{P_{av}} \quad (3.56)$$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
54 Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori

Il rendimento termodinamico verrà a quindi espresso come il rapporto tra potenza del getto e potenza disponibile, ed indicherà in questa trattazione semplificata l'efficienza con la quale il motore converte

l'energia chimica in energia utilizzabile ai fini propulsivi, cioè in energia cinetica del getto.

3.2.2 Rendimento propulsivo

Come è stato visto sopra, non tutta l'energia fornita dal motore al fluido propulsivo viene utilizzata per

spingere il veicolo, in quanto una parte si ritrova come energia cinetica residua del getto. La misura dell'efficienza con la quale la potenza del getto viene trasformata in potenza propulsiva è il rendimento

propulsivo, definito come rapporto tra potenza propulsiva P_p e potenza del getto P_j :

$$\eta_p = \frac{P_p}{P_j} = \frac{m_{a,e} U_w - V_0 V_0}{m_{a,e} U_2} = \frac{m_{a,1} + f u_e - V_0 V_0}{m_{a,1} + f u_e - V_2} = \frac{2(1 + f) - (1 + f)^2 (1 - f)^2}{2(1 + f) - 2(1 - f)^2} = \frac{m_{p,1} + f u_e - V_0 V_0}{m_{p,1} + f u_e - V_2}$$

Figura 3.7: Andamento del rendimento propulsivo in funzione del rapporto tra velocità di volo e velocità di efflusso.

questa espressione è utilizzabile sostituendo u_w a u_e , e si scrive u_e in funzione di F , \dot{m}_a e V_0 .

Infatti

dall'espressione della spinta (3.32) per $f = 1$ si ha:

$$u_e = V_0 +$$

$$\frac{F}{\dot{m}_a}$$

$$u_w = V_0 +$$

$$\frac{F}{\dot{m}_{a,el}}$$

$$(3.58)$$

e quindi:

$$\rho =$$

$$\frac{2}{2 +$$

$$\frac{F}{\dot{m}_a V_0}$$

$$(3.59)$$

$$\rho =$$

$$\frac{2}{2 +$$

$$\frac{F}{\dot{m}_{a,el} V_0}$$

$$(3.59)$$

$$\rho =$$

$$\frac{2}{2 +$$

$$\frac{F}{\dot{m}_{a,el} V_0}$$

$$(3.59)$$

Si ricorda che in questa espressione il significato della portata d'aria è diverso nei due casi in esame: per

l'esoreattore \dot{m}_a è la portata d'aria che passa attraverso il motore, mentre per il propulsore ad elica $\dot{m}_{a,el}$

è la portata d'aria elaborata dall'elica. L'andamento riportato in Fig. 3.8 permette un'interessante osservazione.

Infatti si può osservare che, a parità di spinta F e velocità di volo V_0 , si possono ottenere valori più elevati di ρ aumentando la portata d'aria elaborata. In altri termini, poiché la spinta è

proporzionale alla portata d'aria elaborata e alla variazione di velocità che essa subisce, per ottenere elevati valori di

ρ è conveniente operare su grandi portate d'aria, impartendo piccole variazioni di velocità.

Per gli endoreattori il campo ammissibile è semplicemente 0. L'analisi della funzione ((3.57) e Fig. 3.7) mostra che essa ha un massimo di $\rho = 1$ per $\frac{F}{\dot{m}_a V_0} = 1$, che si spiega di nuovo con il fatto che

l'energia cinetica residua del getto è nulla in quelle condizioni. Diversamente da esoreattori e propulsori

ad elica, gli endoreattori possono operare con $\rho = 1$ anche se si vedrà che questa non è necessariamente

la condizione operativa più vantaggiosa.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

56 Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori

F/mV₀

η_p

0.00 2 4 6 8 10

0.2

0.4

0.6

0.8

1.0
1.2
1.4

Figura 3.8: Rendimento propulsivo di esoreattori e propulsori ad elica in funzione della spinta adimensionalizzata.

3.2.3 Rendimento globale

Il rendimento globale σ (*overall efficiency*) è un indice dell'efficienza globale del sistema, e cioè dell'efficienza

con cui la potenza disponibile è trasformata in potenza di spinta. Il rendimento globale si definisce quindi come rapporto tra potenza propulsiva P_p e potenza disponibile P_{av} :

$$\sigma = \frac{P_p}{P_{av}} = \frac{m \cdot a \cdot 1 + f u_e - V_0 V_0}{m \cdot f Q_f + V_2^2} : \frac{m \cdot p u_e V_0 + m \cdot p Q_p + V_2^2}{m \cdot p u_e V_0 + m \cdot p Q_p + V_2^2}$$

thtrp propulsore ad elica

$$m \cdot a \cdot 1 + f u_e - V_0 V_0$$

$$m \cdot f Q_f +$$

$$V_2^2$$

$$0$$

$$2 !$$

$$V_0 (u_e - V_0)$$

$$f Q_f$$

esoreattore

$$m \cdot p u_e V_0$$

$$m \cdot p Q_p +$$

$$V_2^2$$

$$0$$

$$2 !=$$

$$u_e V_0$$

$$Q_p +$$

$$V_2^2$$

$$0$$

$$2$$

endoreattore

$$(3.60)$$

Le espressioni riportate in (3.60) sono ricavate dalle definizioni di P_p e P_{av} e sono diverse per ciascuna delle tre famiglie di propulsori considerate:

Propulsori ad elica La separazione tra il generatore di potenza (motore) e il generatore di spinta (elica)

fa sì che per massimizzare il rendimento globale possano essere massimizzati separatamente rendimento termico e propulsivo. τ indica il rendimento di trasmissione di potenza dal motore all'elica.

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori 57

V (m/s)

η_o

0 250 500 750 1000

0

0.1

0.2

0.3

0.4

0.5

0.6
0.7
0.8

U_e

1200 m/s

800 m/s

1000 m/s

$f=0.02$

$Q_f=45 \text{ MJ/kg}$

(a) Esoreattori

$V \text{ (m/s)}$

η_o

0 2500 5000 7500 10000

0

0.1

0.2

0.3

0.4

0.5

0.6

0.7

0.8

U_e

$Q_f=13 \text{ MJ/kg}$

$2Q_p$

(b) Endoreattori

Figura 3.9: Rendimento globale di esoreattori ed endoreattori al variare della velocità di volo e della velocità di efflusso del getto.

Esoreattori Anche per il rendimento globale si può ottenere un'espressione semplificata nell'ipotesi

$f \ll 1$, e trascurando il termine cinetico nella potenza disponibile, cioè assumendo $V_0 \ll \sqrt{2 Q_f}$

nella (3.50). In questo caso si osserva che il rendimento globale assume un andamento parabolico al variare di V_0 (Fig. 3.9). Si può ricavare, derivando la seconda delle (3.60) per f , Q_f e u_e fissati, che il rendimento globale ha un ottimo quando $V_0 = u_e/2$. Tuttavia, in realtà f e u_e non si mantengono affatto costanti al variare della velocità di volo, per cui questo risultato è da prendere con la dovuta cautela. Analogamente, si potrebbe vedere che η_o cresce al diminuire di f , cioè della quantità di combustibile iniettato, ma in queste condizioni diminuisce certamente anche u_e .

Endoreattori Mentre il rendimento propulsivo presenta un massimo per $V_0 = u_e$, il rendimento globale

presenta un massimo per $V_0 = \sqrt{2 Q_p}$ (Fig. 3.9). Si nota anche in questo caso che il rendimento globale cresce al crescere di u_e . Occorre tuttavia osservare, come già detto, che per un endoreattore il rendimento globale è meno significativo di quanto non sia per gli esoreattori. Questi ultimi operano per la maggior parte del tempo in condizioni di velocità costante, fornendo perciò la spinta necessaria a vincere la resistenza, per cui la potenza di spinta $F V_0$ quantifica effettivamente il termine utile. Il compito tipico degli endoreattori è invece in genere quello di accelerare un carico utile ad alte velocità, piuttosto che di vincere una resistenza all'avanzamento (che tra l'altro si annulla nel vuoto).

3.3 Consumo specifico

Uno dei parametri più importanti nella misura delle prestazioni di un propulsore è il consumo specifico,

che indica quanto combustibile (o propellente, nel caso degli endoreattori) è necessario consumare nel-

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

58 Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori

l'unità di tempo per ottenere una prestazione di riferimento. Poiché il suo valore dipende molto dalle

condizioni di volo, per avere un riferimento comune spesso si considerano i valori in condizioni statiche.

La prestazione di riferimento può essere diversa per i diversi propulsori. Infatti, per i propulsori ad elica

il riferimento è la potenza sviluppata dal motore, mentre per i propulsori a getto il riferimento è la

spinta
sviluppata dal motore.

Propulsori ad elica (Riferito alla potenza al freno), “brake specific fuel consumption”

$BSFC =$

\dot{m}_f

$P_{ax} \text{ g/s}$

W oppure kg/h

kW

nel caso di turboelica bisogna considerare il contributo del getto, “equivalent BSFC” :

$EBSFC =$

\dot{m}_f

$P_{ax} + \dot{m}_a(u_e - V_0)V_0 \text{ g/s}$

W oppure kg/h

kW

Esoreattori (Riferito alla spinta), “thrust specific fuel consumption”

$TSFC =$

\dot{m}_f

$F \text{ g/s}$

N oppure kg/h

N

Endoreattori (Riferito alla spinta), “thrust specific fuel consumption”

$TSFC =$

\dot{m}_p

$F \text{ g/s}$

N oppure kg/h

N

Il consumo specifico `e raramente usato come parametro di prestazione nel campo degli endoreattori,

dove viene preferito il suo inverso (a meno dell'accelerazione di gravit`a, vedi oltre), l'impulso specifico.

3.4 Spinta specifica

E' una misura di prestazione usata per gli esoreattori. Si tratta della spinta fornita per unit`a di portata in

massa d'aria elaborata dal motore. E' detta anche impulso specifico relativo all'aria, o semplicemente

impulso specifico. E' una misura dell'“intensit`a” del progetto e mette in evidenza la proporzionalit`a tra

spinta e portata d'aria.

Spinta specifica: $I_a =$

F

$\dot{m}_a' u_e - V_0$

Per i turbogetti valori tipici sono dell'ordine dei 500 ÷ 1000 Ns/kg. Ovviamente tale grandezza non ha

significato per gli endoreattori. Anche per la spinta specifica vale la relazione di proporzionalit`a inversa

rispetto al rendimento propulsivo, gi`a osservata a proposito della spinta.

3.5 Impulso specifico e velocit`a di efflusso equivalente

Nel campo degli endoreattori le prestazioni del motore vengono spesso indicate in termini di impulso

specifico, oppure di velocit`a di efflusso equivalente (o efficace). Diversamente dall'uso invalso nel campo

degli esoreattori (dove spesso si indica brevemente con il termine impulso specifico la spinta specifica), per gli endoreattori l'impulso specifico è definito come il periodo di tempo per cui un'assegnata massa di propellente è in grado di fornire una spinta pari al suo peso a livello del mare [2].

L'impulso specifico è quindi misurato in secondi e si esprime come:

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}_p g_0} = \frac{U_{eq}}{g_0} = \frac{1}{TSFC} \quad (3.61)$$

ed è, a meno della costante g_0 , l'inverso del consumo specifico. Per quanto valutare il peso del propellente al livello del mare sia del tutto arbitrario, specie per propulsori che tipicamente operano nello spazio, questa definizione presenta il (relativo) vantaggio che l'impulso specifico risulta espresso in secondi, indipendentemente dal sistema di unità di misura considerato. Una misura più corretta delle prestazioni di un endoreattore è la velocità di efflusso equivalente (o efficace), data dal rapporto tra spinta e portata *in massa* di propellente, che quindi è proprio l'inverso del consumo specifico

$TSFC$:

$$U_{eq} = \frac{F}{\dot{m}_p} = \frac{1}{TSFC} \quad (3.62)$$

Tra impulso specifico e velocità di efflusso equivalente vale l'ovvia relazione

$$I_{sp} = \frac{U_{eq}}{g_0} \quad (3.63)$$

con $g_0 = 9.80665 \text{ m/s}^2$, per cui numericamente l'impulso specifico (espresso in secondi) è circa un

decimo della velocità di efflusso efficace espressa in m/s . Occorre comunque osservare che spesso la

grandezza (3.62) viene direttamente indicata come impulso specifico, con unità di m/s oppure N/(kg/s)

(ovviamente equivalenti). In base alla relazione tra I_{sp} e $TSFC$, si può valutare I_{sp} anche per gli esoreattori, al fine di confrontarne i valori con gli endoreattori.

3.6 Confronto tra le prestazioni tipiche dei diversi propulsori

Valori tipici di consumo ed impulso specifici per le principali famiglie di propulsori sono riportati nella

seguinte tabella:

Propulsore BSFC EBSFC TSFC I_{sp}

(kg/h)/kW (kg/h)/kW (kg/h)/N s
 Motoelica 0.20 ÷ 0.30 – – –
 Turboelica – 0.27 ÷ 0.36 – –
 Turbofan (M=0) – – 0.03 ÷ 0.05 7000 ÷ 12000
 Turbogetto (M=0) – – 0.07 ÷ 0.11 3000 ÷ 5000
 Ramjet (M=2) – – 0.17 ÷ 0.26 1400 ÷ 2000
 Endoreattore – – 0.80 ÷ 1.80 200 ÷ 450

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
 60 Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori

Il confronto tra i diversi tipi di propulsori permette di notare il vantaggio dei motoelica in termini di consumo specifico rispetto alla potenza rispetto ai turboelica, che si ricorda per`o che sono caratterizzati

da maggiori rapporti spinta/peso e minor ingombro frontale. Inoltre si possono confrontare i consumi dei

diversi propulsori a getto. Sono ad esempio riportati i consumi di turbofan e turbogetto semplice a punto

fisso, dove il primo mostra un notevole risparmio di combustibile a parit`a di spinta. Maggiori consumi

sono invece caratteristici di statoreattori e endoreattori. Per i primi `e stato considerato come riferimento

la velocit`a di volo a $M = 2$ non fornendo spinta a punto fisso. Per gli endoreattori si osserva che il consumo a parit`a di spinta `e di un ordine di grandezza superiore a quello dei turboreattori. Ci`o si spiega

con il fatto che in questo caso nei consumi bisogna tener conto sia di combustibile sia di ossidante, mentre gli esoreattori sfruttano l`aria atmosferica come ossidante.

3.7 Autonomia

Tra le misure di prestazione degli aeromobili, risulta certamente interessante sapere qual`e la massima

distanza che esso `e in grado di percorrere. Tale distanza viene detta autonomia dell`aeromobile (*aircraft*

range). Si tratta di una misura di prestazione che non riguarda solo il motore, ma l`accoppiamento motore-veicolo. Se si considera infatti il caso di volo a quota e velocit`a costanti, la spinta deve essere

pari alla resistenza aerodinamica del veicolo. Allora:

$$F = D = L D$$

$$L \neq$$

$$mg$$

$$L/D$$

$$(3.64)$$

Ricordando che:

$$\dot{m} = F V_0 / (\dot{m}_f Q_f) \quad (3.65)$$

si ottiene:

$$F =$$

$$mg$$

$$L/D$$

$$=$$

$$\dot{m} Q_f$$

$$V_0 -$$

$$dm$$

$$dt ! \quad (3.66)$$

essendo la diminuzione di massa del veicolo nell`unit`a di tempo ($dm/dt < 0$) pari alla portata di combustibile

\dot{m}_f consumata nello stesso tempo. Assumendo che g , σ , Q_f , V_0 e l'efficienza aerodinamica $E = L/D$ siano costanti:

$$t = \frac{Q_f L/D}{g V_0 Z_{fin}} \ln \frac{dm}{m} \quad (3.67)$$

L'autonomia s è:

$$s = V_0 t = \frac{Q_f L/D}{g} \ln \frac{m_{in}}{m_{fin}} \quad (3.68)$$

Quindi, la massa di combustibile m_f necessaria per percorrere la stessa distanza s , diminuisce se aumentano

il rendimento globale e/o l'efficienza aerodinamica. È interessante osservare che per avere la massima autonomia non bisogna semplicemente massimizzare il rendimento globale ma il prodotto

del rendimento globale (caratteristica del motore) e dell'efficienza aerodinamica E (caratteristica dell'aeromobile).

Dall'andamento riportato in Fig. 3.10 si può osservare che, anche se per ottenere un alto rendimento globale del motore converrebbe volare a velocità molto elevate, la caduta di efficienza

aerodinamica che si verifica nella transizione tra volo subsonico e volo supersonico fa sì che il prodotto

tra efficienza e rendimento globale assuma un massimo a velocità leggermente inferiori a quella sonica.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori 61

Figura 3.10: Tipiche variazioni di rendimento globale ed efficienza aerodinamica al variare del numero di Mach [6].

Questa è una delle ragioni per cui gran parte degli aerei di linea adotta un numero di Mach di volo in

condizioni di crociera prossimo a $M 0.85$. Per trovare un valore del prodotto $\sigma L/D$ paragonabile, occorrerebbe spingersi a numeri di Mach di volo superiori a 3, con tutti i problemi che questo comporta,

in termini di materiali (a causa del riscaldamento aerodinamico, non si può utilizzare l'alluminio – leggero, densità circa 2700 kg/m^3 , ma che rammollisce a poche centinaia di gradi Celsius, ma occorre

impiegare acciaio od il più costoso titanio, entrambi comunque più pesanti dell'alluminio – densità acciaio

circa 7900 kg/m^3 , titanio circa 4600 kg/m^3), configurazione aerodinamica (una configurazione che assicuri la stabilità di volo ad alto numero di Mach risulta poco manovrabile a velocità subsonica, men-

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

62 Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori

tre una che garantisca una buona manovrabilità a bassa velocità risulta poco stabile ad alto numero di

Mach), boom sonico, costi.

Domande di verifica

3.1 La spinta di un endoreattore può essere espressa come somma di due contributi. Come sono chiamati?

- 3.2 In quali condizioni si dice che un ugello è adattato?
- 3.3 Ricavare l'espressione della spinta di un endoreattore.
- 3.4 Cos'è la velocità di efflusso equivalente? Come è correlata con la velocità di efflusso?
- 3.5 Cosa si intende per spinta "installata"?
- 3.6 Scrivere l'espressione della spinta di un esoreattore.
- 3.7 Scrivere l'espressione della spinta di un propulsore ad elica.
- 3.8 La potenza disponibile a bordo di un veicolo, in cui la sorgente principale di energia è di tipo chimico, può essere espressa come somma di due termini. Quali sono questi termini, e qual'è il loro significato? In quali casi uno di essi può essere trascurato?
- 3.9 Perché e quando si parla di efficienza del motore *negli esoreattori* si considera la portata di combustibile, e *negli endoreattori* quella di propellente? Nel caso di endoreattori chimici avrebbe senso considerare la portata di combustibile?
- 3.10 Qual è la potenza resa disponibile dalla combustione di 1kg di idrocarburo?
 2 a) 430 J 2 b) 43 kJ 2 c) 43 MJ 2 d) 43000 J 2 e) 43000 MJ
- 3.11 Il propulsore trasforma l'energia chimica del combustibile in energia cinetica del fluido propulsivo. Non tutta l'energia cinetica viene però utilizzata per la propulsione. Dove va a finire la restante parte di energia cinetica?
- 3.12 Perché il rendimento propulsivo di un motore ad elica è, a parità di spinta e velocità di volo, superiore a quello di un turbogetto?
- 3.13 L'espressione semplificata del rendimento propulsivo di un esoreattore in funzione di γ è una funzione crescente di γ , tendente asintoticamente al valore 2. Perché e non si possono praticamente realizzare propulsori con $\gamma > 1$?
- 3.14 Si ricavi l'espressione del rendimento propulsivo in funzione della spinta specifica, per esoreattori e propulsori ad elica.
- 3.15 Nonostante il rendimento propulsivo di un esoreattore sia massimo per $V_0 = u_e$, il rendimento globale ha un massimo per un valore di V_0 inferiore. Perché? Qual'è il valore di V_0 per cui si ha il minimo consumo?
- 3.16 Si ricavi la relazione tra TSFC e σ per un esoreattore.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
 Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori 63

3.17 Si ricavi la relazione tra I_{sp} e TSFC per un endoreattore.

3.18 Perché la maggior parte degli aerei di linea adotta una velocità di crociera corrispondente ad un numero di Mach $M = 0.85$?

Esercizi Svolti

3.1 Calcolare il rendimento propulsivo in condizioni di crociera per il motore RB211 (adottato dal Boeing 747). Dati: $z = 10000\text{m}$; $M = 0.85$, $u_e = 390\text{m/s}$, ugello adattato.

R. Dalle tabelle dell'atmosfera standard si ha che $T_a = 223.25\text{K}$. Per l'aria $\gamma = 1.4$ e $R = 287\text{ J/(kgK)}$, quindi $a_a = \sqrt{\gamma R T_a} = \sqrt{1.4 \cdot 287 \cdot 223.25} = 299.5\text{m/s}$. La velocità di volo è $V = M a_a = 0.85 \cdot 299.5 = 254.6\text{m/s}$. Il rendimento propulsivo è quindi:

$$\eta_p = \frac{V}{u_e} = \frac{254.6}{390} = 0.653$$

2

$$\eta_p = \frac{1}{2} \left(\frac{V}{u_e} + \frac{u_e}{V} \right) = 0.790$$

3.2 Un aeroplano vola alla velocità costante di 268m/s grazie alla spinta di un turboreattore. La portata d'aria attraverso il motore è di 45 kg/s e la portata di combustibile è di 1kg/s . La velocità di

efflusso

del getto è di 610 m/s e l'ugello è adattato. Si consideri trascurabile la resistenza di installazione.

Si calcoli: (a) ram drag, (b) spinta del getto, (c) spinta, (d) impulso specifico all'aria, (e) TSFC, (f) potenza disponibile (assumendo $Q_f = 45 \text{ MJ/kg}$), (g) potenza propulsiva, (h) rendimento propulsivo,

(i) rendimento globale.

R.

$$(a) \text{ Ram drag} = \dot{m}_a V_0 = 12.06 \text{ kN}$$

$$(b) \text{ Spinta del getto} = (\dot{m}_a + \dot{m}_f) u_e = 28.06 \text{ kN}$$

$$(c) \text{ Spinta} F = (\dot{m}_a + \dot{m}_f) u_e - \dot{m}_a V_0 = 16 \text{ kN}$$

$$(d) \text{ Impulso specifico all'aria} I_a = F / \dot{m}_a = 355 \text{ N} \cdot \text{s/kg}$$

$$(e) \text{ TSFC} = \dot{m}_f / F = 0.225 \text{ kg/h/N}$$

$$(f) P_{av} = \dot{m}_f Q_f = 45 \text{ MW}$$

$$(g) P_p = FV = 4.29 \text{ MW}$$

$$(h) \eta_p = 2 / (1 + \dots) = 61\% (= 0.439)$$

$$(i) \eta_o = P_p / P_{av} = 9.5\%$$

3.3 Un turboreattore elabora una portata d'aria di 70 kg/s a livello del mare, e presenta un ugello convergente

con area della sezione di efflusso $A_e = 0.29 \text{ m}^2$. Calcolare spinta e rendimento propulsivo

a punto fisso, ed in volo a $M = 0.85$; $z = 9000 \text{ m}$. Si assuma $\gamma = 1.33$, e che la portata d'aria

elaborata dal motore vari con la quota come la densità. L'ugello lavora sempre in condizioni di

saturatione, e con temperatura di efflusso pari a 1000 K. Calcolare inoltre il rendimento globale del turboreattore sapendo che $f = 0.02$ e $Q_f = 45 \text{ MJ/kg}$.

R.

Per l'aria elaborata dal motore si assume $R = 287 \text{ J/(kgK)}$.

Dalle tabelle dell'atmosfera standard $p_a = 101 \text{ kPa}$ a livello del mare.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

64 Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori

$$F_0 = \dot{m}_0 u_e + (p_e - p_a) A_e \text{ e } u_e = u = \sqrt{\gamma p T_e} = 618 \text{ m/s}$$

$$T_e = T = 1000 \text{ K}; (\rho)_0 = \dot{m}_0 / (u A_e) = 0.39 \text{ kg/m}^3$$

$$(p)_0 = (\rho)_0 R T = 112 \text{ kPa} \text{ quindi } F_0 = 43.3 + 3.2 = 46.5 \text{ kN}$$

il rendimento propulsivo è naturalmente nullo a punto fisso. In quota si ha:

$$F_z = \dot{m}_z (u - V) + (p_e - p_z) A_e$$

$$\dot{m}_z = \dot{m}_0$$

$$(\rho)_z$$

$$(\rho)_0$$

$$= 70 \cdot$$

$$0.467$$

$$1.225$$

$$= 26.7 \text{ kg/s}$$

$$V = M a_z = \sqrt{\gamma p_z} = 0.85 \cdot \sqrt{1.4 \cdot 287 \cdot 229.7} = 258 \text{ m/s}$$

$$(\rho)_z = \dot{m}_z / (u A_e) = 0.149 \text{ kg/m}^3; (p)_z = (\rho)_z R T = 42.8 \text{ kPa}$$

$$F_z = 26.7 \cdot (618 - 258) + (42600 - 30800) \cdot 0.29 = 9600 + 3400 = 13000 \text{ N e}$$

quindi $F_z = 13 \text{ kN}$

Per calcolare il rendimento propulsivo si considera la velocità di efflusso equivalente.

$$u_{eq,z} = F_z / \dot{m}_z + V = 745 \text{ m/s} \Rightarrow \eta_p = V / u_{eq,z} = 0.346 \Rightarrow \eta_p = 51.4\%$$

Il rendimento globale è dato da: $\eta_o = (F_z V) / (\dot{m}_z Q_f) = 14.0\%$

3.4 Un endoreattore con un ugello convergente del diametro di 10 cm produce una spinta pari a 13 kN

quando viene provato a livello del mare. Calcolare la pressione totale nell'ugello, supponendo che essa sia superiore a 200 kPa. Si consideri $\gamma = 1.3$. Quanto vale la spinta impulsiva? E quella di

pressione?

R.

$$F = \dot{m} p_e u_e + (p_e - p_a) A_e$$

$$p_0/p = (1 +$$

$$-1 = 1.832$$

$p > p_a$) ugello saturato $A_e = A_t$, $p_e = p$, $u_e = a$

$$F = [(a)^2 + p - p_a] A_t \text{ ma } a^2 = p/\rho$$

$$F/A_t = (1 + \gamma) p - p_a \quad p = 764 \text{ kPa}; p_0 = 1400 \text{ kPa}$$

$$\text{Spinta impulsiva } F_{imp} = \dot{m} p_e u_e = p A_t = 7800 \text{ N}$$

$$\text{Spinta di pressione } F_{pres} = (p_e - p_a) A_e = (p - p_a) A_t = 5200 \text{ N}$$

Esercizi Proposti

3.5 Calcolare il rendimento propulsivo in condizioni di crociera per il motore Olympus 593 (Concorde).

Dati: $z = 15000 \text{ m}$; $M_0 = 2$, $u_e = 1009 \text{ m/s}$, ugello adattato.

$$\text{R. } \rho = 0.738$$

3.6 Si consideri un turbogetto con ugello convergente avente sezione minima pari a 0.07 m^2 , in volo

a $M = 0.85$ alla quota $z = 12000 \text{ m}$. Conoscendo la temperatura e la pressione totale del flusso all'interno dell'ugello, pari rispettivamente a 1000 K e 90 kPa , e supponendo che le proprietà a

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Definizione e calcolo delle prestazioni dei propulsori 65

del gas siano uguali a quelle dell'aria ($R = 287 \text{ J/(Kkg)}$), calcolare le grandezze T , p e u nella sezione di efflusso, la portata attraverso l'ugello, la spinta generata dal propulsore e il suo

rendimento

propulsivo. Calcolare il rendimento globale ed il consumo specifico sapendo che $f = 0.02$,

e che il combustibile è un idrocarburo.

$$\text{R. } p_e = 47545 \text{ Pa}, T_e = 833 \text{ K}, u_e = 578.6 \text{ m/s}, \dot{m}_e = 8.05 \text{ kg/s}, F = 4649 \text{ N}, \rho =$$

$$46.7\%$$

$$\eta_o = 16.2\%, TSFC = 0.124 \text{ (kg/s)/N.}$$

3.7 Calcolare la spinta a punto fisso a livello del mare di un turbogetto, sapendo che la pressione

totale

del flusso all'interno dell'ugello convergente, avente area della sezione minima pari a 0.07 m^2 , è 300 kPa . Il getto ha le stesse proprietà dell'aria.

$$\text{R. } F = 19533 \text{ N}$$

3.8 Si vuole progettare l'ugello di un endoreattore in modo che esso sia adattato alla quota di

5000 m ,

e che a quella quota il propulsore fornisca una spinta pari a 100 kN . La temperatura e la pressione totale del flusso all'interno dell'ugello sono pari rispettivamente a 2500 K e 7000 kPa . Si calcoli

il

rapporto tra l'area della sezione di uscita e l'area della sezione di gola, e l'impulso specifico che si ottiene alla quota di adattamento, a livello del mare e nel vuoto. Si assuma per il fluido propulsivo

$$\gamma = 1.2 \text{ e } M = 20 \text{ kg/kmol.}$$

$$\text{R. } A_e/A = 14.473, I_{sp,0} = 252.7 \text{ s}, I_{sp,5000} = 268.4 \text{ s}, I_{sp,vuoto} = 286.3 \text{ s}$$

3.9 Un veicolo propulso da endoreattore è in volo a velocità a sonica alla quota $z = 10000 \text{ m}$.

Assumendo

$$Q_p = 12.5 \text{ MJ/kg e } I_{sp} = 380 \text{ s si calcolino rendimento termico, propulsivo e globale.}$$

$$\text{R. } \eta_{th} = 55.7\%, \rho = 16.0\%, \eta_o = 8.9\%$$

3.10 Supponendo che l'impulso specifico resti costante al variare della quota, confrontare i valori dei

rendimenti ottenuti per lo stesso endoreattore dell'esercizio 3.9 nelle seguenti condizioni di volo:

(a) vedi esercizio 3.9; (b) $z = 20000 \text{ m}$ e $M = 2.0$; (c) $z = 30000 \text{ m}$ e $M = 3.2$.

R.

(a): $th = 55.7\%$, $p = 16.0\%$, $o = 8.9\%$

(b): $th = 56.2\%$, $p = 30.9\%$, $o = 17.4\%$

(c): $th = 57.1\%$, $p = 48.6\%$, $o = 27.7\%$

3.11 Supponendo noto l'impulso specifico nel vuoto ($I_{sp,vac} = 385$ s) confrontare i valori dei rendimenti

ottenuti per lo stesso endoreattore dell'esercizio 3.9 nelle seguenti condizioni di volo: (a) vedi esercizio 3.9; (b) $z = 20000$ m e $M = 2.0$; (c) $z = 30000$ m e $M = 3.2$.

R.

(a): $th = 55.7\%$, $p = 16.0\%$, $o = 8.9\%$

(b): $th = 57.3\%$, $p = 30.6\%$, $o = 17.5\%$

(c): $th = 58.5\%$, $p = 48.0\%$, $o = 28.1\%$

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Capitolo 4

Il ciclo turbogas

Nella precedente rassegna generale dei propulsori aerospaziali si `e visto che i pi`u comuni propulsori

aeronautici generano la potenza propulsiva attraverso un ciclo basato su una turbina a gas (in breve, ciclo turbogas); tra questi i turboreattori (turbogetto semplice, turbofan, . . .) e le turboeliche (turboelica,

turboshaft, propfan). Per comprendere il comportamento di tali propulsori `e dunque necessario analizzare innanzitutto il ciclo turbogas. Si ricorda che, in questo contesto, un ciclo termodinamico rappresenta

uno strumento per conferire ed estrarre energia mediante scambio con un fluido, il quale svolge la funzione di vettore energetico.

Attraverso lo studio del ciclo termodinamico di un propulsore si possono valutare i parametri di prestazione (e cio`e principalmente spinta o potenza, e consumo specifico) in funzione dei vincoli del

progetto (come ad esempio la massima temperatura ammissibile in turbina), delle condizioni di volo (temperatura e pressione ambiente, numero di Mach di volo), e delle scelte progettuali (rapporto di compressione del compressore, rapporto di bypass e rapporto di compressione del fan, . . .).

Nell'analisi del ciclo qui riportata, i diversi componenti del motore sono trattati per il momento come "scatole nere", nel senso che non sono analizzati i dettagli del funzionamento di ciascuno di essi,

ma semplicemente gli effetti globali che essi producono. In un ciclo termodinamico, la massa di fluido

termovettore subisce trasformazioni cicliche, nel senso che al termine del ciclo il fluido si ritrova nello

stesso stato che possedeva al suo inizio. Queste trasformazioni possono essere identificate seguendo l'evoluzione di due variabili di stato; `e noto infatti che sono sufficienti due variabili per definire univocamente

lo stato di un fluido monofase. Le trasformazioni sono quindi riportate in piani termodinamici in cui in ascissa e ordinata figurano due opportune variabili di stato. I piani termodinamici pi`u comunemente

utilizzati sono: il piano di Clapeyron $p - v$, dove in una trasformazione reversibile l'area sottesa dalla curva che rappresenta la trasformazione `e pari al lavoro scambiato, di interesse soprattutto nello

studio dei motori alternativi; il piano di Mollier $h - s$, particolarmente interessante nello studio dei motori a flusso continuo dove le differenze di ordinata in una fase del ciclo corrispondono al lavoro e/o

calore scambiato per unit`a di massa (si ricorda che $Q+L_s = h_0$); ed il piano entropico $T - s$, che presenta,

oltre alle propriet`a analoghe al piano di Mollier nel caso che il fluido operativo sia caloricamente perfetto (c_p costante), anche quella di adottare come ordinata la temperatura, variabile direttamente misurabile

a differenza dell'entalpia, e quella che l'area sottesa da una trasformazione *reversibile* `e pari al calore scambiato con l'esterno. Per quanto potrebbe sembrare a prima vista pi`u conveniente adottare un

piano $h_0 - s$ (oppure $T_0 - s$), occorre osservare che, a causa delle basse velocit`a del fluido operativo

nel compressore, nella camera di combustione e nella turbina, risulta $h \approx h_0$, e soprattutto che usare h_0 non consente di visualizzare le trasformazioni di energia cinetica in energia termica e viceversa che

avvengono, nei motori a getto, nella presa dinamica e nell'ugello, rispettivamente, e che sono invece di

Il ciclo turbogas 67

fondamentale importanza per tali motori, derivati diretti del turbogas.

Il ciclo turbogas `e detto anche di Brayton-Joule, e viene studiato sul piano $h - s$ oppure, qualora si possa assumere costante il calore specifico (come supposto in queste note), sul piano $T - s$, vedi Fig. 4.1, poich'`e si riferisce ad un flusso continuo. In Fig. 4.1 `e rappresentato anche il diagramma del

ciclo nel piano di Clapeyron anche se in questo caso quest'ultimo non `e particolarmente vantaggioso; le

aree sottese dalle trasformazioni reversibili includono infatti in questo piano non solo il lavoro scambiato

con l'esterno ma anche il lavoro compiuto dal flusso.

Si noti che nel piano $T - s$ la pendenza di una curva che rappresenta una trasformazione pu`o essere

desunta dalla relazione di Gibbs

$$T ds = dh - dp$$

$$= c_p dT - dp$$

(4.1)

per cui in particolare per un'isobara si ha

$$\frac{dT}{ds} = T c_p$$

(4.2)

Questa relazione evidenzia come la pendenza di un'isobara sia proporzionale alla temperatura, quindi le isobare risultano *divergenti*.

2 4
3
1
s
T
2
4

3

1

v

p

Figura 4.1: Ciclo turbogas ideale.

Il ciclo turbogas descrive l'evoluzione dello stato di una massa fluida, suddivisa in quattro fasi, la quale permette di trasformare parte del calore che viene somministrato al fluido in lavoro. Esso è quindi

costituito dalle seguenti trasformazioni:

1-2 Compressione isentropica. Il fluido viene innanzitutto compresso, trasformazione che idealmente

avviene senza scambio di calore con l'esterno (trasformazione adiabatica) e in modo reversibile (trasformazione adiabatica reversibile, dunque isentropica). La compressione provoca anche un aumento di temperatura ed una riduzione di volume specifico. Il fluido viene compresso al fine di poter successivamente compiere lavoro, espandendo dopo essere stato energizzato dallo scambio di calore.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

68 Il ciclo turbogas

2-3 Adduzione di calore a pressione costante. In questa trasformazione la massa fluida evolvente riceve calore dall'esterno. Questo processo può avvenire in diversi modi. Nel caso del ciclo Brayton-Joule, esso avviene idealmente a pressione costante. Ovviamente l'adduzione di calore comporta un aumento della temperatura e, avvenendo a pressione costante, anche un aumento del volume specifico v . In questa fase non viene scambiato lavoro con l'esterno.

3-4 Espansione isentropica. Come la compressione, anche questa trasformazione viene idealmente svolta senza scambio di calore con l'esterno (adiabatica) ed in modo reversibile (isentropica). Il fluido, espandendo, compie lavoro e la sua temperatura diminuisce, mentre il volume specifico aumenta.

4-1 sottrazione di calore a pressione costante. Il fluido, avendo recuperato la pressione iniziale al termine della trasformazione precedente, ma trovandosi tuttavia ad una temperatura più elevata di quella iniziale (poiché non tutto il calore fornito può essere trasformato in lavoro, per il secondo principio della termodinamica), deve essere raffreddato per tornare nelle condizioni iniziali.

Anche questa trasformazione viene realizzata senza scambiare lavoro con l'esterno.

Il ciclo ideale appena descritto è un ciclo "chiuso" (il fluido operativo al termine del ciclo ne inizia uno

nuovo); si è inoltre assunto che il calore sia scambiato con il fluido attraverso scambiatori di calore ideali.

Tuttavia, in pratica questo ciclo rappresenta abbastanza bene anche l'evoluzione di un ciclo "aperto" in

cui la massa fluida dapprima viene compressa (1-2), quindi aumenta la sua temperatura non per effetto

di uno scambiatore di calore ma attraverso la trasformazione di energia chimica da esso posseduta in

energia termica (combustione, 2-3), e quindi espande fornendo lavoro (3-4). La trasformazione

che riporta il fluido nello stato iniziale avviene all'esterno del motore, in quanto il fluido espulso nelle

condizioni 4 torna gradatamente in equilibrio termico con l'ambiente. Un esempio è mostrato in Fig. 4.2

C T

1 B

2 3

4

P

Figura 4.2: Schema di una turbina a gas (gruppo turbogas).

dove il lavoro viene fornito al fluido dal compressore C, ed il calore attraverso la combustione che avviene nel combustore (B, burner) grazie all'introduzione di combustibile. Il fluido quindi espande

nella turbina T, fornendo l'energia necessaria a muovere il compressore, più un'energia in eccesso, la

quale viene sfruttata dall'utilizzatore (P). In questo ciclo aperto, le proprietà della massa fluida evolvente

si modificano per effetto della combustione (in particolare, il contenuto di ossigeno diminuisce) per cui

bisogna rinnovarla ad ogni ciclo. A rigore quindi il funzionamento non è più ciclico ma continuo, in cui

ciascuna particella fluida segue l'evoluzione 1 - 4.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Il ciclo turbogas 69

Il caso di ciclo aperto è quello più comune sia per i propulsori aeronautici sia per gli impianti per la generazione di potenza terrestri. Tuttavia, in alcuni casi questi ultimi possono anche adottare cicli chiusi.¹

Prima di passare all'analisi del ciclo, è opportuno precisare le convenzioni che verranno usate per i segni di lavoro e calore. Per il principio di conservazione dell'energia per un flusso stazionario, considerando

la potenza fornita sotto forma di lavoro all'albero L_s , e sotto forma di calore Q al fluido propulsivo, si ha:

$$L_s + Q = \dot{m} h_0 \quad (4.3)$$

In generale in queste note, sia il lavoro che il calore sono assunti positivi se *forniti* al fluido.² In particolare,

con L_s e Q si indicano lavoro e calore, rispettivamente; con L_s e Q lavoro e calore per unità di tempo (potenze); e con L e Q lavoro e calore per unità di massa.

8>

>>>>><>>>>>>:

Compressione: $Q = 0$ e $L_s > 0$) $L_c = L_s / \dot{m} = h_0 = h_2 - h_1$

Riscaldamento: $L_s = 0$ e $Q > 0$) $Q_e = Q / \dot{m} = h_0 = h_3 - h_2$

Espansione: $Q = 0$ e $L_s < 0$) $L_t = -L_s / \dot{m} = -h_0 = h_3 - h_4$

Scarico: $L_s = 0$ e $Q < 0$) $Q_u = -Q / \dot{m} = -h_0 = h_4 - h_1$

(4.4)

Nel caso del compressore il lavoro L_c viene considerato positivo se fornito al fluido (come nel caso generale), mentre per la turbina il lavoro si considera invece positivo se è *prodotto* dal fluido (sulla macchina). In (4.4) sono stati introdotte anche le grandezze Q_e e Q_u , calore introdotto (entrante - nel combustore) e sottratto (uscendo - nella fase di raffreddamento dei gas di scarico nell'ambiente), positivi rispettivamente per il combustore e per lo scarico. Nell'ambito di questa lezione il ciclo turbogas

verrà studiato, come detto, senza avanzare ipotesi su come vengano effettivamente realizzate le fasi di

compressione, adduzione di calore, espansione e scarico, né si distinguerà ciclo aperto da ciclo chiuso.

4.1 Ciclo ideale

L'ipotesi di ciclo ideale prevede che ciascun componente del ciclo si comporti idealmente. Tale ipotesi

consente di descrivere il ciclo mediante relazioni molto semplici, che comunque permettono di elucidare

gli aspetti essenziali del fenomeno, e di trarre importanti conclusioni. L'importanza dell'analisi del ciclo

ideale risiede inoltre nel fatto che essa permette di valutare il limite massimo delle prestazioni ottenibili

con un ciclo reale. Inoltre, tale studio potrà essere facilmente esteso a quello dei diversi propulsori aerospaziali basati sul ciclo di turbina a gas.

La definizione di ciclo ideale è basata sulle seguenti ipotesi semplificative:

- Gas ideale: si assume che la massa di fluido evolvente si comporti sempre come gas ideale sia dal punto di vista termico (cioè vale l'equazione di stato nella forma $p = RT$) che calorico (calori specifici, e quindi γ , costanti).

¹È opportuno sottolineare ancora che il ciclo Brayton descrive bene l'evoluzione di un ciclo a flusso continuo, in contrapposizione ai cicli Otto e Diesel che descrivono i cicli intermittenti dei motori alternativi.

²Spesso in termodinamica e nello studio delle macchine si usano invece convenzioni opposte per calore e lavoro: il primo

positivo se fornito al fluido, il secondo se compiuto dal fluido.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

70 Il ciclo turbogas

- Attrito e dispersione di calore nulli (in realtà l'attrito provoca una riduzione di pressione totale, che tuttavia verrà trascurata).

- Perdite di pressione nulle (l'adduzione e la sottrazione di calore comportano in realtà in generale variazioni di pressione totale. Sotto l'ipotesi di ciclo ideale, tali variazioni saranno considerate trascurabili).

- Espansione e compressione adiabatiche e reversibili (quindi isentropiche).

- Variazione di massa nulla: la massa di fluido evolvente resta costante senza variare né per dispersione

né per adduzione di combustibile.

- Composizione chimica del fluido costante (in realtà essa varia a causa dell'iniezione di combustibile

e della conseguente reazione, tuttavia la portata di combustibile è solo una piccola frazione della portata d'aria, per cui la variazione di composizione, ed in particolare il conseguente effetto sul peso molecolare del fluido, risultano molto modesti).

Le prestazioni calcolate sotto tali ipotesi risultano ovviamente superiori a quelle reali. Il rendimento termodinamico del ciclo η_{th} è definito come rapporto tra lavoro utile (che verrà indicato con L_u , inteso

come lavoro per unità di massa di fluido evolvente) e calore fornito Q_e (sempre riferito all'unità di massa

di fluido). Il lavoro utile è la differenza tra il lavoro (per unità di massa di fluido) prodotto in turbina e

quello assorbito dal compressore:

$$L_u = L_t - L_c \quad (4.5)$$

Poiché in una trasformazione ciclica si ha, lungo l'intero ciclo

$$h_0 = 0 \quad (4.6)$$

(ossia il fluido ritorna nelle condizioni iniziali al termine di un ciclo), che per l'equazione dell'energia

si scrive

$$h_0 = Q + L_s = Q_e - Q_u + L_c - L_t = 0 \quad (4.7)$$

per le convenzioni dei segni introdotte in (4.4), ossia ancora

$$L_u = L_t - L_c = Q_e - Q_u \quad (4.8)$$

Si può quindi esprimere il rendimento termodinamico come

$$\eta_{th} =$$

$$\frac{L_u}{Q_e}$$

$$=$$

$$\begin{aligned}
& Q_e - Q_u \\
& Q_e \\
& = \\
& c_p(T_3 - T_2) - c_p(T_4 - T_1) \\
& c_p(T_3 - T_2) \\
& = 1 - \\
& \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \\
(4.9)
\end{aligned}$$

avendo utilizzato l'ipotesi di gas caloricamente perfetto. La relazione (4.9) si pu' semplificare considerando

che il ciclo studiato è un ciclo simmetrico, dizione con la quale si intende un ciclo costituito da due coppie di trasformazioni dello stesso tipo (due isentropiche e due isobare in questo caso).

Indicando

il rapporto di compressione del compressore con $c = p_2/p_1$, e ricordando la relazione tra temperatura e pressione in una trasformazione isentropica, si ottiene infatti, indicando con c il rapporto

di temperature per un'isentropica

$$\begin{aligned}
c & = \\
& \frac{T_2}{T_1} \\
& = \\
& \frac{T_3}{T_4} \\
& = (-1)^{\gamma}
\end{aligned}$$

c lungo un'isentropica:

$$\begin{aligned}
& T \\
& p^{(-1)^{\gamma}} = \text{cost!} \quad (4.10)
\end{aligned}$$

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Il ciclo turbogas 71

Ne segue che

$$\begin{aligned}
& \frac{T_3}{T_2} \\
& = \\
& \frac{T_4}{T_1} \\
& \frac{T_3 - T_2}{T_2} \\
& = \\
& \frac{T_4 - T_1}{T_1} \\
& \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \\
& = \\
& \frac{T_4 - T_1}{T_1} \\
& \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \\
& = \\
& \frac{T_4 - T_1}{T_1} \\
& \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \\
(4.11)
\end{aligned}$$

Quindi sostituendo (4.11) e (4.10) in (4.9) si ottiene:

$$\begin{aligned}
\eta_{th} & = 1 - \\
& 1 \\
& (-1)^{\gamma} \\
& c
\end{aligned}$$

$$\eta_{th} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{1}{c^{\gamma}}$$

(4.12)

Il risultato è che nel ciclo ideale il rendimento termodinamico *non* dipende dalle temperature del ciclo, ma soltanto dal rapporto di compressione c . Va comunque osservato che, fissate le temperature T_1 e T_3

del ciclo, il rapporto di compressione non può superare il valore limite

$$c_{limite} = \left(\frac{T_1}{T_3}\right)^{1/(\gamma-1)}$$

(4.13)

in corrispondenza al quale la temperatura di fine compressione T_2 eguaglia quella massima accettabile

in turbina, T_3 . Riportando il rendimento termodinamico in funzione del rapporto di compressione si osserva quindi l'andamento continuamente crescente mostrato in Fig. 4.3. Il rendimento termodinamico

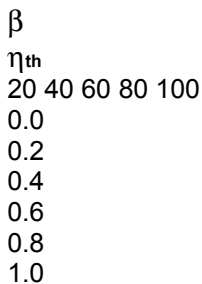


Figura 4.3: Rendimento termodinamico del ciclo ideale di turbina a gas.

del ciclo può essere confrontato con quello massimo possibile per un ciclo che opera tra le temperature

T_1 e T_3 , che è quello del ciclo di Carnot (tratteggiato in Fig. 4.4):

$$\eta_{th,Carnot} = 1 - \frac{T_1}{T_3}$$

(4.14)

La Fig. 4.4 mette in evidenza che, per avvicinare i rendimenti termodinamici del ciclo di Carnot, la temperatura di fine compressione e quella massima non devono essere molto diverse. Infatti quanto più sono prossime T_2 e T_3 , tanto più la trasformazione isobara 2 - 3 sarà prossima ad una isoterma, e

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

72 Il ciclo turbogas

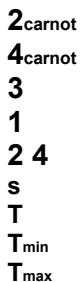


Figura 4.4: Confronto tra il ciclo ideale turbogas (linea continua 1234) ed il ciclo di

Carnot (linea tratteggiata 12_{carnot}34_{carnot}), operanti tra le stesse temperature estreme.

quindi il ciclo sotto esame al ciclo di Carnot. Oltre al rendimento termodinamico, ha interesse

valutare

il comportamento del lavoro utile L_u (per unit`a di massa di fluido) che pu`o essere fornito dal ciclo, differenza tra lavoro fornito dalla turbina L_t e valore assorbito dal compressore L_c . Nel piano $T - s$ di

Fig. 4.1 il lavoro utile `e quindi proporzionale alla differenza tra i due segmenti 3 - 4 e 2 - 1, il primo

infatti `e proporzionale a L_t essendo $L_t = h = c_p T$ in una trasformazione adiabatica, e il secondo a L_c essendo anche questa trasformazione adiabatica. Perch`e ci sia lavoro utile `e evidentemente $L_t > L_c$,

cio`e in corrispondenza allo stesso rapporto di pressione il salto entalpico `e maggiore nella turbina che nel

compressore. Ci`o `e illustrato graficamente in Fig. 4.1, dove, si ricorda, le due isobare sono divergenti.

Il lavoro utile pu`o essere calcolato anche a partire dal rendimento termodinamico. In tal caso esso pu`o

essere espresso dal prodotto di η_{th} per il calore fornito all'unit`a di massa di fluido Q_e , per cui si pu`o esprimere come:

$$L_u = \eta_{th} Q_e = 1 - \frac{1}{\beta_c} \quad (4.15)$$

e sostituendo la relazione tra T_2 , T_1 e c (oppure β_c) (essendo la trasformazione 1-2 isentropica):

$$T_2 = T_1 c^{(\gamma-1)/\gamma} \quad (4.16)$$

si ottiene per il lavoro utile:

$$L_u = c_p T_3 - T_1 c^{1-\beta_c} \quad (4.17)$$

$$= c_p T_1 \left(\frac{T_3}{T_1} - c^{1-\beta_c} \right)$$

avendo indicato con il rapporto tra le temperature massima e minima del ciclo:

$\beta_c = \frac{T_3}{T_1}$

$$\beta_c = \frac{T_3}{T_1}$$

$$\beta_c = \frac{T_3}{T_1} \quad (4.18)$$

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Il ciclo turbogas 73

00 25 50 75

0.2

0.4

0.6

0.8

T_3/T_1

β_c

$L_u/(c_p T_1)$

3.0

3.6

3.2

3.4

Figura 4.5: Andamento del lavoro utile al variare del rapporto di compressione e del rapporto tra le temperature estreme del ciclo (per $\beta_c = 1.4$).

Quindi il lavoro utile dipende non solo dal rapporto di compressione c , ma anche dalle temperatura

massima e minima del ciclo. Analizzando il comportamento al variare di c , mostrato in Fig. 4.5, si osserva che il lavoro utile è positivo per valori di c compresi tra quelli che annullano i due fattori

tra parentesi in (4.17). In particolare, il lavoro utile si annulla:

- Quando si annulla th , cioè è quando $c = 1$ (ossia $c = 1$): non si ha compressione, per cui il fluido non può espandersi e di conseguenza compiere lavoro. Ricordando che il lavoro utile è pari all'area racchiusa dal ciclo nel piano $T-s$, da Fig. 4.6 si può vedere che $L_u = 0$ quando $c = 1$, essendo in tal caso $T_2 = T_1$ e $T_3 = T_4$.
- Quando si annulla Q_e , cioè è $T_3 = T_2$ e quindi $c = [(T_3/T_1)^{\gamma-1}]$: non viene fornito calore al fluido che quindi in fase di espansione ha energia sufficiente soltanto per compensare il lavoro di compressione. Anche questo risultato può essere desunto osservando come si riduce l'area dei cicli riportati in Fig. 4.6, nell'evoluzione da sinistra verso destra che corrisponde al crescere di c .

Dalla Fig. 4.5 si osserva anche che il lavoro utile ha un massimo per

$$c_{,max} = \frac{T_3}{T_1}$$

$$= p \left(\frac{T_3}{T_1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

$$= p \left(\frac{T_3}{T_1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (4.19)$$

$$= p \left(\frac{T_3}{T_1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

$$= p \left(\frac{T_3}{T_1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (4.19)$$

Infatti, essendo $L_u = Q_e - Q_u$ e $Q = R T ds$, il lavoro utile è pari alla differenza tra l'area sottesa dalla linea 2 - 3 e l'area sottesa dalla linea 1 - 4, che è proprio pari all'area racchiusa dal ciclo.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

74 Il ciclo turbogas

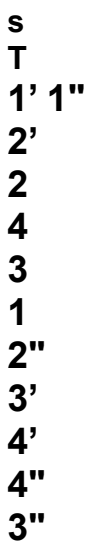


Figura 4.6: Cicli turbogas compresi tra le stesse due temperature al variare di c (crescente da sinistra verso destra).

come si può ottenere individuando il valore di c (e quindi c) per cui $\partial L_u / \partial c = 0$. Questo risultato è dovuto al fatto che, per valori assegnati delle temperature massima e minima del ciclo, al variare di

c il rendimento termodinamico cresce al crescere di c , mentre il calore che può essere fornito al ciclo

diminuisce al crescere di c (perché la T_2 si avvicina alla T_3). Dalla (4.19) si osserva anche che il valore

del rapporto di compressione in corrispondenza al quale si ha il massimo lavoro utile cresce al crescere

del rapporto $= T_3/T_1$.

Un'ulteriore proprietà della condizione di massimo lavoro utile è che essa si verifica quando $T_2 = T_4$.

Infatti si è visto che nel ciclo ideale risulta:

$$T_2 = T_1 c \text{ e } T_4 = \frac{T_3}{c}$$

(4.20)

di conseguenza il rapporto T_4/T_2 risulta

$$\frac{T_4}{T_2} = 1$$

(4.21)

dovendo essere per avere il massimo lavoro utile $c = c_{max}$ si ha, sostituendo la prima espressione della (4.19) in (4.21):

$$\frac{T_4}{T_2} = 1 \Rightarrow T_2 = T_4 \quad (4.22)$$

Oltre che da c , il lavoro utile dipende anche dal valore di T_1 e T_3 . In particolare, il lavoro utile cresce

al crescere della temperatura massima del ciclo T_3 (od equivalentemente del rapporto di temperature

fissata la temperatura T_1); inoltre, aumentando quest'ultima si allarga anche il campo dei valori di c che danno luogo a lavoro utile positivo (vedi Fig. 4.5).

Universit'a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Il ciclo turbogas 75

4.2 Ciclo reale

Nello studio del ciclo reale vengono rimosse alcune delle ipotesi semplificative adottate nello studio del

ciclo ideale:

Compressione

si assume adiabatica, ma non isentropica

Combustione

- non è più assunta isobara
- aumenta la portata evolvente (a causa dell'iniezione di combustibile)
- variano le proprietà del fluido (per l'iniezione di combustibile e la successiva combustione)
- sono considerate perdite di calore (dal fluido caldo verso il motore)
- si può introdurre un rendimento di combustione (per tener conto delle perdite citate sopra, e di una combustione incompleta)

Espansione

si assume adiabatica, ma non isentropica

Lo scostamento dal ciclo ideale è rappresentato nel piano $T - s$ in Fig. 4.7, dove con l'apice sono contrassegnati i punti del ciclo ideale corrispondente, caratterizzato cioè dallo stesso rapporto di compressione

e dalla stessa temperatura massima. Per evidenziare alcuni aspetti essenziali che distinguono

s
T
2'
2 4
3

1
3'
4'

Figura 4.7: Ciclo reale di turbina a gas.

il ciclo reale da quello ideale, si considerer`a qui un ciclo reale semplificato in cui non vengono rimosse

tutte le ipotesi semplificative elencate sopra. In particolare si assume ancora che:

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

76 Il ciclo turbogas

- $p_1 = p_0$, mentre in realt`a $p_1 < p_0$ a causa di perdite all'ingresso del compressore;
- Il fluido evolvente `e costituito da aria;
- Il fluido evolvente `e caloricamente perfetto: $c_p(T) = \text{costante}$;
- La portata di combustibile immessa e` trascurabile rispetto alla portata d'aria: $\dot{m}_f \ll \dot{m}_a$.
- Si trascurano inoltre per il momento le perdite di calore in camera di combustione, nonch`e quelle dovute a combustione incompleta.

In sostanza, nello studio semplificato del ciclo reale, si pone l'accento sull'effetto della irreversibilit`a

delle trasformazioni del fluido nel compressore e nella turbina, trascurando invece altri effetti reali di

minor rilievo. Una prima conseguenza delle ipotesi semplificative introdotte `e che:

- $p_3 = p_2$;
- e poich`e per definizione $p_2 = p_{20}$, risulta $p_3 = p_{20}$.

s
T

2' 2 4

3

1

3'

4'

≡

$L_c L'_c$

$L_t L'_t$

p_1

p_2

Figura 4.8: Ciclo reale di turbina a gas semplificato.

Per poter confrontare il ciclo reale con quello ideale si introducono alcuni rendimenti che indicano quanto

ciascun componente "reale" del motore si discosta dal corrispondente componente "ideale". Come `e

stato detto, in questo caso i componenti che sono trattati come "reali" sono il compressore e la turbina,

e per essi sar`a introdotto il rendimento adiabatico (o isentropico o interno), indicato rispettivamente con

α_c , α_t o brevemente con ϵ_c , ϵ_t (nei casi in cui non c'`e rischio di confusione con il rendimento meccanico

che verr`a introdotto in seguito). Il *rendimento adiabatico del compressore* `e definito come il rapporto

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Il ciclo turbogas 77

tra il lavoro idealmente necessario L_{0c} per conseguire un assegnato rapporto di compressione ϵ_c e

quello

realmente necessario L_c per ottenere lo stesso risultato. Poich'è la trasformazione che avviene nel compressore

è adiabatica, per l'equazione dell'energia si può esprimere il lavoro come variazione di entalpia totale, e quindi di temperatura totale (a meno di c_p):

$$\begin{aligned} a_c &= \\ L_{0c} \\ L_c \\ &= \\ c_p (T_{20} - T_1) \\ c_p (T_2 - T_1) \\ &= \\ T_{20} - T_1 \\ T_2 - T_1 \\ (4.23) \end{aligned}$$

dove come al solito si è ipotizzato che i salti di entalpia totale siano approssimabili con i salti di entalpia

statica. Pertanto i punti 2 e 20 di Fig. 4.8 sono sulla stessa isobara $p_2 = p_{20} = c p_1$, ma il lavoro reale

scambiato è $L_c > L_{0c}$, e quindi temperatura ed entropia in 2 sono maggiori che in 20. Assumendo di conoscere il rendimento adiabatico del compressore, si può quindi esplicitare la temperatura all'uscita

dello stesso attraverso la fondamentale relazione:

$$\begin{aligned} T_2 &= T_1 + \\ T_{20} - T_1 \\ a_c \\ &= T_1 \left[1 + \frac{T_{20}/T_1 - 1}{a_c} \right] \end{aligned}$$

-1

$$\begin{aligned} c - 1 \\ a_c \eta_c &= T_1 \left[1 + \frac{T_{20}/T_1 - 1}{c - 1} \right] \\ a_c \eta_c &= T_1 \left[1 + \frac{T_{20}/T_1 - 1}{c - 1} \right] \\ (4.24) \end{aligned}$$

mentre per la pressione all'uscita del compressore vale ancora, come detto, l'ovvia relazione $p_2 = c p_1$ (4.25)

Analogamente, il *rendimento adiabatico della turbina* è definito come il rapporto tra il lavoro realmente

estratto L_t operando con rapporto di espansione $t = p_3/p_4$ assegnato, e quello idealmente estraibile L_{0t} ,

con lo stesso rapporto di espansione. I punti 4 e 40 di Fig. 4.8 sono quindi sulla stessa isobara $p_4 = p_{40} =$

p_3/t , ma il lavoro realmente estratto è $L_t < L_{0t}$, e quindi temperatura ed entropia in 4 sono maggiori

che in 40. Osservando ancora che la trasformazione è adiabatica (per cui $L_t = h_{03} - h_{04} = h_3 - h_4$), si

ha:

$$\begin{aligned} a_t &= \\ L_t \\ L_{0t} \end{aligned}$$

$$= \frac{c_p(T_3 - T_4)}{c_p(T_3 - T_{40})} = \frac{T_3 - T_4}{T_3 - T_{40}} \quad (4.26)$$

Assegnato il rapporto di pressioni t disponibile, la temperatura all'uscita della turbina pu' quindi essere

calcolata attraverso la fondamentale relazione

$$T_4 = T_3 - at(T_3 - T_{40}) = T_3 \left[1 - at \frac{T_3 - T_{40}}{T_3 - T_{40}} \right] = T_3 \left[1 - at \frac{1 - \frac{T_{40}}{T_3}}{1 - \frac{T_{40}}{T_3}} \right]$$

$$= T_3 \left[1 - at \frac{1 - \frac{T_{40}}{T_3}}{1 - \frac{T_{40}}{T_3}} \right] = T_3 \left[1 - at \frac{1 - \frac{T_{40}}{T_3}}{1 - \frac{T_{40}}{T_3}} \right] \quad (4.27)$$

con $t = (-1)/$

t . La pressione all'uscita `e ovviamente $p_4 = p_3/t$. Si osserva che per il ciclo reale l'area sottesa dalle curve nel piano $T - s$ non rappresenta pi'u il calore scambiato, per cui il lavoro non `e

pi'u proporzionale all'area del ciclo, e che al diminuire dei rendimenti di compressore e turbina il lavoro

utile si riduce, fino al punto in cui, nonostante il ciclo sia caratterizzato da $c > 1$ e $T_3 > T_2$, esso potrebbe non essere in grado di fornire lavoro utile. La ragione per cui il lavoro utile non `e pi'u pari

all'area del ciclo `e che L_u `e pari alla differenza tra calore entrante e calore uscente, che nel caso reale `e

maggiore poich'`e bisogna sottrarre anche il calore prodotto dai fenomeni dissipativi.

Universit'a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

78 Il ciclo turbogas

Il lavoro utile per il ciclo reale pu' essere espresso come (continuando ad indicare sempre con

$c = (-1)/$

c il rapporto di temperature *per un'isentropica*)

$$L_u = L_t - L_c = Q_e - Q_u = c_p(T_3 - T_2) - c_p(T_4 - T_1) = c_p(T_3 - T_4) - c_p(T_2 - T_1) = c_p \left[T_3 \frac{1 - \frac{T_4}{T_3}}{1 - \frac{T_4}{T_3}} - T_1 \frac{1 - \frac{T_2}{T_1}}{1 - \frac{T_2}{T_1}} \right]$$

$$= c_p \left[T_3 \frac{1 - \frac{T_4}{T_3}}{1 - \frac{T_4}{T_3}} - T_1 \frac{1 - \frac{T_2}{T_1}}{1 - \frac{T_2}{T_1}} \right]$$

$$= c_p \left[T_3 \frac{1 - \frac{T_4}{T_3}}{1 - \frac{T_4}{T_3}} - T_1 \frac{1 - \frac{T_2}{T_1}}{1 - \frac{T_2}{T_1}} \right] \quad (4.28)$$

$$= c_p \left[T_3 \frac{1 - \frac{T_4}{T_3}}{1 - \frac{T_4}{T_3}} - T_1 \frac{1 - \frac{T_2}{T_1}}{1 - \frac{T_2}{T_1}} \right]$$

$$= c_p \left[T_3 \frac{1 - \frac{T_4}{T_3}}{1 - \frac{T_4}{T_3}} - T_1 \frac{1 - \frac{T_2}{T_1}}{1 - \frac{T_2}{T_1}} \right] \quad (4.28)$$

per le (4.24), (4.27). Tale grandezza `e riportata per un ciclo reale (con $c = 0,8$, $t = 0,9$) in Fig. 4.9; si

può notare, confrontando con la Fig. 4.5 a partire da c_e , che il lavoro utile si è sensibilmente ridotto

rispetto al caso ideale. Il rendimento termodinamico del ciclo reale risulta

β_c
 $L_u / (c_p T_1)$
 10 20 30 40
 0
 0.1
 0.2
 0.3
 0.4
 0.5
 0.6
 0.7
 0.8
 $T_3/T_1=2.5$
 $T_3/T_1=3$
 $T_3/T_1=3.5$
 $T_3/T_1=4$

Figura 4.9: Lavoro utile del ciclo reale di turbina a gas.

$$\eta_{th} = \frac{L_u}{Q_e} = \frac{L_u}{c_p (T_3 - T_2)} \quad (4.29)$$

e, ricorrendo alle (4.28), (4.18) (4.24) ed introducendo i rendimenti,

$$\eta_{th} = \eta_{at} \left(1 - \frac{1}{c} \right) \frac{1 - ac}{c - 1} \quad (4.30)$$

che equivalentemente, ricordando che il rendimento del ciclo ideale è $\eta_{th,id} = 1 - 1/c$, si scrive:

$$\eta_{th} = \eta_{th,id} \frac{ac - c}{(ac - c) + (1 - ac)} \quad (4.31)$$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Il ciclo turbogas 79

β_c
 η_{th}
 20 40
 0.0
 0.2
 0.4
 0.6
 0.8
 1.0
 T_3/T_1
 $\eta_{th,id}$
 3.5
 4.0
 2.5 3.0
 $\eta_c=0.8$
 $\eta_t=0.9$

Figura 4.10: Rendimento termodinamico del ciclo reale di turbina a gas.

L'andamento di η è riportato in Fig. 4.10. Si osserva che esso presenta un massimo, a differenza di quanto avviene nel caso ideale (in cui esso è sempre crescente), e che questo massimo si sposta verso valori più alti di η e ϵ al crescere di T_3 . Di qui l'importanza di poter operare ad elevate T_3 (la temperatura di ingresso del ciclo T_1 deve ritenersi circa costante, in quanto dettata dalle condizioni dell'aria ambiente).

Il ciclo turbogas di base può essere modificato per ottenere maggior lavoro utile, o miglior rendimento.

Tuttavia, molti degli accorgimenti che possono essere introdotti per conseguire questi due scopi, e che portano a cicli più complicati, sono principalmente di interesse per applicazioni dedicate alla generazione

di potenza in impianti di terra, in quanto comportano un notevole aumento del peso dell'impianto, circostanza non accettabile nel campo aeronautico, dove la leggerezza del propulsore è uno dei requisiti

più importanti. Uno di questi cicli modificati, quello con postcombustione, risulta comunque di interesse

nel campo aeronautico, e verrà perciò considerato più avanti.

Domande di verifica

4.1 Quali sono le quattro fasi che caratterizzano il ciclo di Brayton-Joule?

4.2 Qual'è la differenza tra ciclo aperto e ciclo chiuso?

4.3 La somma della potenza fornita come lavoro e calore al fluido di lavoro si può esprimere come variazione di un'unica grandezza termodinamica. Quale?

4.4 Come varia il rendimento termico di un ciclo turbogas ideale al variare della temperatura massima

del ciclo (si assumano T_1 e ϵ assegnati)?

4.5 Per quale valore del rapporto di compressione ϵ un ciclo turbogas ideale ha rendimento massimo?

4.6 Si discuta l'espressione del rendimento termico di un ciclo turbogas reale (che si distingue da quello

ideale per i rendimenti adiabatici, inferiori all'unità, di turbina e compressore). Qual'è l'andamento

in funzione di ϵ ? Ed in funzione di T_3 ?

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

80 Il ciclo turbogas

4.7 Qual'è l'andamento del lavoro utile in funzione di ϵ , ed in funzione di T_3 , in un ciclo turbogas ideale?

4.8 Per quali valori di ϵ si annulla il lavoro utile in un ciclo turbogas ideale? Perché si annulla?

4.9 Quali sono le principali ipotesi semplificative adottate nello studio del ciclo turbogas reale?

4.10 Cosa si intende per rendimento adiabatico del compressore? Scrivere l'espressione ed indicare

quali fenomeni vengono considerati mediante questo parametro.

4.11 Ricavare l'espressione del rendimento termico del ciclo turbogas reale in funzione dei rendimenti

adiabatici di turbina e compressore, del rapporto di compressione del compressore e del rapporto tra temperatura massima e minima del ciclo.

Esercizi e Problemi Svolti

4.1 Si calcolino lavoro di compressione, lavoro di espansione e rendimento termodinamico per un motore

basato sul ciclo turbogas. La portata di fluido elaborata dal motore è $\dot{m} = 10 \text{ kg/s}$. Il fluido operativo è aria [$\gamma = 1.4$ e $R = 287 \text{ J/(K kg)}$]. La temperatura massima del ciclo è 1600K , mentre

quella minima è di 300K, ed il rapporto di compressione vale 10. Si effettui il calcolo nel caso ideale e nel caso reale, assumendo in quest'ultimo caso $a_c = 0.85$ e $a_t = 0.90$.

R.

$$L_{c,id} = \dot{m} c_p (T_2 - T_1) = \dot{m} c_p T_1 ($$

$$c - 1) = 2.804 \text{ MW}$$

$$L_{c,re} = L_{c,id} / a_c = 3.299 \text{ MW}$$

per calcolare L_t si ricorda che compressore e turbina operano tra le stesse pressioni e quindi $t = c$, che nel caso ideale vuol dire $T_3/T_4 =$

$$L_{t,id} = \dot{m} c_p (T_3 - T_4) = \dot{m} c_p T_3 (1 - T_4/T_3) = \dot{m} c_p T_3 (1 - 1/$$

$$c) = 7.747 \text{ MW}$$

$$L_{t,re} = L_{t,id} \cdot a_c = 6.973 \text{ MW}$$

Il lavoro utile si ottiene come differenza tra quello fornito dalla turbina e quello assorbito dal compressore:

$$L_{u,id} = L_{t,id} - L_{c,id} = 4.940 \text{ MW}$$

$$L_{u,re} = L_{t,re} - L_{c,re} = 3.674 \text{ MW}$$

Per calcolare il rendimento termico del ciclo si può innanzitutto calcolare il calore fornito al fluido, che per il ciclo ideale vale:

$$Q_{e,id} = \dot{m} c_p (T_3 - T_2) = \dot{m} c_p T_1 (T_3/T_1 -$$

$$c) = 10.254 \text{ MW}$$

per l'analogia espressione nel caso reale bisogna conoscere T_2 , determinata come

$$T_2 = T_1 + (T_{20} - T_1) / a_c \text{ con } T_{20} = T_1$$

c , quindi:

$$T_{20} = 579.2 \text{ K e } T_2 = 628.5 \text{ K } Q_{e,re} = \dot{m} c_p (T_3 - T_2) = 9.758 \text{ MW}$$

Per il rendimento termico $\eta_{th} = L_u / Q_e$ si ha quindi:

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Il ciclo turbogas 81

$$\eta_{th,id} = 0.482; \text{ e } \eta_{th,re} = 0.376$$

4.2 Si consideri un ciclo turbogas reale con $T_1 = 300 \text{ K}$, $c = 10$, $a_c = 0.8$ e $a_t = 0.9$. Qual'è il valore di T_3 minimo necessario per produrre lavoro (T_3 indica la temperatura massima del ciclo)? Qual'è il valore di T_4 (temperatura di fine espansione) nel caso in cui $Q_e = 1 \text{ MJ/kg}$? Il fluido di lavoro è aria [$\gamma = 1.4$, $R = 287 \text{ J/(Kkg)}$].

R.

La turbina deve fornire almeno la potenza necessaria a muovere il compressore. Questa è data da:

$$L_c / \dot{m} = c_p (T_{20} - T_1) / a_c = c_p T_1 ($$

$$c - 1) / a_c = 350.6 \text{ kJ/kg}$$

$$\text{Quindi } L_t / \dot{m} = L_c / \dot{m} = c_p (T_3 - T_4) = c_{pat} T_3 (1 - T_4 / T_3)$$

Ricordando che in questo ciclo turbina e compressore operano tra le stesse pressioni, si ha che

$c = t$

$$) L_t / \dot{m} = c_{pat} T_3 (1 - 1/$$

$$c) = 435.8 \text{ J/(Kkg)} \cdot T_3$$

Quindi la T_3 richiesta è 804.5K, e per poter almeno muovere il compressore occorre fornire calore,

essendo $T_2 = 649 \text{ K}$.

Per calcolare il valore di T_4 nel caso in cui Q_e è assegnato, si osserva che:

$$T_{20} = T_1$$

-1

$$c = 579\text{K}; T_2 = T_1 + (T_{20} - T_1)/ac = 649\text{K}$$

$$T_3 = T_2 + Q_e/c_p = 1644\text{K}; T_{40} = T_3/$$

-1

$$c = 852\text{K}$$

$$T_4 = T_3 - (T_3 - T_{40}) \cdot at = 931\text{K}$$

4.3 Un generatore di gas del tipo indicato in figura opera nelle seguenti condizioni: $p_1 = 0.1\text{MPa}$, $c = 8$, $T_1 = 288\text{K}$, $T_3 = 1500\text{K}$. Si effettui il calcolo del ciclo termodinamico, del rendimento e del lavoro massico [$c_p = 1004.5\text{J}/(\text{Kkg})$].

C T

1 B

2 3

4

P

R.

$$p_2 = p_{1c} = 0.8\text{MPa}$$

T_2

T_1

$$= p_2$$

$$p_1^{1-1}$$

$$) T_2 = 522\text{K} (= 1.4)$$

$$p_3 = p_2 = 0.8\text{MPa}$$

$$T_3 = 1500\text{K} \text{ (assegnata)}$$

$$p_4 = p_1 = 0.1\text{MPa}$$

Universit'a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

82 Il ciclo turbogas

T_3

T_4

$$= p_3$$

$$p_4^{1-1}$$

$$) T_4 = 827.6\text{K} (= 1.4)$$

$$th = 1 -$$

1

-1

c

$$= 0.45$$

$$L_u = Q_e - Q_u = c_p (T_3 - T_2) - c_p (T_4 - T_1) = 440.4\text{kJ/kg}$$

Esercizi proposti

4.4 Nell'ipotesi di ciclo ideale, si calcoli il rendimento massimo di un ciclo turbogas operante tra le temperature minima e massima di 300K e 1500K . Qual'è il rapporto di compressione per cui th è massimo? Si confronti il rendimento con quello di un ciclo di Carnot operante tra le stesse due temperature. (Si assuma come fluido operativo l'aria)

$$R. c = 279, th = 0.8, th_{carnot} = 0.8$$

4.5 Si calcolino pressione e temperatura nei punti che individuano un ciclo turbogas ideale con T_1

=

300K , $p_1 = 100\text{ kPa}$, $c = 20$, $T_3 = 1200\text{K}$. Si disegni l'evoluzione del fluido nel piano $T - s$,

e

si calcolino il rendimento del ciclo e il lavoro utile generato per unit'a di massa del fluido operativo. Si assuma che quest'ultimo sia aria.

$$R. p_1 = 100\text{ kPa}, T_1 = 300\text{K}, p_2 = 2\text{MPa}, T_2 = 706\text{K}, p_3 = 2\text{MPa}, T_3 = 1200\text{K}, p_4 =$$

100 kPa,

$T_4 = 510\text{K}$, $\eta_{th} = 0.575$, $L_u = 285 \text{ kJ/kg}$

4.6 Si consideri un ciclo Brayton in cui l'aria è il fluido di lavoro e il rapporto di compressione è $c =$

8. Le temperature massima e minima del ciclo sono rispettivamente 300K e 1200K. Disegnare qualitativamente il ciclo ideale nel piano $T - s$ e determinare la portata d'aria e il lavoro utile del ciclo nel caso in cui il calore fornito al ciclo è pari a 50MW.

R. $\dot{m}_a = 75.8\text{kg/s}$; $L_u = 22.4\text{MW}$

4.7 Si ripeta l'esercizio precedente nel caso reale in cui $c = 0.78$ e $\eta_t = 0.84$.

R. $\dot{m}_a = 84.7\text{kg/s}$; $L_u = 11.9\text{MW}$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Capitolo 5

Turbogetto semplice

Il turbogetto è un propulsore basato sul ciclo turbogas, ed in cui il lavoro disponibile viene direttamente

convertito in energia cinetica del getto per generare la spinta. Per studiare le prestazioni di un turbogetto

ci si riferirà quindi al relativo ciclo termodinamico, ed in particolare si studierà in questo capitolo il caso del turbogetto semplice, cioè nella sua configurazione base proposta da Whittle e von Ohain,

dapprima nel funzionamento a punto fisso e successivamente nel funzionamento in volo. In entrambi i

casi (così sarà anche per lo studio degli altri propulsori), l'analisi si rivolgerà al funzionamento in condizioni

di progetto. Con questa dizione si intende che tutti i componenti sono progettati per funzionare nelle condizioni assegnate, e quando si considerano analisi al variare di alcuni parametri caratteristici

del propulsore (come p.es. il rapporto di compressione fornito dal compressore) si intende che ad ogni

valore di questo parametro corrisponde un diverso progetto. I risultati di quest'analisi devono quindi

essere interpretati come il comportamento di una 'famiglia' di propulsori al variare delle condizioni di

funzionamento imposte. Lo studio del funzionamento "fuori progetto" si rivolge invece al funzionamento

di un motore quando si trova ad operare in condizioni diverse da quelle per cui è stato progettato. Anche il funzionamento fuori-progetto del motore è di interesse, in quanto è proprio variando le proprie

modalità di funzionamento che il motore diventa regolabile.

Nello studio del ciclo termodinamico di un turbogetto semplice si ricorda che, come nel caso del ciclo turbogas, si considera un ciclo aperto a funzionamento continuo, che differisce dai cicli classici

della termodinamica, dove ci si riferisce sempre alla stessa massa fluida che scambia calore con sorgenti

esterne attraverso scambiatori di calore. Nel caso del turbogetto quindi il fluido di lavoro non è sempre lo

stesso ma, nel funzionamento stazionario, possono essere considerate sempre le stesse le sue condizioni

nelle diverse posizioni all'interno del motore. Per questa ragione si fissa l'attenzione sulle condizioni

del flusso in una certa posizione anzich'è sull'evoluzione di una certa particella fluida (punto di vista euleriano anzich'è lagrangiano).

Per poter descrivere il ciclo termodinamico di un turbogetto semplice è comodo definire alcune stazioni, che individuano altrettante posizioni salienti all'interno del propulsore, descritte in Fig. 5.1.

L'aria dalle condizioni atmosferiche (a) raggiunge la sezione di ingresso nel motore (1), con condizioni

che potranno differire da quelle ambiente a causa dell'evoluzione che il flusso subisce, esternamente al

motore, mentre si avvicina al motore stesso. A valle della sezione di ingresso nel propulsore può esserci

un diffusore (D , indicato schematicamente come un triangolo divergente – detto anche presa d'aria o presa dinamica) che modifica le condizioni del flusso in quelle della stazione 2. Tra le successive stazioni 2 e 3 si trova il compressore (C , indicato schematicamente con un trapezio convergente), a valle

del quale è posizionato il combustore (B , *burner*, indicato schematicamente con un cerchio, dove si indica

anche l'ingresso della portata di combustibile). Le condizioni a valle del combustore sono indicate

84 Turbogetto semplice

C T

B

1 D 2 N

3 4

a 5=6=7 9

(a) Rappresentazione schematica

(b) Sezione (adattato da [12])

Figura 5.1: Rappresentazione schematica di un turbogetto semplice e definizione delle stazioni.

dalla stazione 4, che è separata dalla successiva (5) per la presenza della turbina (T , indicata schematicamente

con un trapezio divergente). Il flusso energizzato viene quindi accelerato in un ugello (N , *nozzle*, indicato schematicamente come un triangolo convergente), le condizioni a valle del quale quelle relative

alla stazione di efflusso (9). L'evoluzione del flusso attraverso i vari componenti del turbogetto descrive

un ciclo turbogas, le cui diverse fasi sono svolte in uno o più componenti. In particolare:

Compressione (a – 3) La fase di compressione a partire dalle condizioni ambiente (all'infinito a monte

del motore) comprende tre parti: il rallentamento del flusso a monte del motore ($a-1$), l'evoluzione

nel diffusore (1 – 2), e l'evoluzione nel compressore (2 – 3).

Combustione (3 – 4) La fase di adduzione di calore avviene come nel ciclo turbogas attraverso l'iniezione

del combustibile e la conseguente combustione in B .

Espansione (4 – 9) La fase di espansione si svolge attraverso due componenti: la turbina (4–5), il cui

ruolo è quello di fornire esclusivamente la potenza necessaria al compressore, e l'ugello (5 – 9) dove il flusso viene accelerato per poter svolgere la funzione di getto propulsivo.

Si osserva che, a differenza del ciclo turbogas, non c'è nessun altro utilizzatore sull'albero turbina–compressore. Il lavoro utile è impiegato, infatti, esclusivamente per accelerare il getto propulsivo. Prima di passare all'analisi del turbogetto, è opportuno ricordare che la numerazione delle stazioni

è occasionalmente riportata in maniera diverse in altri testi sui turbogetti. Per evitare confusione è stata introdotta una numerazione standard [8,10], che sarà quella impiegata in questo corso. Tale numerazione

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turbogetto semplice 85

si riferisce al caso più generale che include anche turbogetti a doppio flusso, nonché la possibilità di

post-combustione, o di considerare gruppi compressore-turbina scissi in più sezioni (p.es. una turbina di

bassa pressione che aziona un compressore di bassa pressione, ed una turbina di alta pressione che aziona

un compressore di alta pressione attraverso un albero interno a quello del gruppo di bassa pressione).

Le precisazioni riguardo alla numerazione delle stazioni sono descritte nel seguito e verranno di volta

in volta impiegate nello studio dei diversi propulsori basati sul ciclo turbogas. La numerazione delle stazioni è quindi la seguente:

- Flusso principale: tutte le stazioni sono individuate da una sola cifra
- 0 – Condizioni all'infinito (qui si utilizzerà per l'indice a , vedi sotto)
 - 1 – Ingresso presa dinamica (diffusore)
 - 2 – Ingresso primo compressore
 - 3 – Uscita ultimo compressore
 - 4 – Uscita combustore
 - 5 – Uscita ultima turbina
 - 6 – Uscita miscelatore (ingr. postcomb.)
 - 7 – Ingresso ugello
 - 8 – Gola ugello
 - 9 – Uscita ugello

Nel caso di più compressori o turbine si indicano i punti intermedi con due cifre (p.es. nel caso di 5 compressori: 2 ! 21 ! 22 ! 23 ! 24 ! 3, e nel caso di 5 turbine: 4 ! 41 ! 42 ! 43 ! 44 ! 5)

- Flussi secondari (nel turbofan, vedi cap. 6): in generale si possono considerare più flussi secondari,

cioè flussi che, pur attraversando parte del motore, non passano attraverso la camera di combustione e la turbina. In questo caso le stazioni si indicano con lo stesso numero del flusso principale, preceduto da un altro numero che indica il flusso secondario considerato. Ad esempio per il primo flusso secondario tutte le stazioni saranno precedute da un 1:

- 12 – Ingresso primo compressore flusso secondario
- 13 – Uscita ultimo compressore flusso secondario
- 17 – Ingresso ugello flusso secondario
- 18 – Gola ugello flusso secondario
- 19 – Uscita ugello flusso secondario

Nel caso di più compressori si indicano i punti intermedi come per il flusso principale, ma preceduti

dall'1 che indica che si tratta del primo flusso secondario (p.es. 5 compressori: 12 ! 121 ! 122 ! 123 ! 124 ! 13).

Tale numerazione permette di definire in modo standard le stazioni di riferimento per ogni tipo di propulsore

della famiglia degli esoreattori, dal turbogetto semplice, allo statoreattore, al turbogetto a doppio flusso, etc. Come indicato sopra, in questo corso si adatterà la numerazione standard, ma con una eccezione:

le condizioni all'infinito verranno indicate con a (ad indicare condizioni *ambiente*) anzich'è con 0 per evitare confusione con la simbologia utilizzata in precedenza per le grandezze totali. Nello studio

del turbogetto semplice le stazioni considerate saranno quindi quelle indicate in Fig. 5.1.

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

86 Turbogetto semplice

5.1 Prestazioni a Punto Fisso

Per lo studio del funzionamento in condizioni di progetto di un turbogetto semplice è opportuno riferirsi

al caso pi' u semplice, e cio' è di funzionamento a punto fisso; in tal caso infatti l'espressione della spinta è

pi' u semplice, ed il ruolo del diffusore è in prima approssimazione trascurabile. Il funzionamento a punto

fisso si riferisce a velocit' a di volo nulla, al livello del mare. Nel rappresentare l'evoluzione del flusso

nel piano entropico si possono adottare in prima approssimazione le seguenti ipotesi semplificative:

- Tutta la compressione avviene nel compressore (si trascurano cio' è le limitate variazioni di pressione

che possono aversi a monte del motore, ed entro il diffusore).

- Le grandezze statiche coincidono con quelle totali in tutti i componenti, tranne l'ugello (nel quale il flusso è portato ad alte velocit' a). Tale ipotesi è ragionevole se il flusso all'interno di compressore,

combustore e turbina si mantiene a bassi Mach ($M < 0,3$). Nello studio di questi componenti, dove viene scambiata energia (lavoro o calore), è comunque in linea di principio pi' u corretto riferirsi alle grandezze totali (vedi cap. 2).

- Si considera l'ugello adattato: $p_9 = p_a$.

- Si trascura la variazione di portata dovuta all'immissione di combustibile.

- Si assume che il fluido evolvente sia sempre aria con c_p costante (bisognerebbe invece a rigore considerare che la sua composizione varia a causa della combustione, e che in realt' a il calore specifico varia con la temperatura).

s

T

3'

3 9

5≡7

a≡1≡2

4

9'

$p_a \equiv p_9$

p_3

4'

5'

p_4

Figura 5.2: Rappresentazione del ciclo di turbogetto semplice a punto fisso nel piano

$T - s$.

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turbogetto semplice 87

L'evoluzione che il fluido propulsivo subisce è quella indicata in Fig. 5.2, dove i diversi numeri indicano

le corrispondenti stazioni di Fig. 5.1, ed accanto alle condizioni realmente raggiunte dal flusso, sono anche

riportate quelle relative al caso in cui i diversi componenti del turbogetto si comportino idealmente.

Queste ultime sono indicate con la stessa numerazione delle stazioni, ma distinte con un apice.

Si vuole adesso studiare l'evoluzione del flusso, e la dipendenza della velocità di efflusso e quindi delle prestazioni del propulsore dai parametri caratteristici dei diversi componenti. Il primo dato necessario

allo studio del motore è quello che si riferisce alle condizioni ambiente, che determinano il punto a in Fig. 5.2. Nelle ipotesi adottate si considera, come detto, che il flusso non subisce variazioni rispetto

alle condizioni ambiente fino all'ingresso nel compressore, pertanto $2 \rightarrow 1 \rightarrow a$. Per calcolare la posizione degli altri punti in Fig. 5.2 bisogna studiare i diversi componenti, come di seguito riportato.

Compressore

Nello studio di un turbogetto, il compressore viene considerato come una macchina in grado di fornire

un certo rapporto di compressione e cioè è in grado di incrementare la pressione totale di un rapporto $c = p_{03}/p_{02}$. La velocità del flusso a monte e a valle del compressore è relativamente bassa ($M \approx 0,3$)

per cui si può considerare coincidente il rapporto tra le pressioni totali e quello tra le pressioni statiche,

ossia $c \approx p_3/p_2$. Quindi, a rigore il rapporto di compressione è espresso in termini di valori totali, ma

in pratica può essere approssimato tramite i valori statici; questo discorso è valido più in generale per

tutte le turbomacchine. Noto il rapporto c , si può calcolare quindi la pressione nel punto 3:

$$p_3 = c p_2 \quad (5.1)$$

Per determinare completamente le condizioni in tale punto, occorre individuare il valore di una seconda

variabile di stato. Se il compressore si comportasse idealmente, esso potrebbe essere considerato come

una macchina reversibile che scambia esclusivamente lavoro, e di conseguenza la trasformazione del

flusso dovuta all'azione di un compressore ideale sarebbe un'isentropica che porta fino alla pressione p_3 .

Tale trasformazione ideale, indicata come $2 \rightarrow 3_0$ in Fig. 5.2, è ad entropia costante; è quindi determinato

il punto 3_0 essendo nota una seconda variabile di stato (l'entropia). Di conseguenza, nel caso ideale la

temperatura può essere calcolata dalle relazioni isentropiche:

$$T_{3_0}$$

$$T_2$$

$$= p_{3_0}$$

$$p_2^{\gamma-1}$$

$$=$$

$$\gamma-1$$

$$c \quad (5.2)$$

Nel caso reale invece, la trasformazione attraverso il compressore sarà, come già visto per il turbogas,

un'adiabatica irreversibile, e quindi per ottenere lo stesso risultato, cioè è lo stesso rapporto di compressione

c , sarà necessario compiere un maggior lavoro. Si ricorda allora che il rendimento adiabatico del compressore è stato definito proprio come rapporto tra lavoro idealmente necessario L_0 per ottenere un

certo c , ed il lavoro realmente speso L_c (omettiamo d'ora in poi l'indice a per i rendimenti

adiabatici):

$$c =$$

$$L_{0c}$$

$$L_c$$

$$=$$

$$h_{00}$$

$$h_{0'}$$

$$h_0$$

$$h$$

(5.3)

Dalle relazioni isentropiche e dall'equazione di conservazione dell'energia, si può ottenere la soluzione

del punto 3 una volta noti c e c' :

$$L_c =$$

$$L_{0c}$$

$$c) c_p (T_3 - T_2) =$$

$$c_p (T_{30} - T_2)$$

$$c$$

(5.4)

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

88 Turbogetto semplice

dove è stata utilizzata la relazione $h = c_p T$, e T_{30} può essere ottenuta dalla (5.2). Da questa relazione

dunque si ricava per il punto 3, vedi (4.24):

$$T_3 = T_{a0} \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{V_3^2}{a_0^2} \right]$$

$$-1$$

$$c - 1$$

$$c \frac{1}{2} A \quad (5.5)$$

Nel piano $T - s$ il punto 3 è quindi sulla stessa isobara del punto 3₀, ma a valori di entropia e temperatura

più alti. Si ricorda che il lavoro di compressione è proporzionale alla differenza di ordinate dei due estremi della trasformazione, e quindi facilmente individuabile in Fig. 5.2.

Combustore

Lo scopo del combustore è di incrementare la temperatura del flusso; questo avviene attraverso il rilascio

di energia chimica dalla reazione di combustione, che avviene grazie all'immissione di combustibile nel

flusso d'aria. La differenza tra le condizioni a valle ed a monte del combustore può essere valutata a

partire dall'equazione di conservazione dell'energia, secondo la quale la variazione di entalpia totale è

pari al calore fornito al flusso, essendo nullo il lavoro compiuto dall'esterno. Il bilancio entalpico riferito

all'unità di tempo si scrive:

$$\dot{m}_a h_3 + \dot{m}_f h_f + \dot{Q} = (\dot{m}_a + \dot{m}_f) h_4 \quad (5.6)$$

dove al solito le grandezze termodinamiche considerate sono quelle totali (comunque ancora praticamente

coincidenti con quelle statiche, a causa della bassa velocità nel combustore). In questo caso

l'entalpia del flusso in entrata nel combustore deve considerare sia quella inizialmente posseduta dalla

portata d'aria a valle del compressore ($\dot{m}_a h_3$), sia quella posseduta dalla portata di combustibile;

nella

camera viene poi generata una quantità di calore fornito per unità di tempo \dot{Q} . Questa energia in uscita si

distribuisce su una portata di miscela combusta che è pari alla somma delle portate di aria e combustibile.

La manipolazione della (5.6) diviene particolarmente semplice se si adotta l'approssimazione che la portata

di combustibile sia trascurabile rispetto a quella d'aria. Tale ipotesi è in generale ragionevolmente verificata nei turbogetti, dove per mantenere la temperatura T_4 entro valori accettabili dalle palette della

turbina (già fortemente sollecitate dalla rapida rotazione), viene elaborata una quantità d'aria molto

superiore a quella minima necessaria per la combustione. In questo caso si può dunque scrivere:

$$\dot{m}_a h_3 + \dot{Q} + \dot{m}_a h_4 = \dot{m}_a c_p (T_4 - T_3) + \dot{Q} \quad (5.7)$$

avendo come al solito considerato costante il c_p dell'aria attraverso il combustore.

Il calore rilasciato dalla reazione di combustione che è utilmente sfruttato è dato dal prodotto della portata di combustibile per il potere calorifico inferiore del combustibile Q_f , ulteriormente moltiplicato

per il rendimento di combustione b . Sarà quindi

$$\dot{Q} = \dot{m}_f b Q_f \quad (5.8)$$

Il potere calorifico inferiore del combustibile è il calore rilasciato dalla combustione dell'unità di massa

del combustibile (quindi energia per unità di massa). Occorre anche ricordare, in questo contesto, l'approssimazione che è stata introdotta assumendo c_p costante, nonostante il notevole innalzamento di

temperatura che il fluido propulsivo subisce nel passaggio attraverso la camera di combustione.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turbogetto semplice 89

Le equazioni (5.6), (5.7) sono impiegate per calcolare il rapporto tra portata di combustibile (\dot{m}_f) e di aria (\dot{m}_a) necessario per conseguire una temperatura in uscita T_4 , a sua volta individuata come la

temperatura massima ammissibile in turbina (ossia, tollerabile dalle palette di quest'ultima).

Ricordiamo

che si è visto dallo studio del ciclo turbogas che è vantaggioso fare in modo che T_4 sia la massima possibile. Si può quindi calcolare il rapporto incognito $f = \dot{m}_f / \dot{m}_a$ come

$f =$

$$c_p (T_4 - T_3)$$

$$b Q_f + h_f - c_p T_4$$

$$c_p (T_4 - T_3)$$

$$b Q_f \left| \left\{ \frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_a} \right\} \right.$$

(5.9)

dove, come indicato, nell'ultimo passaggio è stata utilizzata la (5.7) invece della (5.6). Dopo aver stabilito la temperatura nel punto 4, che determina il rapporto di massa aria/combustibile, perché la stazione 4 sia completamente determinata è ancora necessario conoscere una seconda variabile di stato.

Questa può essere ottenuta ricordando che l'adduzione di calore ad un flusso a bassa velocità, in assenza

di lavoro scambiato con l'esterno, avviene a pressione totale costante. In realtà per l'effetto del moto

del flusso l'adduzione di calore comporta una diminuzione di pressione totale, tanto più elevata quanto

maggiore è la velocità del flusso (od equivalentemente il numero di Mach), vedi Tab. 2.1. Per

questa ed altre irreversibilità, la pressione totale attraverso il combustore non è costante, e quindi per valutare la pressione a valle del combustore si introduce un *rendimento pneumatico del combustore* $p_b = p_4 / p_3$, ottenendo quindi la seconda variabile di stato come $p_4 = p_b p_3$ (5.10)

Turbina

Nel turbogetto semplice il ruolo della turbina è quello di fornire la potenza necessaria a muovere il compressore. Da questa considerazione, note le condizioni in 4 e le prestazioni della turbina (cioè il suo rendimento adiabatico), si possono calcolare le condizioni del flusso a valle della turbina (punto 5 in Fig. 5.2).

L'equilibrio dinamico turbina-compressore prevede quindi che la potenza generata dalla turbina sia pari a quella assorbita dal compressore. Seguendo le convenzioni di (4.2) si ha:

$$- \dot{L}_t = \dot{L}_c \quad (\dot{m}_a + \dot{m}_f) L_t = \dot{m}_a L_c \quad (5.11)$$

dove bisogna considerare che il fluido che attraversa la turbina è costituito dai prodotti di combustione

e quindi la portata che la attraversa è pari alla somma delle portate di aria e combustibile. Nel caso più generale bisognerà considerare anche la potenza spesa per vincere gli attriti degli organi di trasmissione

e l'eventuale potenza assorbita da organi ausiliari (ad esempio, la pompa del combustibile). Si introducono quindi i rendimenti meccanici di compressore e turbina, il primo dei quali indica che della

potenza generata dalla turbina \dot{L}_t soltanto la frazione $m_t \dot{L}_t$ è disponibile all'albero che la collega con

il compressore, il secondo che in realtà per trasmettere la potenza \dot{L}_c al compressore deve essere fornita

all'albero una potenza lievemente maggiore, \dot{L}_c / m_c . Il bilancio energetico, esprimendo il lavoro per

unità di massa di fluido in termini di variazione di entalpia, si scrive:

$$-m_t \dot{L}_t = m_t (\dot{m}_a + \dot{m}_f) (h_4 - h_5) =$$

$$\dot{L}_c$$

$$m_c$$

$$=$$

$$\dot{m}_a (h_3 - h_2)$$

$$m_c$$

$$(5.12)$$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

90 Turbogetto semplice

e dividendo per \dot{m}_a ed introducendo il rapporto di diluizione combustibile/aria f :

$$m_t m_c (1 + f) (h_4 - h_5) = h_3 - h_2 \quad (5.13)$$

Se si considera costante il valore di c_p , come è stato assunto, si ottiene:

$$T_5 = T_4 -$$

$$T_3 - T_2$$

$$m_t m_c (1 + f)$$

$$(5.14)$$

Per calcolare la pressione risultante a valle della turbina, e quindi determinare completamente le condizioni

nella stazione 5, si possono utilizzare, come nel compressore, la relazione isentropica ed il rendimento adiabatico η . Ricordando la definizione

$$\begin{aligned}
 t &= \\
 L_t & \\
 L_{0t} & \\
 &= \\
 T_4 - T_5 & \\
 T_4 - T_{50} & \\
 (5.15) &
 \end{aligned}$$

si pu'ò facilmente calcolare il valore della temperatura all'uscita della turbina che sarebbe stato ottenuto

nel caso ideale, indicato come T_{50} :

$$\begin{aligned}
 T_{50} &= T_4 - \\
 T_4 - T_5 & \\
 t & \\
 (5.16) &
 \end{aligned}$$

Poich'è L_{0t} indica il lavoro che avrebbe potuto essere estratto da una turbina ideale ($t = 1$) che sfrutti lo

stesso rapporto di pressione della turbina reale considerata, si ha $p_{50} = p_5$. Questo valore della pressione

all'uscita della turbina pu'ò essere calcolato dall'isentropica 4 - 50:

$$\begin{aligned}
 p_4 & \\
 p_5 & \\
 &= \\
 p_4 & \\
 p_{50} & \\
 &= T_4 \\
 T_{50}! & \\
 -1 & \\
) p_5 = p_4 1 - & \\
 1 - T_5/T_4 & \\
 t ! & \\
 -1 & \\
 (5.17) &
 \end{aligned}$$

Ugello

L'evoluzione nell'ugello pu'ò essere facilmente calcolata, in quanto in questo componente non viene

scambiato lavoro ($L'_{s} = 0$) ne' calore ($Q' = 0$) con l'esterno (almeno nel caso ideale), e quindi pu'ò

essere considerato come un condotto quasi-monodimensionale ad entalpia totale costante.

Nell'ugello

ci si riferir' a quindi di nuovo alle grandezze statiche, essendo l'entalpia totale nell'ugello costante, quindi

pari a quella con cui il flusso entra nell'ugello ($h_{07} = h_{05}$). La pressione totale non si manterr' a invece

costante a causa dell'attrito, il cui effetto sar' a tenuto in conto attraverso un rendimento adiabatico n .

Per calcolare le condizioni nella sezione di uscita occorre conoscere la geometria dell'ugello. Una possibile condizione operativa `e quella di ugello adattato, nelle condizioni di progetto allo studio.

Con

ci'ò si intende che la geometria dell'ugello `e quella necessaria ad avere $p_9 = p_a$, cio'è pressione sulla

sezione di uscita pari alla pressione ambiente (condizione che abbiamo visto dare il massimo della spinta).

Si pu'ò definire una trasformazione isentropica 5-90 accanto a quella reale 5-9 (che termina

quindi

in un punto 9' alla stessa pressione del punto 9 reale). La trasformazione isentropica avviene senza perdite di pressione totale ed è quindi in grado di fornire una maggiore velocità di efflusso a parità di

rapporto di pressione p_5/p_a . Dalla trasformazione isentropica si ha:

$$T_{90} = T_5 \left(\frac{p_9}{p_5}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

$$p_5^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

(5.18)

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turbogetto semplice 91

e dalla definizione di rendimento adiabatico dell'ugello (rapporto tra salto entalpico reale ed ideale):

$$\eta =$$

$$\frac{h_5 - h_9}{h_5 - h_{90}}$$

$$=$$

$$\frac{T_5 - T_9}{T_5 - T_{90}}$$

$$T_9 = T_5 - \eta(T_5 - T_{90}) \quad (5.19)$$

È così completamente determinato (avendo appunto assunto l'ugello adattato) anche il punto 9. Ai fini

dell'espressione della spinta, resta ancora da determinare, in funzione dei parametri di progetto, la velocità

di efflusso u_e . Quest'ultima può essere facilmente calcolata sfruttando il principio di conservazione

dell'energia tra 5 e 9, con $L_s = Q = 0$ (quindi entalpia totale costante):

$$h_{05} = h_{09} + \frac{u_5^2}{2}$$

$$= h_9 + \frac{u_9^2}{2}$$

$$= h_{05} + \frac{u_5^2}{2} - \frac{u_9^2}{2} \quad (5.20)$$

$$= h_{05} + \frac{u_5^2}{2} - \frac{u_9^2}{2}$$

$$= h_{05} + \frac{u_5^2}{2} - \frac{u_9^2}{2}$$

$$= h_{05} + \frac{u_5^2}{2} - \frac{u_9^2}{2} \quad (5.20)$$

di conseguenza:

$$u_e = \sqrt{2 c_p (T_5 - T_9)} = \sqrt{2 c_p T_5 \left[1 - \left(\frac{p_9}{p_5}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]}$$

$$p_5^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

$$35 \quad (5.21)$$

Prestazioni

Una volta definiti i diversi punti del ciclo termodinamico appena descritto in funzione dei parametri di progetto (che sono le condizioni ambiente, c_p , T_4 , tutti i rendimenti introdotti e l'ipotesi di ugello adattato), si possono facilmente calcolare gli indici di prestazione:

Spinta Trascurando la portata di combustibile, la spinta è direttamente proporzionale al prodotto di velocità di efflusso e portata d'aria:

$$F = (\dot{m}_a + \dot{m}_f) u_e - \dot{m}_a V_0 = (\dot{m}_a + \dot{m}_f) u_e - \dot{m}_a u_e \quad (5.22)$$

Rendimento Termodinamico Per un assegnato combustibile (quindi potere calorifico Q_f), risulta proporzionale

al rapporto di u_e

ed f :

$$\eta_{th} =$$

$$\frac{P_j}{P_{av}}$$

$$=$$

$$=$$

$$\frac{\dot{m}_a u_e}{\dot{m}_a u_e}$$

$$2 \dot{m}_f Q_f = \dot{m}_a u_e$$

$$2 f Q_f = \dot{m}_a u_e \quad (5.23)$$

Spinta Specifica (o Impulso specifico relativo all'aria) Risulta proporzionale alla velocità di efflusso:

$$I_a = \frac{F}{\dot{m}_a} = u_e \quad (5.24)$$

Si misura quindi in m/s [oppure in N/(kg/s), che è la stessa cosa].

Consumo Specifico (TSFC – Thrust Specific Fuel Consumption) Risulta proporzionale al rapporto tra

f e la velocità di efflusso:

$$TSFC = \frac{\dot{m}_f}{F}$$

$$= \frac{f \dot{m}_a}{F}$$

$$= \frac{f}{I_a}$$

$$= \frac{f}{u_e} \quad (5.25)$$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

92 Turbogetto semplice

Si misura quindi nel sistema SI in kg/(N s) (che poi sarebbero s/m), o per praticità in kg/(N h), valendo l'ovvia relazione

$$[TSFC]_{\text{kg/(Nh)}} = 3600 [TSFC]_{\text{kg/(Ns)}} \quad (5.26)$$

Nel sistema tecnico invece si usano kg/(kg f h), cioè chilogrammi–massa per chilogrammo–forza – ora.

Rendimento propulsivo $\eta_p = 0$ essendo $V = 0$ (non ha senso a punto fisso).

Rendimento globale $\eta_o = 0$ essendo $V = 0$ (non ha senso a punto fisso).

β_c

η_{th}

P_f/m_a (J/kg)

TSFC (kg/h/N)

I_a (m/s)

10 20 30 40 50

0

0.1

0.2

0.3

0.4

0.5

0

100000

200000

0

0.1

0.2

0

200

400

600

800

TSFC

I_a

P_f/m_a

η_{th}

β_c

Figura 5.3: Prestazioni di un turbogetto semplice a punto fisso al variare di c , per

assegnati valori di T_4 e dei rendimenti c, b, pb, t, mc, mt .

Le relazioni sopra ottenute permettono di esaminare il comportamento delle prestazioni del turbogetto

semplice a punto fisso al variare dei parametri di progetto. In Fig. 5.3 è riportato l'andamento di spinta

specificata, consumo specifico, potenza del getto (per unit`a di portata in massa di aria) e rendimento termico

al variare del rapporto di compressione del compressore c , per un valore assegnato della temperatura massima del ciclo T_4 , nonché dei rendimenti. Come si è visto nello studio del ciclo turbogas, il lavoro

utile, qui indicato dalla potenza conferita al getto (u_{2e}

/2, per unit`a di portata d'aria), ha un massimo al

variare di c . Tale massimo corrisponde anche al massimo della spinta specifica, in quanto entrambi sono determinati dal massimo valore di u_e . Anche il rendimento termico ha un massimo, ma per valori

più elevati di c . Esso infatti dipende dal rapporto u_{2e}

/f (Q_f è costante), ed f decresce al crescere di c ,

come si può vedere dalla (5.9) (T_3 cresce con c). Il ruolo di f è più importante su $TSFC$, che dipende

dal rapporto f/u_e . Di conseguenza il minimo di $TSFC$ è spostato verso valori ancora più elevati di c .

I risultati ottenuti mostrano che esiste un c ottimo diverso per ogni indice di prestazione, e che quindi

occorrerà a ricercare un compromesso tra spinta e consumo.

È interessante studiare l'evoluzione delle curve mostrate in Fig. 5.3 al variare di T_4 (ossia, data la temperatura ambiente, del rapporto T_4/T_a); questi risultati sono riportati nei tre diagrammi di Fig. 5.4,

dove appunto T_4/T_a figura come parametro. Si osserva che, come già discusso nello studio del ciclo

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
Turbogetto semplice 93

β_c
 η_{th}
10 20 30 40
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
 T_4/T_a

(a) Rendimento termico

β_c
 I_a (m/s)
10 20 30
0
200
400
600 T_4/T_a

(b) Spinta specifica

β_c
 $TSFC$ (kg/h/N)
10 20 30
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
 T_4/T_a

(c) Consumo specifico

Figura 5.4: Prestazioni di un turbogetto semplice a punto fisso al variare di c e T_4 , con rendimenti c, b, pb, t, mc, mt assegnati.

turbogas, il rendimento termico cresce con T_4 per ogni valore di c , ed il massimo si sposta verso valori

di c più elevati al crescere di T_4 . La spinta specifica ha un comportamento analogo, sebbene il valore di c per cui si ha il massimo varia meno sensibilmente con T_4 . È interessante notare che il comportamento del **TSFC** mostra un andamento circa piatto per un vasto campo di valori di c . Si vede comunque che per avere un basso TSFC occorre adottare alti c , mentre per avere alte spinte specifiche occorre adottare un c moderato (meno di 8).

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
94 Turbogetto semplice

5.2 Prestazioni in Volo

Nello studiare il funzionamento in condizioni di progetto in volo di un turbogetto semplice, la differenza sostanziale rispetto al caso del funzionamento a punto fisso è il verificarsi di una compressione (rallentamento del flusso) nella presa dinamica. Nella rappresentazione nel piano $T - s$ si considereranno ancora le condizioni all'ingresso della presa d'aria pressoché coincidenti con quelle ambiente ($\tau_1 = \tau_a$), mentre le condizioni all'uscita della presa d'aria saranno ovviamente diverse ($\tau_2 \neq \tau_1$, quindi anche $\tau_2 \neq \tau_a$) (Fig. 5.5).

$\tau_1 = \tau_a$
 τ_2
 τ_3
 τ_4
 τ_5
 $\tau_6 = \tau_7$
 τ_8
 τ_9
 τ_{10}
 V_2
 $2C_p$
 u_e
 2
 $2C_p$
 $2'$
T
s

Figura 5.5: Rappresentazione del ciclo di turbogetto semplice in volo nel piano $T - s$.

Presa Dinamica

Lo scopo della presa dinamica è di convogliare aria nel motore, rallentarla, ed aumentare la pressione statica p con contenute perdite di pressione totale p_{0a} . Si tratta di un componente senza parti in movimento, e che quindi non scambia lavoro con il flusso; inoltre (almeno idealmente) non c'è scambio di calore con l'esterno. Quindi, come l'ugello, la presa dinamica non scambia energia con l'esterno ma semplicemente la trasforma, tuttavia mentre l'ugello converte energia termica in energia cinetica, la presa dinamica converte energia cinetica in energia termica. Quindi in una presa dinamica:

- la temperatura totale si conserva;
- la pressione totale diminuisce (nel caso reale);
- la pressione statica aumenta;
- l'energia cinetica diminuisce.

Per calcolare le condizioni di flusso a valle della presa dinamica si pu`o considerare il grafico di Fig. 5.6.

La conservazione dell'energia totale fa s`i che, nell'ipotesi in cui il numero di Mach all'uscita della presa

dinamica sia basso, risulta $h_2 = h_{02} = h_{01} = h_{0a}$, per cui il punto 2 si trover`a certamente sulla stessa

ordinata del punto 0a che indica le condizioni di ristagno della corrente a monte della presa d'aria.

Se il

rallentamento nella presa dinamica fosse isentropico, le condizioni all'uscita coinciderebbero con quelle

totali della corrente che investe il motore (2 0a). La pressione statica a valle della presa dinamica `e

quindi in ogni caso praticamente coincidente con quella totale locale (per il basso numero di Mach del

flusso in uscita), ed in particolare nel caso ideale sarebbe proprio pari alla p_{0a} indicata in Fig. 5.6. In

$a \equiv 1$

0a

2

V_2

$2c_p$

2'

p_a

$p_2 \equiv p_{02}$

p_{0a}

T

s

$T_{02} \equiv T_{2'}$

$T_{0a} \equiv T_{02}$

T_a

Figura 5.6: Ciclo reale (a tratto pieno) ed ideale (tratteggiato) di un turbogetto in volo, nel piano $T - s$.

realt`a invece la pressione totale sar`a pi`u bassa a causa dell'irreversibilit`a del rallentamento, e quindi il

punto 2 si trover`a nella posizione indicata in Fig. 5.6, caratterizzato dalla stessa temperatura del punto 0a

(essendo la trasformazione adiabatica, ed il numero di Mach in uscita basso), ma da un valore pi`u basso

di pressione totale, e pi`u alto di entropia. Per quantificare l'entit`a dei processi irreversibili in una presa

dinamica reale, si possono utilizzare due differenti definizioni di rendimento (ad ogni modo, dall'una si

pu`o ricavare l'altra):

1. Rapporto tra le pressioni totali η_d . E' il criterio pi`u intuitivo, in quanto indica il rapporto tra la pressione totale effettivamente ottenuta all'uscita della presa e la massima potenzialmente raggiungibile, corrispondente ad un rallentamento isentropico:

$\eta_d =$

p_{02}

p_{0a}

(5.27)

2. Rendimento adiabatico d . Questo criterio, largamente impiegato, ricerca un'analogia con la definizione di rendimento adottata per il compressore. Bisogna però osservare una differenza: Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

96 Turbogetto semplice

mentre nel caso del compressore si considera *assegnato il rapporto tra pressione finale e iniziale* (il salto entalpico risultante dipenderà da quanto la trasformazione reale si avvicina a quella ideale),

nel caso della presa dinamica è invece *assegnato il salto di entalpia statica attraverso di essa*, che per quanto detto risulta pari a V^2

o $/2$ (se il numero di Mach all'uscita è basso), ed è il rapporto

tra pressione in uscita ed in ingresso che dipende da quanto la trasformazione reale approssima quella ideale. Questo rendimento è quindi definito come un rapporto tra salti entalpici ('ideale' diviso

reale, a parità di salto di pressione), dove però il salto entalpico 'ideale' è definito in maniera piuttosto artificiosa. Si considera infatti una trasformazione dalla stazione a (condizioni ambiente) ad una stazione 2_0 (uscita presa d'aria 'ideale'), *ideale* (quindi ad entropia costante al valore nel punto a), la quale termina in un punto ($2'$, appunto) la cui pressione p_{02} è pari a quella, p_2 , ottenuta al termine della trasformazione *reale*. Questo rendimento, incidentalmente, può essere inteso come il rapporto tra l'energia cinetica del flusso all'ingresso della presa dinamica sufficiente a raggiungere la pressione p_2 nel caso isentropico, e l'energia cinetica del flusso all'ingresso della presa dinamica necessaria a raggiungere p_2 nel caso reale:

$d =$

$$\frac{T_{02_0} - T_a}{T_{02} - T_a}$$

$$\frac{T_{2_0} - T_a}{T_2 - T_a}$$

$$(5.28)$$

$$d =$$

$$\frac{T_{02_0} - T_a}{T_{02} - T_a}$$

dove l'ultimo passaggio è evidentemente possibile grazie al basso numero di Mach in uscita dalla presa.

Per le condizioni a valle della presa dinamica si ha per la temperatura, dall'equazione di conservazione

dell'energia:

$$h_a +$$

$$\frac{V^2}{2}$$

$$=$$

$$h_{0a} +$$

$$\frac{V^2}{2}$$

$$=$$

$$h_{0a} +$$

$$\frac{V^2}{2} \quad (5.29)$$

mentre per la pressione si utilizza uno dei parametri di prestazione della presa dinamica: se è noto il

rapporto di pressioni totali d si ha

$$\frac{p_2}{p_{02}} = \frac{p_a}{p_{0a}} = \left(\frac{T_2}{T_a}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

$$\frac{p_a}{p_{0a}} \quad (5.30)$$

$$\frac{p_a}{p_{0a}} \quad (5.30)$$

mentre se è noto il rendimento adiabatico d si ha, utilizzando la (5.28) per T_{02} ,

$$\frac{p_2}{p_a} = \frac{p_{2_0}}{p_a} \left(\frac{T_2}{T_a}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

$$\frac{p_a}{p_{0a}} \quad (5.31)$$

$$\frac{p_a}{p_{0a}} \quad (5.31)$$

in cui T_2 è data dalla (5.29), per cui si può infine scrivere

$$p_2 = p_a \left(1 + \frac{\gamma}{2} M_2^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

2

$M_2!$

-1

(5.32)

Il resto del ciclo può essere poi calcolato esattamente come si è visto nel caso del funzionamento a punto fisso.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turbogetto semplice 97

Prestazioni

Anche nel caso di funzionamento in condizioni di progetto in volo a quota costante e a velocità costante

V_0 , una volta effettuato il calcolo del ciclo termodinamico in funzione dei parametri di progetto (che sono le condizioni ambiente, c , T_4 e tutti i rendimenti introdotti), si possono facilmente calcolare gli indici di prestazione. In particolare, adottando le ipotesi di ugello adattato e portata di combustibile trascurabile rispetto alla portata d'aria, si ottengono le seguenti espressioni semplificate per i

parametri

di prestazione:

Spinta In questo caso non è più semplicemente proporzionale alla velocità di efflusso, ma alla differenza

$u_e - V_0$ (sotto l'assunzione $f = 1$):

$$F = (\dot{m}_a + \dot{m}_f) u_e - \dot{m}_a V_0 = \dot{m}_a (u_e - V_0) \quad (5.33)$$

Rendimento Termodinamico In questo caso bisogna considerare che l'energia fornita al fluido è data

dalla variazione di energia cinetica del flusso (avendo già assunto $f = 1$):

$th =$

P_j

P_{av}

$=$

$\dot{m}_a (u_{2e}$

$- V_2$

$)$

$2 \dot{m}_f Q_f$

$=$

u_{2e}

$- V_2$

0

$2 f Q_f$

(5.34)

Rendimento propulsivo Nelle ipotesi adottate si può considerare l'espressione semplificata valida per

$f = 1$:

$\rho =$

P_p

P_j'

$2 V_0$

$u_e + V_0$

$=$

2

$$1 + \quad (5.35)$$

Rendimento globale Vale la relazione gi`a ottenuta nel cap. 3:

$$\eta_o = \frac{P_p}{P_{av}} \frac{(u_e - V_0) V_0}{f Q_f} \quad (5.36)$$

Spinta Specifica (o Impulso specifico relativo alla portata di aria) Come la spinta `e in questo caso

proporzionale alla variazione di velocit`a del flusso:

$$I_a = \frac{F}{\dot{m}_a} = u_e - V_0 \quad (5.37)$$

Consumo Specifico `e valida la stessa relazione scritta per il caso di funzionamento a punto fisso, purch`e

si ricordi la diversa espressione di I_a :

$$TSFC = \frac{f}{I_a} = \frac{f}{u_e - V_0} \quad (5.38)$$

Le prestazioni al variare di c e T_4 , per un'assegnata condizione di volo (numero di Mach e quota, la quale ultima identifica la temperatura ambiente, la velocit`a del suono, e la pressione ambiente, che

sotto l'ipotesi di ugello adattato determina la pressione all'uscita dell'ugello) sono riportate in Fig. 5.7a-

5.11a, mentre in Fig. 5.7b- 5.11b le stesse prestazioni sono mostrate in funzione di c e M , per un valore

assegnato di T_4 .

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

98 Turbogetto semplice

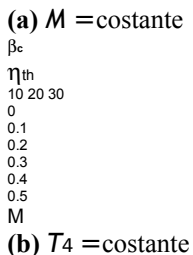
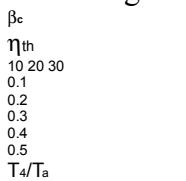


Figura 5.7: Rendimento termico di un turbogetto semplice in volo al variare di c .

Il rendimento termodinamico (Fig. 5.7) `e strettamente legato al rapporto di compressione e alla temperatura massima del ciclo e quindi, per un assegnato valore di V_0 , si comporta come nel caso a punto fisso. L'unica differenza `e dovuta al fatto che il rapporto di compressione effettivo del ciclo `e

maggiore di c a causa del contributo della compressione nella presa dinamica; possiamo individuare tale rapporto di compressione effettivo (o globale, *overall*) come prodotto dei rapporti relativi a diffusore

e compressore

$$o = d c =$$

$$p_2$$

$$p_a$$

$$p_3$$

$$p_2$$

$$(5.39)$$

Ciò provoca uno spostamento del massimo di η_p verso valori di c inferiori rispetto al caso di punto fisso. Si può notare in Fig. 5.7b come questo massimo si sposti verso valori più bassi di c all'aumentare

di M (perché la compressione nella presa dinamica diviene sempre maggiore), con il valore del massimo

che aumenta solo lievemente all'aumentare di M . Quest'aumento è dovuto al miglior rendimento della

presa dinamica rispetto al compressore (almeno finché si opera in regime subsonico). Il fatto poi che

parte della compressione avviene nella presa dinamica, in misura sempre maggiore al crescere di M , fa sì che il campo di c in cui il propulsore è in grado di fornire lavoro utile si restringe. Infatti, come

si deduce dallo studio del ciclo turbogas, il rapporto di compressione del ciclo (p_3/p_a) massimo che

consente di estrarre lavoro utile dal ciclo resta all'incirca costante, a meno delle differenze dovute ai diversi rendimenti di presa dinamica e compressore.

Il rendimento propulsivo, ovviamente nullo nel caso di funzionamento a punto fisso, diminuisce al crescere della temperatura massima (Fig. 5.8); ciò è dovuto al conseguente aumento della velocità a di

efflusso che fa allontanare il rapporto dall'unità. Il rendimento propulsivo si avvicina all'unità a quando

la spinta tende ad annullarsi. Nel campo di valori di c per cui è definita la spinta del motore, si osserva

che l'andamento di β_c ha un minimo per bassi valori di c e poi cresce con c . In effetti, per un valore costante di V_0 , β_c diminuisce con u_e , vedi (5.35), la quale è legata al lavoro utile del ciclo e che quindi

ha un massimo al variare di c . Al crescere di M (Fig. 5.8b) l'aumento di V_0 provoca un aumento del rendimento propulsivo, vedi ancora (5.35).

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turbogetto semplice 99

β_c

η_p

10 20 30

0

0.1

0.2

0.3

0.4

0.5

0.6

0.7

0.8

0.9

1

T_4/T_a

(a) $M = \text{costante}$

β_c

η_p

10 20 30

0

0.1

0.2

0.3

0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1 M

(b) $T_4 = \text{costante}$

Figura 5.8: Rendimento propulsivo di un turbogetto semplice in volo al variare di c e Mach di volo.

β_c

η_o
10 20 30
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
 T_4/T_a

(a) $M = \text{costante}$

β_c

η_o
10 20 30
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
M

(b) $T_4 = \text{costante}$

Figura 5.9: Rendimento globale di un turbogetto semplice in volo al variare di c e Mach di volo.

Il comportamento del rendimento globale lo si pu'ò desumere da quelli di rendimento termico e propulsivo. Si `e visto che a parit`a di f Q_f esso ha un massimo quando $V_0 = u_e/2$ e che questo massimo

crece con u_e . In effetti bisogna considerare che anche f dipende dalle condizioni di volo e da c . In particolare, f diminuisce con c e con la velocit`a di volo (qualunque contributo all'aumento di T_3 riduce la portata di combustibile necessaria per raggiungere la massima T_4 consentita). Questa osservazione

spiega il muoversi verso valori crescenti di c del massimo rendimento globale al crescere

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

100 Turbogetto semplice

di T_4 (Fig. 5.9a). D'altro canto confrontando gli andamenti di η_{th} e η_p si capisce che l'aumento di η_p al crescere di c sposta il valore del massimo di η_o a valori di c pi`u elevati rispetto a η_{th} . Il ruolo del rendimento propulsivo, vedi Fig. 5.8b, `e inoltre quello di aumentare il valore massimo del rendimento

globale al crescere di M in maniera molto pi`u vistosa di quanto accada per η_{th} . Si ricorda, nello studio

di questi andamenti, che il rendimento globale `e un importantissimo parametro di prestazione perch`e `e

ad esso che `e direttamente proporzionale l'autonomia di un aeromobile, che `e anche indice del consumo

di combustibile necessario per percorrere una determinata distanza.

β_c

I_a (m/s)
10 20 30
0
200
400
600
 T_4/T_a

(a) $M = \text{costante}$

β_c

I_a (m/s)
10 20 30
0
200
400
600
M

(b) $T_4 = \text{costante}$

Figura 5.10: Spinta specifica di un turbogetto semplice in volo al variare di c e Mach

di volo.

La spinta specifica è il parametro di prestazione con l'espressione più semplice, essendo proporzionale alla differenza $u_e - V_0$. Pertanto, al variare di T_4 con M costante, il comportamento in funzione di c è analogo al caso di punto fisso, a parte il già discusso contributo al rapporto di pressione del ciclo dovuto alla presa dinamica (Fig. 5.10a). Per valutare l'effetto del numero di Mach di volo sulla spinta specifica, osserviamo che il termine sottrattivo (V_0) cresce ovviamente linearmente con M , mentre il termine u_e presenta un comportamento più complesso, essendo anch'esso influenzato dal numero di Mach che, come detto, fa crescere il rapporto di compressione globale del ciclo, e si è visto che all'aumentare di tale rapporto di compressione il lavoro utile dapprima cresce, poi decresce. Generalmente u_e cresce meno di V_0 all'aumentare di M , o addirittura decresce, per cui la spinta specifica diminuisce con M , vedi Fig. 5.10b. Infine, Fig. 5.11 mostra che il consumo specifico diminuisce al crescere di c e T_4 , ed al diminuire di M . Il consumo specifico a V_0 assegnata è sostanzialmente l'inverso del rendimento globale, essendo $TSFC = V_0 / (Q_{fo})$. Si osserva quindi un andamento del tutto analogo rispetto all'analisi svolta a punto fisso per quanto riguarda l'effetto di T_4 . Si nota inoltre una rapida crescita in prossimità delle condizioni di spinta nulla. Infatti, in tali condizioni dalla definizione di consumo specifico riferito alla spinta, si raggiunge ovviamente una condizione di consumo "infinito" in quanto per generare una spinta nulla è ancora necessario consumare combustibile per vincere gli attriti e le perdite del sistema propulsivo.

La discussione delle prestazioni permette considerazioni di carattere generale. Innanzitutto gli indici di prestazione principali sono rendimento globale e spinta specifica; infatti essi definiscono rispettivamente

le proprietà di consumo (quindi autonomia) e di ingombro frontale (e di conseguenza il peso

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turbogetto semplice 101

β_c

TSFC (kg/h/N)

10 20 30

0

0.1

0.2

0.3

0.4

0.5

T_4/T_a

(a) $M = \text{costante}$

β_c

TSFC (kg/h/N)

10 20 30

0

0.1

0.2

0.3

0.4

0.5

M

(b) $T_4 = \text{costante}$

Figura 5.11: Consumo specifico di un turbogetto semplice in volo al variare di c e T_4 .

del propulsore che dipende soprattutto dalle dimensioni delle turbomacchine) del propulsore. Si può ad esempio dedurre che rapporti di compressione relativamente contenuti permettono di avere maggiore

spinta specifica, e quindi sono preferiti quando la leggerezza e il minimo ingombro sono i vincoli progettuali più importanti. Al contrario, nel caso in cui l'economia di combustibile sia il vincolo principale,

occorre piuttosto orientarsi verso propulsori con elevati valori del rapporto di compressione, che massimizzano il rendimento globale (questi valori di ϵ diminuiscono però al crescere di M). È interessante

osservare che in ogni caso è vantaggioso lavorare con valori della temperatura massima del ciclo più elevata possibile.

5.3 Valori tipici dei rendimenti dei componenti di un turbogetto semplice

Nei paragrafi precedenti è stato descritto come calcolare punto per punto il ciclo di un turbogetto semplice

e le sue prestazioni. Per questo bisogna conoscere, come si è visto, i rendimenti dei suoi componenti;

questi valori possono cambiare da propulsore a propulsore, è importante comunque conoscere i loro tipici ordini di grandezza, in modo da potere effettuare valutazioni orientative anche quando questi

parametri non sono noti a priori. Questi valori sono riportati in Tab. 5.1. Osservando i valori riportati

nella tabella si può notare che i valori dei rendimenti adiabatici di diffusore e ugello sono più elevati di

quelli delle corrispondenti macchine rotanti (compressore e turbina, rispettivamente), e sono abbastanza

prossimi all'unità. I rendimenti adiabatici dei componenti in cui il flusso evolve con gradiente di pressione

avverso (compressore e presa dinamica) sono più bassi di quelli dei corrispondenti componenti in cui il flusso evolve con gradiente di pressione favorevole (turbina e ugello). Per quanto riguarda il

combustore, spesso si potrà considerare con buona approssimazione unitario il rendimento della combustione.

Infine i rendimenti meccanici sono in genere elevati, e spesso possono in prima approssimazione essere considerati unitari.

Per quanto riguarda le proprietà del gas, a valle del combustore esse saranno diverse da quelle dell'aria in ingresso sia per le elevate temperature, sia per la diversa composizione chimica dei prodotti

di combustione. In effetti la massa molare dei prodotti di combustione risulta estremamente vicina a quella

dell'aria, per cui il valore della costante del gas resta invariato, mentre occorrerebbe in linea di principio considerare il fatto che c_p (e quindi γ) varia significativamente con la temperatura, cosa che tuttavia non

102 Turbogetto semplice

Componente Rendimento Rendimento Rendimento Rendimento Q_f

Adiabatico Meccanico Combustione Pneumatico MJ/kg

Presa d'aria $d = 0.97$ — — — —

Compressore $c = 0.88$ $m_c = 0.98$ — — —

Combustore — — $b = 0.99$ $p_b = 0.94$ 43

Turbina $t = 0.90$ $m_t = 0.98$ — — —

Ugello $n = 0.98$ — — — —

Tabella 5.1: Valori tipici di rendimenti e proprietà del gas in un turbogetto semplice.

l'aria in ingresso sia per le elevate temperature, sia per la diversa composizione chimica dei prodotti

di combustione. In effetti la massa molare dei prodotti di combustione risulta estremamente vicina a quella

dell'aria, per cui il valore della costante del gas resta invariato, mentre occorrerebbe in linea di principio considerare il fatto che c_p (e quindi γ) varia significativamente con la temperatura, cosa che tuttavia non

è possibile nell'ambito della presente trattazione. In conclusione si ricorda che un valore approssimato del potere calorifico inferiore dei combustibili aeronautici è $Q_f 43\text{MJ/kg}$.

Domande di verifica

5.1 Quali sono le principali differenze tra il ciclo reale di turbina a gas e quello del turbogetto semplice

a punto fisso?

5.2 Disegnare lo schema a blocchi di un turbogetto semplice. Si indichi anche la numerazione secondo

la notazione standard.

5.3 Quali sono i principali 5 componenti che costituiscono un turbogetto? Qual'è il compito di ciascuno

di essi?

5.4 Disegnare nel piano $T - s$ l'evoluzione del flusso in un turbogetto semplice a punto fisso. Si effettui

il disegno per il caso ideale e per quello reale, per assegnati rapporto di compressione, quota e temperatura massima ammissibile.

5.5 Qual'è il componente di un turbogetto che determina il valore massimo ammissibile per la temperatura

di fine combustione?

5.6 Ricavare l'espressione di $f = \dot{m}_f / \dot{m}_a$ per un turbogetto in funzione delle temperature di ingresso e

uscita dal combustore e del potere calorifico del combustibile. Si assumi $f = 1$ e che le proprietà del gas siano costanti ($c_p = \text{cost}$).

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turbogetto semplice 103

5.7 Cosa si intende con rendimento di combustione? e con rendimento pneumatico del combustore?

5.8 Nella maggior parte dei punti che individuano il ciclo di un turbogetto semplice a punto fisso le grandezze totali possono essere considerate coincidenti con quelle statiche. In quale componente tale approssimazione non è corretta, e quindi si considerano le grandezze statiche?

5.9 In un turbogetto semplice (a punto fisso) indicare quale/i componente/i svolgono ciascuna fase del

ciclo di Brayton-Joule.

5.10 Come varia il rendimento termico di un turbogetto semplice a punto fisso al variare della temperatura

massima ammissibile in turbina? e la spinta specifica? e il consumo specifico?

5.11 Come varia il rendimento termico di un turbogetto semplice a punto fisso al variare del rapporto di

compressione? e la spinta specifica? e il consumo specifico?

5.12 In cosa differisce il comportamento di un turbogetto in volo da quello dello stesso turbogetto a punto

fisso?

5.13 Disegnare nel piano $T - s$ l'evoluzione del flusso in un turbogetto semplice in volo. Si effettui il

disegno per il caso ideale e quello reale, per assegnati rapporto di compressione, quota velocità di volo e temperatura massima ammissibile.

5.14 Nella maggior parte dei punti che individuano il ciclo di un turbogetto semplice in volo le grandezze

totali possono essere considerate coincidenti con quelle statiche. In quali componenti tale approssimazione

non è corretta, e quindi si considerano le grandezze statiche?

5.15 In un turbogetto semplice (in volo) indicare quale/i componente/i svolgono ciascuna fase del

ciclo
di Brayton-Joule.

5.16 Quali sono i parametri che misurano l'efficienza di una presa dinamica e come sono definiti?

5.17 Ricavare la relazione tra i due parametri che misurano l'efficienza della presa dinamica.

5.18 Sebbene in entrambi i componenti aumenti la pressione del flusso, la relazione tra punti ideali e

punti reali nel piano $T - s$ è diversa tra presa dinamica e compressore. Quali sono le relazioni tra punti ideali e reali nei due casi? In cosa differiscono? (Nota che qui si intende come punto ideale quello che si otterrebbe se il componente funzionasse idealmente).

5.19 Che relazione c'è tra rendimento globale e consumo specifico di un turbogetto semplice?

5.20 Come si comporta la spinta specifica al variare della temperatura massima ammissibile in turbina

nel caso di un turbogetto in volo? Ed al variare di c ? Quali sono le differenze rispetto al comportamento

a punto fisso?

5.21 Il consumo specifico ha un minimo in funzione di c . Verso quali valori di c (più bassi o più alti)

si sposta il minimo al crescere della velocità di volo?

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

104 Turbogetto semplice

Esercizi svolti

5.1 Si calcoli la spinta generata da un turbogetto operante a punto fisso a livello del mare ($T_a = 288K$

e $p_a = 100 \text{ kPa}$) e il suo consumo specifico. Il turbogetto ha le seguenti caratteristiche: $c = 15.5$, $T_4 = 1500K$, $c = 0.85$, $b = 0.99$, $p_b = 0.98$, $t = 0.92$, $n = 0.97$, l'ugello è convergente e la portata d'aria elaborata dal motore è $\dot{m}_a = 50 \text{ kg/s}$. Si considerino le proprietà del fluido uguali a quelle dell'aria e costanti ($c_p = 1004.5J/(Kkg)$ e $\gamma = 1.4$); inoltre, il potere calorifico del

combustibile è $Q_f = 43.4MJ/kg$.

Si disegna innanzitutto lo schema come in Fig. 5.1 e il ciclo come in Fig. 5.2 con la corretta

5

8

8"8

Figura 5.12: Esercizio 5.1

numerazione delle stazioni. Essendo noti rapporto di compressione e rendimento del compressore:

$$p_3 = c p_2 = 1550 \text{ kPa}$$

$$T_3 = T_a h_1 +$$

-1

$$- 1/c_i = 690.6K$$

Nota quindi la temperatura di fine combustione e i rendimenti in camera di combustione:

$$p_4 = p_b p_3 = 1519 \text{ kPa}$$

$$T_4 = 1500K$$

$$c_p T_3 + b f Q_f = (1+f) c_p T_4 \quad f =$$

$$c_p (T_4 - T_3)$$

$$b Q_f - c_p T_4$$

$$= 0.0196$$

e dal bilancio energetico turbina-compressore, assumendo $m_c = m_t = 1.00$:

$$L_c = m_c m_t L_t = L_t \quad c_p (T_3 - T_a) = (1+f) c_p (T_4 - T_5) \quad T_5 = 1105.1K$$

$$T_{50} = T_4 - (T_4 - T_5)/t = 1070.8K \quad p_5 = p_4 (T_{50}/T_4)$$

$$p_{-1} = 466.9kPa$$

in queste condizioni l'ugello è saturato

$$T_9 = T_8 = T = T_5/(1 + \gamma) = 920.9K \quad u_9 = a = \sqrt{\gamma R T} = 608.3m/s$$

Per calcolare p_8 si considera il punto 800 sull'isobara che passa per 8

$$n = (T_5 - T_8)/(T_5 - T_{800}) \quad T_{800} = 915.2K$$

$$p_8 = p_{800} = p_5(T_{800}/T_5)$$

$$p_{-1} = 241.3kPa$$

Si possono quindi calcolare le prestazioni:

$$F = \dot{m}_a(1 + f)u_8 + (p_8 - p_a)A_8 = 43.98 \text{ kN} \text{ dove } A_8 = \dot{m}_a(1 + f)/(8u_8) = 0.0918m^2$$

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turbogetto semplice 105

La spinta si pu`o anche calcolare direttamente da p_8 e u_8 senza calcolare l'area A_8 :

$$F = \dot{m}_a(1 + f)u_8 +$$

$$p_8 - p_a$$

$$A_8$$

$$= \dot{m}_a(1 + f)u_8 +$$

$$p_8 - p_a$$

$$A_8$$

$$\dot{m}_f = f\dot{m}_a = 0.98 \text{ kg/s} \quad TSFC = \dot{m}_f/F = 0.080 \text{ (kg/h)/N}$$

5.2 Determinare ciclo termodinamico e prestazioni di un turbogetto semplice che opera alla quota $z = 9000m$ ed alla velocit`a $M = 0.8$, con le seguenti caratteristiche: $c = 10$; $T_4 = 1200K$.

Si consideri l'ugello adattato e si assuma: $d = 0.97$, $c = 0.85$, $t = 0.9$, $n = 0.98$, $b = 1.00$, $p_b = 1.00$, $m_c = 0.98$, $m_t = 0.98$, ed inoltre $Q_f = 43.5 \text{ MJ/kg}$.

Si disegna innanzitutto lo schema come in Fig. 5.1 e il ciclo come in Fig. 5.5 con la corretta numerazione

delle stazioni.

Dalle tabelle per l'aria tipo si ottiene per $z = 9000m$:

$$p_a = 30.8kPa; \quad T_a = 229.73K \text{ e quindi } V = \sqrt{MpRT_a} = 243.05m/s$$

avendo considerato per l'aria $\gamma = 1.4$, $\beta = 0.2$ e $R = 287 \text{ J/(Kkg)}$.

Si possono calcolare le condizioni a valle della presa d'aria ($d = 0.97$):

$$T_2 = T_a \left[1 + \frac{\gamma}{2} M^2 \right] = 259.14K$$

$$T_{20} = T_a + d(T_2 - T_a) = 258.25K$$

$$p_2 = p_{20}$$

$$T_a$$

$$-1$$

$$p_a = 46.39 \text{ kPa}$$

Essendo noti rapporto di compressione e rendimento del compressore ($\eta_c = 0.85$):

$$p_3 = c p_2 = 463.93 \text{ kPa}$$

$$T_3 = T_2 \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right]$$

$$-1$$

$$c = 1/\eta_c = 542.87K$$

Nota quindi la temperatura di fine combustione e i rendimenti in camera di combustione ($b = p_b = 1.00$):

$$T_4 = 1200K$$

$$p_4 = p_b p_3 = p_3 = 463.90 \text{ kPa}$$

$$c_p T_3 + b f Q_f = (1 + f) c_p T_4 \quad f =$$

$$c_p (T_4 - T_3)$$

$$b Q_f - c_p T_4$$

$$= 0.0195$$

e dal bilancio energetico turbina compressore (con $m_c = m_t = 0.98$, $t = 0.90$):

$$L_c = m_c m_t L_t \quad c_p (T_3 - T_2) = m_c m_t (1 + f) c_p (T_4 - T_5) \quad T_5 = 942.44K$$

$$T_{50} = T_4 - (T_4 - T_5)/t = 913.83K \quad p_5 = p_4 (T_{50}/T_4)$$

$$p_{-1} = 158.53 \text{ kPa}$$

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

106 Turbogetto semplice

essendo l'ugello adattato ($a_n = 0.98$):

$$p_9 = p_a = 30.8 \text{ kPa}$$

$$T_{90} = T_5 p_9$$

$$p_5^{1-1}$$

$$= 621.88 \text{ K}$$

$$T_9 = T_5 - \eta(T_5 - T_{90}) \quad T_9 = 628.29 \text{ K}$$

$$u_9 = \sqrt{2c_p(T_5 - T_9)} = 842.68 \text{ m/s}$$

Si possono quindi calcolare le prestazioni:

$$F/m \cdot a = (1+f)u_9 - V = 616.0 \text{ m/s}$$

$$TSFC = f/(F/m \cdot a) = 0.114 \text{ (kg/h)/N}$$

$$th =$$

$$(1+f)u_9$$

$$- V_2$$

$$2fQ_f$$

$$= 0.397$$

$$p =$$

$$2[(1+f)u_9 - V]V$$

$$(1+f)u_9$$

$$- V_2 = 0.450 \text{ (con la formula approssimata } p = 0.448)$$

$$o = thp = 0.179$$

Esercizi proposti

5.3 Un turbogetto semplice opera nella seguente situazione:

- Quota di volo $z = 10000 \text{ m}$
- Velocità di volo $M = 0.8$
- Rapporto di compressione del compressore: $c = 20$
- Temperatura massima in turbina: $T_4 = 1400 \text{ K}$
- Potere calorifico del combustibile $Q_f = 43.4 \text{ MJ/kg}$
- $\gamma = 1.4$, $c_p = 1004.5 \text{ J/K} \cdot \text{kg}^{-1}$
- $d = 0.97$
- $c = 0.85$
- $m_c = m_t = b = p_b' = 1.00$
- $t = 0.90$
- $n = 0.98$

Considerando un ugello convergente con sezione di efflusso pari ad $A_e = 0.3 \text{ m}^2$ calcolare: spinta, rendimenti termico, propulsivo e globale e consumo specifico.

$$R. F = 56.12 \text{ kN}, th = 0.427, p = 0.413, o = 0.177, TSFC = 0.112 \text{ kg h}^{-1} \text{ N}^{-1}$$

5.4 Si calcolino il ciclo e le prestazioni di un turbogetto semplice, in condizioni di progetto, che vola

ad una quota di 10000 m , ad una velocità di 200 m/s con $T_{max} = 1500 \text{ K}$ e $c = 12$. Si consideri

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turbogetto semplice 107

l'ugello adattato i valori di calore specifico e costanti e pari a quelli dell'aria ($\gamma = 1.4$, $c_p = 1004.5 \text{ J/K} \cdot \text{kg}$), ugello adattato, f non trascurabile, $Q_f = 43 \text{ MJ/kg}$. Si considerino inoltre i seguenti rendimenti:

- $d = 0.97$
- $c = 0.87$
- $m_c = m_t = 0.99$
- $b = 0.98$
- $p_b = 0.97$
- $t = 0.92$

- $n = 0.99$

R. $I_a = 834.17 \text{ m/s}$, $t_h = 0.488$, $p = 0.332$, $o = 0.162$, $TSFC = 0.103 \text{ kgh}^{-1}\text{N}^{-1}$

5.5 Un turbogetto semplice è in volo alle seguenti condizioni:

- Quota di volo $z = 10000 \text{ m}$
- Velocità $V = 200 \text{ m/s}$
- Rapporto combustibile/aria $f = 0.0278$
- Salto entalpico in turbina $h_4 - h_5 = 217 \text{ kJ/kg}$

Considerando il propulsore dotato di ugello adattato, ed assumendo: $d = 0.97$, $c = 0.85$, $t = 0.9$, $n = 0.98$, $b = 1.00$, $pb = 1.00$, $mc = 0.98$, $mt = 0.98$, ed inoltre $c_p = 1004.5 \text{ J/(kg K)}$, $\gamma = 1.4$,

$Q_f = 43.5 \text{ MJ/kg}$, determinare ciclo e prestazioni.

R. $I_a = 780.3 \text{ m/s}$, $t_h = 0.37$, $p = 0.35$, $o = 0.13$, $TSFC = 0.128 \text{ kgh}^{-1}\text{N}^{-1}$

5.6 Determinare spinta specifica e consumo specifico di un turbogetto al punto di funzionamento di progetto:

- Quota di volo $z = 5000 \text{ m}$
- Velocità $V = 280 \text{ m/s}$
- Rapporto di compressione del compressore $c = 13$
- Temperatura massima di ammissione in turbina $T_4 = 1500 \text{ K}$
- Rendimenti $c = 0.87$, $t = 0.9$, $d = 0.93$, $n = 0.95$, $b = 0.98$, $pb = 0.96$,

e $mc = mt = 1.00$

- $Q_f = 43.5 \text{ MJ/kg}$, $c_p = 1004.5 \text{ J/K kg}^{-1}$, $\gamma = 1.4$
- Ugello convergente

R. $I_a = 702.9 \text{ m/s}$, $TSFC = 0.129 \text{ kgh}^{-1}\text{N}^{-1}$

5.7 Determinare ciclo termodinamico e prestazioni di un turbogetto semplice che opera a punto fisso

nelle seguenti condizioni: $c = 10$, $T_4 = 1200 \text{ K}$. Si effettui il calcolo nelle due ipotesi di ugello adattato ($p_9 = p_a$), e di ugello puramente convergente (quindi numero di Mach di uscita unitario).

Altri dati: $c = 0.85$, $b = 1.00$, $pb = 1.00$, $t = 0.90$, $n = 0.98$, $mc = 0.98$, $mt = 0.98$,

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

108 Turbogetto semplice

$Q_f = 45000 \text{ kJ/kg}$, $c_p = 1004.5 \text{ kJ/kg/K}$, $\gamma = 1.4$.

R.

$T \text{ (K)}$ $p \text{ (kPa)}$

- a) 288.00 100.00
- 3) 556.04 1000.00
- 3) 603.34 1000.00
- 4) 1200.00 1000.00
- 5) 876.09 287.09
- 5) 840.10 287.09
- 8) 730.07 149.51
- 8) 727.09 149.51
- 9) 652.72 100.00
- 9) 648.16 100.00

Il punto 8 è la gola dell'ugello convergente-divergente nel caso adattato, che coincide con la sezione

di efflusso nel caso di ugello convergente.

Caso Grandezza

Convergente $u_8 \text{ (m/s)}$ 541.61

Adattato $u_9 \text{ (m/s)}$ 669.88

Convergente $F/m \cdot a \text{ (m/s)}$ 678.89

Adattato $F/m \cdot a \text{ (m/s)}$ 679.05

Convergente $TSFC \text{ (kgh}^{-1}\text{N}^{-1})$ 0.072570

Adattato $TSFC \text{ (kgh}^{-1}\text{N}^{-1})$ 0.072553

th 0.369320

f 0.013685

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Capitolo 6

Turboreattore a doppio flusso (turbofan)

Le ragioni che hanno portato all'introduzione dei turboreattori a doppio flusso sono legate principalmente

al comportamento del rendimento propulsivo di un turboreattore semplice, per un'assegnata spinta e velocit`a di volo. Nel cap. 3 `e stato osservato che il rendimento propulsivo aumenta al crescere di $m \dot{a}$; si ricorda infatti che:

$$\rho = \frac{1}{1 + \frac{F}{2 \dot{m} V_0}} \quad (6.1)$$

Risulta quindi vantaggioso, come mostrato in Fig. 6.1, ottenere la spinta desiderata mediante una piccola

accelerazione di un'elevata portata d'aria, anzich'`e conferire una maggiore accelerazione ad una piccola

portata d'aria. Il rendimento propulsivo ρ pu`o quindi essere aumentato riducendo la spinta specifica F/mV_0

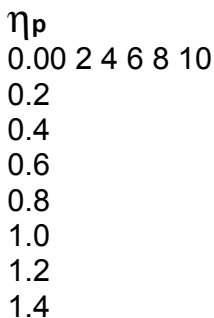


Figura 6.1: Andamento del rendimento propulsivo in funzione della spinta adimensionalizzata.

110 Turboreattore a doppio flusso (turbofan)

$F/m \dot{a}$, e cioe`, a parita` di spinta, aumentando la portata d'aria trattata e diminuendo la velocit`a di efflusso.

Tuttavia, la riduzione della spinta specifica ha i suoi costi:

- In termini di peso: bisogna infatti considerare compressori, combustori e turbina in grado di elaborare una maggiore portata d'aria, e quindi pi`u pesanti.
- In termini di rendimento del ciclo termodinamico. Ridurre u_e comporta infatti una riduzione del lavoro utile per unit`a di massa prodotto dal ciclo. Ci`o si pu`o realizzare in due modi:
 - con lo stesso c e minore θ , il che comporta una riduzione di th .
 - con lo stesso θ ed un valore di c che si allontaner`a da quello di massimo rendimento, cosa che comporta quindi una riduzione di th .

Per evitare di penalizzare il ciclo base (th), una possibilit`a `e quella di estrarre parte dell'energia disponibile a valle della turbina di un turbogetto semplice allo scopo di muovere una seconda turbina

che a sua volta conferisce potenza ad un secondo flusso d'aria. E' questo il principio che viene sfruttato,

pur se in modo differente, sia nei turboreattori a doppio flusso che nei turboelica. In un turbofan quindi l'energia disponibile all'uscita della turbina non viene utilizzata tutta per accelerare il fluido propulsivo, ma in parte viene utilizzata in una seconda turbina che muove una ventola (fan) che permette di impartire una limitata compressione ad un'altra corrente d'aria (fluido secondario), poi accelerata in un ugello. In questa maniera si evita anche che tutta la portata d'aria debba passare attraverso le turbomacchine (compressore e turbina), il cui peso pu' quindi essere contenuto a valori simili a quelli del corrispondente turbogetto semplice. A differenza del turboelica, l'aria secondaria nel turbofan passa all'interno del motore, sebbene non attraverso il gruppo generatore di gas caldi. La portata secondaria contribuisce alla spinta in quanto, dopo essere stata compressa dal fan, pu' essere espansa fino alla pressione ambiente e cos' accelerata a velocit'a maggiori di quella di volo, fornendo quindi il proprio contributo alla spinta. Poich' e il flusso primario passa attraverso il combustore raggiungendo cos' temperature elevate, esso `e anche detto caldo, in contrapposizione al flusso secondario detto anche freddo in quanto non alimenta alcun processo di combustione.

La presenza di due flussi distinti genera la possibilit'a di diverse configurazioni. Tra esse la principale distinzione `e quella tra turbofan a flussi separati e turbofan a flussi associati.

6.1 Turbofan a flussi separati

Una rappresentazione schematica di un turbofan a flussi separati `e illustrata in Fig. 6.2. A valle del diffusore (D) comune all'intera portata d'aria (principale e secondaria), si trovano uno o pi'u stadi di

compressore che costituiscono il fan (F) e sono attraversati anch'essi dall'intera portata d'aria. Si raggiungono

cos' le condizioni indicate dalle stazioni 21 per il flusso principale e 13 per il flusso secondario (si ricordi la notazione introdotta all'inizio del cap. 5). Infatti da questo punto in poi i due flussi seguono

percorsi diversi. In particolare il flusso secondario non verr'a ulteriormente compresso e quindi le condizioni

a valle del fan sono quelle a valle dell'ultimo compressore per il flusso secondario (13). Il flusso primario verr'a invece ulteriormente compresso dal compressore (C) che sviluppa un rapporto di compressione

ben superiore a quello del fan, ed `e quindi caratterizzato da pi'u stadi. Di conseguenza, per il flusso primario si pu' considerare una prima compressione che ha luogo nel fan (che porta alle condizioni

21 intermedie tra quelle prima del primo compressore e quelle a valle dell'ultimo compressore)

Universit'a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turboreattore a doppio flusso (turbofan) 111

ed un secondo compressione, che opera sulla sola portata primaria. Questa portata primaria evolve successivamente

come nel turbogetto semplice fino alla stazione 41, cio' e fino all'uscita dalla prima turbina.

La prima turbina `e infatti quella che fornisce la potenza necessaria a muovere il compressore C. A valle

della prima turbina i gas combusti, ad alta temperatura, ed a pressione ancora superiore a quella atmosferica,

vengono ulteriormente espansi nella seconda turbina, la quale fornisce la potenza necessaria a muovere il fan. Soltanto a valle della seconda turbina il flusso principale verrà accelerato nell'ugello,

sfruttando la frazione di potenza utile ancora disponibile.

Anche il flusso secondario, a valle del fan, può essere accelerato in un ugello. Sebbene in Fig. 6.2b l'ugello del flusso secondario sia posizionato lontano dal fan, spesso, soprattutto nel caso di elevate portate di flusso secondario, per risparmiare peso l'ugello del getto secondario è posizionato appena a valle del fan.

C T T

3 B 4
a D
N
1 F
2
13 17 19
21
N
5 7
9
41

(a) Rappresentazione schematica

(b) Sezione (da [12])

Figura 6.2: Rappresentazione schematica e sezione di un turbofan a flussi separati.

Per studiare il comportamento del turbofan bisogna quindi introdurre ulteriori parametri rispetto al caso del turbogetto semplice. Infatti oltre alla portata d'aria primaria, ora indicata con \dot{m}_{a1} , bisognerà

Universit' di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
112 Turboreattore a doppio flusso (turbofan)

considerare anche la portata d'aria secondaria \dot{m}_{a2} , od il loro rapporto, detto rapporto di bypass:

$BPR =$

$$\frac{\dot{m}_{a2}}{\dot{m}_{a1}}$$

(6.2)

nonch'è il rapporto di compressione fornito dal fan, che verrà indicato con f .

6.1.1 Calcolo del Ciclo

Le condizioni termodinamiche del flusso principale e del flusso secondario possono essere rappresentate

anche in questo caso nel piano $T - s$. In Fig. 6.3 è riportato il caso più generale del ciclo reale di un

turbofan a flussi separati, in volo. Nell'esaminare l'evoluzione nel piano $T - s$ è importante ricordare

che le diverse trasformazioni si riferiscono a portate di fluido evolvente diverso.

a
0a
3
4' 4
5'
5≡7
9' 9
3'
V 2 2

$2C_p$
 U_e
 2
 $2C_p$
 $21 \equiv 13'$
 $2'$
 19
 $21 \equiv 13$
 $19'$
 $41' 41$

T

S

Figura 6.3: Evoluzione termodinamica dei flussi primario e secondario in un turbofan a flussi separati.

Si analizzano di seguito le diverse trasformazioni riportate in Fig. 6.3 per ottenere le condizioni in corrispondenza di ciascuna stazione all'interno del propulsore.

Presa dinamica Le condizioni nel punto 2 si calcolano come nel caso del turbogetto semplice, (5.29),

(5.30) oppure (5.32). Tali condizioni dipendono infatti solo dalla velocità di volo e dal rendimento della

presa dinamica. La trasformazione è riportata in Fig. 6.3, dove, come nel caso del turbogetto semplice,

sono riportati anche il punto $0a$ e il punto $2o$. Si ricorda che questa trasformazione riguarda entrambi i

flussi, principale e secondario.

Fan (o compressore di bassa pressione) La trasformazione che va dal punto 2 al punto 21 13 corrisponde a quella che si ha attraverso il fan, cioè è un compressore attraverso cui passa l'intera portata

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turboreattore a doppio flusso (turbofan) 113

(principale più secondaria) e che fornisce un (contenuto) rapporto di compressione f . Essa pertanto viene calcolata come nel caso del compressore del turbogetto semplice e del turbogas. La potenza necessaria ad ottenere il desiderato rapporto di compressione f è data da:

$$L \cdot f =$$

$$1$$

$$mf$$

$$(\dot{m}_{a1} + \dot{m}_{a2}) \cdot (h_{21} - h_2) \quad (6.3)$$

avendo introdotto il rendimento meccanico del fan (analogo al rendimento meccanico del compressore

introdotto per il turbogetto semplice). Esprimendo il salto di entalpia in termini di salto di temperatura

si ha

$$L \cdot f =$$

$$1$$

$$mf$$

$$c_p m_{a1} (1 + BPR) \cdot (T_{21} - T_2) \quad (6.4)$$

dove la portata secondaria è stata espressa attraverso il rapporto di bypass BPR . Come nel caso del compressore, il salto entalpico può essere messo in relazione al rapporto di compressione attraverso il

rendimento adiabatico del fan f :

$$f =$$

$$L_{of}$$

$$L_f$$

$$=$$

$$T_{21o} - T_2$$

$$T_{21} - T_2$$

(6.5)

con

$$f =$$

$$p_{21}$$

$$p_2$$

$$= T_{210}$$

$$T_2 !$$

$$-1$$

(6.6)

Tramite queste relazioni si possono dunque calcolare le condizioni in 21 13 in funzione di f e f :

$$p_{21} = p_{13} = p_2 f \quad (6.7)$$

$$T_{21} = T_{13} = T_2 0 @1 +$$

$$-1$$

$$f - 1$$

$$f 1A \quad (6.8)$$

Compressore (o compressore di alta pressione) Il compressore di alta pressione è dello stesso tipo di quelli considerati nello studio del turbogetto semplice, in quanto attraverso di esso passa soltanto la

portata d'aria principale. Occorre sottolineare che nel turbofan le condizioni a monte del compressore

sono caratterizzate da temperature e pressioni più elevate (rispetto al turbogetto semplice) a causa della

compressione già operata attraverso il fan. Il rapporto di compressione del compressore è ancora indicato

come:

$$c =$$

$$p_3$$

$$p_{21}$$

(6.9)

Spesso si parla anche di rapporto di compressione complessivo del turbofan:

$$f c =$$

$$p_3$$

$$p_2$$

(6.10)

e di un rapporto di compressione globale (overall) del ciclo turbofan, comprensivo anche del contributo

alla compressione della presa dinamica $d = p_2/p_a$:

$$o = d f c =$$

$$p_3$$

$$p_a$$

(6.11)

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

114 Turboreattore a doppio flusso (turbofan)

Si indicherà ancora con c il rendimento del compressore, per cui per le condizioni in uscita si trova facilmente

$$p_3 = p_{21} c \quad (6.12)$$

$$T_3 = T_{210} @1 +$$

$$-1$$

$$\frac{c-1}{c} \dot{m}_c \quad (6.13)$$

e per la potenza assorbita si avrà:

$$\begin{aligned} & \dot{m}_c \\ & = \dot{m}_{a1} \\ & \frac{L_c}{\dot{m}_c} \\ & = \dot{m}_{a1} \\ & c_p (T_3 - T_{21}) \\ & \quad (6.14) \end{aligned}$$

Combustore Il combustore viene studiato come nel caso del turbogetto semplice. Si osserva che poiché è soltanto il flusso principale attraverso il combustore, il rapporto combustibile/aria, o di diluizione,

f , si scrive relativamente alla portata d'aria principale \dot{m}_{a1} :

$$\begin{aligned} f &= \\ & \frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_{a1}} \\ & \quad (6.15) \end{aligned}$$

Esso può ancora essere determinato dalla (5.9), mentre la pressione in uscita dal combustore, noto il suo

rendimento pneumatico, è ancora esprimibile tramite la (5.10).

Turbina del compressore (turbina di alta pressione) Per calcolare le condizioni a valle della turbina

di alta pressione, quella cioè che fornisce potenza al compressore, si sfrutta l'equazione di bilancio della

potenza:

$$\begin{aligned} \dot{m}_t (\dot{m}_{a1} + \dot{m}_f) c_p (T_4 - T_{41}) &= \\ \dot{m}_c \dot{m}_{a1} c_p (T_3 - T_{21}) & \quad (6.16) \end{aligned}$$

In questa relazione, che può essere indicata come bilancio HPC-HPT (compressore alta pressione / turbina alta pressione), è stato introdotto il rendimento meccanico della turbina, e si è tenuto conto della diversa portata elaborata dalla turbina rispetto al compressore a causa dell'iniezione della

portata di combustibile \dot{m}_f . Il primo membro rappresenta la potenza sviluppata dalla turbina di alta pressione

utilizzabile (al netto cioè delle perdite meccaniche), ed il secondo la potenza all'albero richiesta dal compressore. Questa relazione permette di calcolare la temperatura all'uscita di tale turbina (punto 41)

come:

$$\begin{aligned} T_{41} &= T_4 - \\ & \frac{1}{\eta_{mc} \eta_{mt}} \\ & \frac{1}{1+f} \\ & (T_3 - T_{21}) \quad (6.17) \end{aligned}$$

Per calcolare anche la pressione si può introdurre, come di consueto, il rendimento adiabatico della turbina η_t da cui si può ottenere il lavoro ideale e di conseguenza la T_{41} e, dalle relazioni isentropiche,

p_{41} . Si ha quindi

$$T_4 - T_{41} = \eta_t (T_4 - T_{041}) = \eta_t T_4 \frac{p_{41}}{p_4}$$

p_4^{-1}

35 (6.18)

da cui si ricava la pressione all'uscita della turbina di alta pressione

$$p_{41} = p_4 \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{V_4^2}{a_4^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

$$1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{V_4^2}{a_4^2}$$

t

$^{-1}$

(6.19)

Universit'a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turboreattore a doppio flusso (turbofan) 115

Si osservi che i rendimenti adiabatico e meccanico di questa turbina sono stati semplicemente indicati

come t e mt , mentre essendoci due turbine, sarebbe pi'u corretto indicarli come $t_{,1}$ e $mt_{,1}$, per distinguerli

da quelli della turbina di bassa pressione, da indicare come $t_{,2}$ e $mt_{,2}$. Si assume per'o per semplicit'a che le due turbine abbiano eguali rendimenti.

Turbina del fan (turbina di bassa pressione) Il calcolo delle condizioni a valle della turbina del fan pu' essere effettuato analogamente a quello della turbina di alta pressione. Bisogna per'o in questo

caso considerare il bilancio LPC-LPT (compressore bassa pressione o fan / turbina bassa pressione);

eguagliando la potenza fornita dalla turbina di bassa pressione alla potenza richiesta dal fan si ha :

$$m_t (\dot{m}_{a1} + \dot{m}_f) c_p (T_{41} - T_5) = (\dot{m}_{a1} + \dot{m}_{a2})$$

$$c_p (T_{13} - T_2)$$

m_f

(6.20)

dove si ricorda che $T_{13} = T_{21}$, ed `e stato introdotto ancora una volta il rendimento meccanico della turbina, che in generale potr'a essere diverso da quello della turbina di alta pressione (nel qual caso occorre indicarlo come $mt_{,2}$). Analogamente, il rendimento adiabatico della turbina, necessario per calcolare le condizioni a valle della turbina, in generale potr'a assumere valori diversi rispetto al caso

della turbina di alta pressione (occorre allora indicarlo come $t_{,2}$). `e importante osservare che, nonostante

il rapporto di compressione del fan f sia ben pi'u piccolo di quello del compressore c , la potenza assorbita dal fan pu' essere comunque notevole proprio per la diversa portata d'aria elaborata.

Anche

nella Fig. 6.3 bisogner'a ricordare che il salto entalpico attraverso la turbina di bassa pressione sar'a pi'u

elevato di quello che si ha attraverso il fan, vista la diversa portata cui essi si riferiscono. Dalla (6.20) si

ricava dunque la temperatura all'uscita della turbina di bassa pressione come

$$T_5 = T_{41} -$$

$\frac{1}{m_f m_t}$

$$\frac{1}{1 + BPR}$$

$$\frac{1}{1 + f}$$

$$(T_{13} - T_2) \quad (6.21)$$

Per ricavare la pressione p_5 occorre prima ricavare la temperatura ideale T_{05} attraverso il rendimento

adiabatico della turbina

$$T_{41} - T_5 = t (T_{41} - T_{05}) = t T_{41} \left(\frac{T_{05}}{T_{41}} - 1 \right)$$

p_{41}^{-1}

35) (6.22)

dalla quale si pu'ò esplicitare appunto la pressione di uscita

$$p_5 = p_4 \left(\frac{T_5}{T_4} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

$$(6.23)$$

Normalmente si adottano turbine separate per azionare il compressore di alta pressione ed il fan. Questo perch'è il fan, dovendo elaborare una portata maggiore, presenter' a pale pi'ù ben lunghe rispetto

al compressore. 'è quindi opportuno farlo ruotare ad una velocit' a pi'ù bassa rispetto al compressore, per

contenere gli sforzi dovuti alla forza centrifuga. Si adotta quindi tipicamente una configurazione twin-

spool, con due alberi coassiali, quello interno che collega la turbina di alta pressione al compressore, e

che ruota a velocit' a elevata, e quello esterno che collega la turbina di bassa pressione al fan, che ruota a

velocit' a minore. 'è tuttavia in linea di principio anche possibile adottare una singola turbina per ambedue

gli organi. In tal caso il bilancio di potenza risulta

$$\dot{m}_t (c_p (T_4 - T_5)) = (\dot{m}_{a1} + \dot{m}_{a2})$$

$$c_p (T_{13} - T_2)$$

\dot{m}_f

$$+ \dot{m}_{a1}$$

$$c_p (T_3 - T_{21})$$

\dot{m}_c

$$(6.24)$$

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

116 Turboreattore a doppio flusso (turbofan)

dalla quale si ricava la temperatura in uscita dalla turbina

$$T_5 = T_4 -$$

$\frac{1}{\eta_t}$

$$\frac{\dot{m}_t (1 + f) (1 + BPR)}{\dot{m}_f}$$

$$(T_{13} - T_2)$$

+

\dot{m}_c

$$(T_3 - T_{21})$$

$$\# (6.25)$$

Per ricavare la pressione in uscita, si ricorre ancora al rendimento adiabatico della turbina per identificare

la temperatura ideale T_{05}

$$T_4 - T_5 = \eta_t (T_4 - T_{05}) = \eta_t T_4 \left(\frac{p_5}{p_4} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

$$(6.26)$$

$$(6.26)$$

dalla quale si ricava poi la pressione in uscita come

$$p_5 = p_4 \left(\frac{T_5}{T_4} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

$$(6.27)$$

η_t

$\frac{\gamma}{\gamma-1}$

$$(6.27)$$

Ugello del flusso principale Il flusso principale, dopo aver effettuato la seconda espansione in turbina,

dovr' a avere ancora pressione pi'ù elevata di quella ambiente per poter generare un getto che viene espanso

fino alla pressione p_9 , e quindi espulso a velocità u_9 (la velocità di efflusso si riferisce alla stazione 9).

Si ottiene quindi, come per il turbogetto semplice (si ricordi che le stazioni 5 e 7 coincidono):

$$u_9 = \sqrt{2(h_7 - h_9)} = \sqrt{2c_p(T_7 - T_9)} = \sqrt{2c_p T_7 \left[\frac{p_7}{p_9} \right]^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - p_9}$$

$$p_7^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$$

$$(6.28)$$

essendo la temperatura d'uscita esprimibile come

$$T_9 = T_7 - \eta(T_7 - T_{90}) = T_7 \left[1 - \eta \left(1 - \frac{p_7}{p_9} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]$$

$$1 - \eta \left(1 - \frac{p_7}{p_9} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

$$p_7^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$$

$$(6.29)$$

$$(6.29)$$

$$(6.29)$$

Nel caso di ugello primario adattato sarà $p_9 = p_a$. Notiamo che anche per gli ugelli andrebbero a rigore

distinti i valori dei rendimenti adiabatici dei due organi, da indicarsi come $\eta_{n,1}$ per l'ugello primario, e $\eta_{n,2}$ per quello secondario. Non viene tuttavia qui introdotta tale distinzione per non appesantire la notazione.

Ugello del flusso secondario Il flusso secondario, nelle condizioni di pressione e entalpia totale raggiunte

a valle del fan, viene espanso attraverso l'ugello secondario. La velocità di efflusso u_{19} è calcolata al solito come:

$$u_{19} = \sqrt{2(h_{17} - h_{19})} = \sqrt{2c_p(T_{17} - T_{19})} = \sqrt{2c_p T_{17} \left[\frac{p_{17}}{p_{19}} \right]^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - p_{19}}$$

$$p_{17}^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$$

$$(6.30)$$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turboreattore a doppio flusso (turbofan) 117

dove con 17 sono state considerate le condizioni a monte dell'ugello, che coincidono con quelle a valle

del fan (13 17). La temperatura in uscita si ricava infatti dalla

$$T_{19} = T_{17} - \eta(T_{17} - T_{190}) = T_{17} \left[1 - \eta \left(1 - \frac{p_{17}}{p_{19}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]$$

$$1 - \eta \left(1 - \frac{p_{17}}{p_{19}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

$$p_{17}^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$$

$$(6.31)$$

$$(6.31)$$

$$(6.31)$$

Nel caso di ugello secondario adattato sarà $p_{19} = p_a$.

6.1.2 Prestazioni

La spinta si ottiene come somma dei contributi dovuti a ciascuno dei due flussi:

$$F = F_1 + F_2 = \dot{m}_{a1} (1 + f) u_9 - V_0 + (p_9 - p_a) A_9 + \dot{m}_{a2} [u_{19} - V_0 + (p_{19} - p_a) A_{19}] \quad (6.32)$$

e nel caso in cui entrambi gli ugelli siano adattati (oppure si consideri per ciascun getto la corrispondente

velocità di efflusso equivalente) si ottiene

$$F = \dot{m}_{a1} (1 + f) u_9 - V_0 + BPR [u_{19} - V_0] + \dot{m}'_{a1} [u_9 - V_0 + BPR [u_{19} - V_0]] \quad (6.33)$$

dove nel secondo passaggio è stata considerata trascurabile la portata di combustibile rispetto a quella

primaria. Dall'espressione della spinta e dalla considerazione della potenza del getto come somma di

quelle relative a ciascun getto si ottengono le seguenti relazioni:

$$\eta_{th}$$

$$\eta_{th} = \frac{F}{\dot{m}_{a1} (1 + f) u_9 - V_0 + BPR [u_{19} - V_0] + \dot{m}'_{a1} [u_9 - V_0 + BPR [u_{19} - V_0]]}$$

$$\eta_{th} = \frac{F}{\dot{m}_{a1} (1 + f) u_9 - V_0 + BPR [u_{19} - V_0] + \dot{m}'_{a1} [u_9 - V_0 + BPR [u_{19} - V_0]]}$$

$$\begin{aligned}
 & - V_2 \\
 & 0 + BPR \square u_2 \\
 & 19 - V_2 \\
 & 0 \ 2f \ Q_f \\
 & \text{Rendimento propulsivo } p = \\
 & 2 \ V_0 \ (1 + f) \ u_9 - V_0 + BPR \square \ u_{19} - V_0 \ (1 + f) \ u_{29} - V_2 \\
 & 0 + BPR \square u_2 \\
 & 19 - V_2 \\
 & 0
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \text{Rendimento globale } o = \\
 & V_0 \ (1 + f) \ u_9 - V_0 + BPR \square u_{19} - V_0 \quad f \ Q_f \\
 & \text{Spinta specifica } l_a = (1 + f) \ u_9 - V_0 + BPR \square u_{19} - V_0 \ 1 + BPR \\
 & \text{Consumo specifico } TSFC = \\
 & f \\
 & (1 + f) \ u_9 - V_0 + BPR \square u_{19} - V_0
 \end{aligned}$$

(6.34)

Tutte queste espressioni sono anch'esse semplificabili introducendo l'approssimazione $f \ll 1$. È opportuno

sottolineare che la spinta specifica è stata definita come rapporto tra spinta e portata d'aria complessivamente elaborata, ed è quindi il rapporto tra la spinta F e l'intera portata d'aria $m \cdot a_1 + m \cdot a_2$.

Si può a questo punto analizzare il comportamento degli indici di prestazione al variare dei parametri di progetto.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
118 Turboreattore a doppio flusso (turbofan)

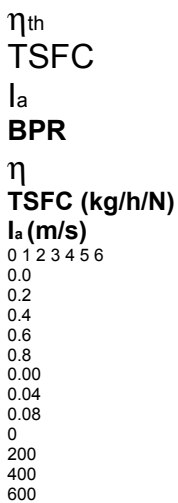


Figura 6.4: Rendimento termico, TSFC, e spinta specifica in funzione del BPR per un turbofan a flussi separati con $f = 1.5$; $c = 20$; $T_a = 290K$; $T_4 = 1400K$; $M = 0.0$.

BPR
TSFC / TSFC₀
u₉/u₁₉
0 5 10
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1
0
1

2
3
4
5
6
7
8
9
10
11

$\beta_i=1.2$
 $\beta_i=1.3$
 $\beta_i=1.5$
 $\beta_i=1.7$
 $\beta_i=2.0$
 $\beta_i=2.5$
 $\beta_i=3.0$

β_i

u_9/u_{19}

TSFC

Figura 6.5: TSFC, e rapporto u_9/u_{19} al variare di f e del *BPR* per un turbofan a flussi separati con $c = 20$; $T_a = 290K$; $T_4 = 1400K$; $M = 0.0$.

Effetto del BPR a Punto Fisso Innanzitutto si considera il comportamento a punto fisso, e in particolare

l'effetto del *BPR*. Nel caso del turbogetto a doppio flusso, la spinta specifica è come detto riferita all'intera portata $\dot{m}_1 + \dot{m}_2$. Essa è quindi pari al valore medio della velocità di eiezione dei due flussi,

pesato con la relativa portata. Al crescere di *BPR*, fissato f , la spinta specifica quindi diminuisce (Fig. 6.4), poiché passa dal valore $u_{9,0}$ che si ottiene sfruttando l'intero lavoro utile $c_p(T_{41} - T_9)$ disponibile

a valle della turbina primaria quando *BPR* = 0, a valori intermedi tra u_9 (che si riduce con *BPR*

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turboreattore a doppio flusso (turbofan) 119

a causa del ridotto salto entalpico disponibile) e u_{19} . È interessante notare che per assegnati rapporti

di compressione di compressore e fan, ed assegnata temperatura massima del ciclo, il rapporto F/\dot{m}_1

(spinta specifica riferita alla sola portata primaria) cresce invece con *BPR* fino a raggiungere un massimo

in condizioni prossime al massimo *BPR* ottenibile (cio' è quello che si ottiene destinando tutta la potenza utile al fan e riducendo cos'ì a zero il salto entalpico disponibile per l'ugello primario).

Infatti

con tali ipotesi u_{19} rimane costante e F/\dot{m}_1 è costituito da due termini il primo dei quali, u_9 , decrescente

con *BPR* secondo una relazione del tipo $pa - b \text{ BPR}$ e il secondo lineare con *BPR*.

Nelle stesse ipotesi f resta costante e, di conseguenza, $TSFC = f/(F/\dot{m}_1)$ diminuisce con *BPR* fino ad un minimo per valori di *BPR* elevati, vedi Fig. 6.4. La Fig. 6.5 mostra che il minimo di TSFC si

ha quando $u_9/u_{19} < 1$ (il valore teorico è 0.5 nel caso ideale), quindi quando u_9 è circa la metà di u_{19} .

Il minimo si sposta verso valori più piccoli di *BPR* al crescere di f . Si ricorda anche che il massimo valore ammissibile per *BPR* è limitato dal lavoro utile, una volta fissati f e c

(1).

Ancora, sotto le ipotesi avanzate sopra, il rendimento termodinamico è costante nel caso ideale al variare di *BPR* (infatti dipende solo dal rapporto di compressione totale f_c). Nel caso reale, riportato in Fig. 6.4, si osserva invece una lieve diminuzione con il *BPR*, dovuta al minor rendimento del ciclo

nel caso (turbofan) in cui il lavoro utile viene convertito in energia cinetica passando per turbina di

bassa
 pressione, fan ed ugello secondario (ognuno introducendo le sue perdite) , rispetto al caso
 (turbogetto
 semplice) in cui esso viene direttamente convertito in energia cinetica in un ugello.

η_{th}

η_o

η_{TSFC}

I_a

BPR

η

TSFC (kg/h/N)

I_a (m/s)

0 1 2 3 4 5 6 7

0.0

0.2

0.4

0.6

0.8

0.00

0.04

0.08

0

200

400

600

Figura 6.6: Prestazioni di un turbofan a flussi separati al variare di **BPR** con $f = 1.5$;
 $c = 20$; $T_a = 250K$; $T_4 = 1400K$; $M = 0.8$.

Effetto del BPR in Volo Il comportamento in volo è qualitativamente analogo per quanto riguarda
 η_{th} ,

TSFC e I_a , vedi Fig. 6.6. In questo caso si possono considerare anche i rendimenti propulsivo e
 globale

(che invece sono ovviamente nulli a punto fisso). Sempre a causa del fatto che la potenza dissipata
 è proporzionale al quadrato della differenza tra velocità di efflusso e velocità di volo, il
 rendimento

in realtà il massimo valore ammissibile di **BPR** è anche legato alle dimensioni del propulsore (il cui diametro
 evidentemente

crece all'aumentare del **BPR**) che hanno anche conseguenze sulla configurazione dell'aereo, come per esempio sui
 carrelli.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

120 Turboreattore a doppio flusso (turbofan)

propulsivo è massimo agli elevati **BPR**. Infatti p dipende da quanto le velocità di efflusso u_{19} e u_9
 differiscono dalla velocità di volo V_0 e, fissata u_{19} , p aumenta se si riduce u_9 (che così si avvicina
 a V_0)

e ciò è se si aumenta **BPR**. Il comportamento del rendimento globale può essere dedotto da quello
 del consumo specifico, ricordando la relazione $\sigma = V_0 / (Q_f TSFC)$ e che nel caso di Fig. 6.6 V_0 è
 assegnata.

6.2 Turbofan a Flussi Associati

In un turbofan a flussi separati, all'ingresso dei rispettivi ugelli i due getti sono caratterizzati da
 temperature

diverse. Poiché, a parità di salto di pressione, la velocità di efflusso è proporzionale alla radice
 quadrata della temperatura totale del flusso, si può cercare di aumentare la temperatura del flusso
 secondario

sfruttando l'elevata temperatura di quello primario. Questo principio è alla base del concetto
 del turbofan a flussi associati, il quale, ridistribuendo tra i due flussi non solo il lavoro utile ma
 anche

l'energia termica, permette di ottenere prestazioni superiori rispetto al caso del turbofan a flussi
 separati,

anche se questo vantaggio deve essere valutato considerando anche il peso aggiuntivo implicato in
 questa

soluzione (dovuto alla presenza di una camera di miscelazione, e di condotti per il flusso secondario alquanto pi`u lunghi rispetto alla soluzione a flussi separati).

In un turbofan a flussi associati il flusso freddo, dopo essere stato compresso nel fan, viene miscelato

con quello caldo che esce dalla turbina (Fig. 6.7). Nello schema `e presente un nuovo componente, la

camera di miscelazione M, dove i due flussi vengono miscelati prima di essere espansi in un unico ugello. Prima di passare ad esaminare il ciclo, `e importante sottolineare che per questo configurazione

sussiste un vincolo aggiuntivo, rispetto al caso del turbofan a flussi separati. Infatti all'ingresso della

camera di miscelazione i due flussi devono avere la stessa pressione statica (altrimenti il flusso a pi`u alta

pressione tenderebbe a risalire il condotto del flusso a pressione pi`u bassa). Questo comporta, come si

vedr`a, che in fase di progetto f e BPR non possono essere scelti entrambi arbitrariamente.

6.2.1 Calcolo del ciclo

Il calcolo della prima parte del ciclo, fino alla sezione 5 per il flusso primario ed alla sezione 13 per quello secondario, (Fig. 6.8), per un assegnato valore di f , pu`o essere svolto come nel caso del turbofan

a flussi separati. Per analizzare le differenze, bisogna studiare la camera di miscelazione.

Camera di Miscelazione Per calcolare le condizioni a valle della camera di miscelazione dei due flussi, e le conseguenze sulle scelte progettuali del turbofan a flussi associati, bisogna ricordare due relazioni. La prima richiede che i due flussi (considerati come al solito monodimensionali, per cui tutte

le grandezze sono assunte uniformi su una sezione trasversale dei rispettivi condotti), abbiano come detto la stessa pressione all'ingresso in camera di miscelazione:

$$p_{13} = p_5 \quad (6.35)$$

La seconda condizione `e la conservazione dell'energia, che si pu`o esprimere imponendo che l'entalpia

totale resti costante (essendo il flusso nella camera di miscelazione sostanzialmente adiabatico), e cio`e

che l'entalpia totale dei flussi entranti nella camera di miscelazione deve essere pari a quella del flusso

miscelato uscente:

$$(\dot{m}_{a1} + \dot{m}_f) h_{05} + \dot{m}_{a2} h_{013} = (\dot{m}_{a1} + \dot{m}_{a2} + \dot{m}_f) h_{06} \quad (6.36)$$

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turboreattore a doppio flusso (turbofan) 121

C T
3 B 4
a D
F
1
2
13
21
T N 9
41 5 M 6=7

(a) Rappresentazione schematica

(b) Sezione (da [12])

Figura 6.7: Rappresentazione schematica e sezione di un turbofan a flussi associati.

avendo indicato come stazione 6 quella a valle della camera di miscelazione. In una trattazione accurata bisogna tener conto anche delle velocità dei due flussi, le quali hanno un'importante influenza sull'evoluzione del flusso in camera di miscelazione. In una trattazione semplificata, e ricordando che si sta sempre studiando il funzionamento in condizioni di progetto e quindi si ha la libertà di imporre alcuni vincoli, si può adottare l'ipotesi che le velocità dei due flussi siano relativamente piccole in camera di miscelazione, dove quindi i valori delle grandezze statiche e di quelle di ristagno possono essere considerati sostanzialmente uguali. Sotto tale ipotesi la (6.35) vale per le pressioni totali e quindi determina p_5 una volta assegnato f :

$$p_{13} = f p_2 = p_5 = p_4 (T_{50}/T_4)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (6.37)$$

Inoltre si può adottare l'ipotesi di miscelazione *ideale*, che avviene cioè senza perdite di pressione totale, per cui

$$p_6 = p_5 = p_{13} \quad (6.38)$$

È evidente che la (6.37) pone un limite alla potenza che può essere estratta dalla turbina del fan. Infatti,

considerando per semplicità un'unica turbina che muove sia il compressore sia il fan, il bilancio energetico si esprime come:

$$\dot{m}_{a1} c_p (T_3 - T_2) + \dot{m}_{a2} c_p (T_{13} - T_2) = (\dot{m}_{a1} + \dot{m}_{a2}) c_p (T_4 - T_5) \quad (6.39)$$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
122 Turboreattore a doppio flusso (turbofan)

$a=2$

3

4' 4

5'

5

9' 9

3'

$6=7$

U_e

2

$2C_{21} \approx 13 p$

$21 \approx 13$

m_{a2}

m_{a1}

$m_{a1} + m_{a2}$

T

S

Figura 6.8: Evoluzione termodinamica dei flussi primario e secondario in un turbofan a flussi associati a punto fisso.

che per assegnati valori dei rendimenti, dei rapporti di compressione di fan e compressore, della temperatura

massima del ciclo e delle condizioni di volo, può essere utilizzata per calcolare l'unica grandezza libera rimasta, e cioè è il **BPR** (tale relazione sarà esplicitata nel paragrafo seguente, sempre per il caso

di turbina unica per compressore e fan). Ovviamente si può ricorrere alla stessa equazione nel caso in

cui, assegnato **BPR**, si voglia determinare il valore di uno degli altri parametri di progetto, per esempio

f . Quindi dall'analisi in condizioni di progetto di un turbofan a flussi associati si evince che:

- Se si assegna **BPR**, affinché sia soddisfatta l'eguaglianza $p_5 = p_{13}$, il valore di f non può essere assegnato arbitrariamente, ma deve essere calcolato.
- Viceversa, se si assegna f , affinché sia soddisfatta tale eguaglianza, il valore di **BPR** non può

essere assegnato arbitrariamente, ma deve essere calcolato.

Le condizioni di temperatura a valle del mescolamento dei due flussi possono essere ricavate dal bilancio

entalpico (6.36) del miscelatore, nel quale è lecito approssimare le entalpie totali con quelle statiche,

grazie alle basse velocità in gioco:

$$(m \dot{a}_1 + m \dot{f}) h_5 + m \dot{a}_2 h_{13} = (m \dot{a}_1 + m \dot{a}_2 + m \dot{f}) h_6 \quad (6.40)$$

L'entalpia in uscita è quindi esprimibile come

$$h_6 = \frac{(1 + f) h_5 + BPR h_{13}}{1 + f + BPR} \quad (6.41)$$

e di conseguenza la temperatura come

$$T_6 = \frac{(1 + f) T_5 + BPR T_{13}}{1 + f + BPR} \quad (6.42)$$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turboreattore a doppio flusso (turbofan) 123

che sotto l'approssimazione $f \ll 1$ dà

$$T_6 = \frac{T_5 + BPR T_{13}}{1 + BPR} \quad (6.43)$$

che è una media delle temperature dei due flussi, pesata con la portata.

6.2.2 Relazione tra BPR e f per turbofan a flussi associati con unica turbina

Per un turbofan a turbina unica, il lavoro sviluppato dalla turbina (dove, per chilogrammo di fluido primario ingerito dal motore, fluiscono $1 + f$ kg di prodotti di combustione) serve ad azionare sia il fan

(ove fluiscono $1 + BPR$ kg di aria per chilogrammo di fluido primario ingerito) che il compressore (che

elabora solo la portata primaria di aria ingerita), per cui deve valere l'eguaglianza

$$(1 + f) m_t L_t = (1 + BPR)$$

L_f

m_f

+

L_c

m_c

$$(6.44)$$

Il lavoro in turbina per chilogrammo di aria primaria ingerita può essere espresso come

$$L_t = c_p T_4 \left[\frac{p_4}{p_5} \right]^{(\gamma-1)/\gamma} - p_5$$

$$p_4^{(\gamma-1)/\gamma} \quad (6.45)$$

mentre i corrispondenti lavori assorbiti da fan e compressore, riferiti ad un chilogrammo di aria che scorre attraverso di essi, sono esprimibili rispettivamente come

$$L_f = c_p T_2$$

$\left[\frac{p_2}{p_1} \right]^{(\gamma-1)/\gamma}$

$f - 1$

$$f' c_p T_a (1 + M_2$$

$0)$

$\left[\frac{p_2}{p_1} \right]^{(\gamma-1)/\gamma}$

$f - 1$

f

$$(6.46)$$

$$L_c = c_p T_{21}$$

-1

$$c - 1$$

$$c' c_p T_a (1 + M_2)$$

$$0) 0 @ 1 +$$

-1

$$f - 1$$

$$f 1 A$$

-1

$$c - 1$$

$$c$$

(6.47)

dove la temperatura all'uscita della presa dinamica è stata al solito approssimata mediante la (5.29).

Il rapporto p_5/p_4 che compare nella (6.45) può essere ricavato osservando che

$$p_4 = p_b p_3 = p_b c f'' d (1 + M_2)$$

$$0)$$

$$-1 p_a (6.48)$$

e per la condizione sulle pressioni all'ingresso del miscelatore

$$p_5 = p_{13} = f'' d (1 + M_2)$$

$$0)$$

$$-1 p_a (6.49)$$

Ne segue che il rapporto di pressioni citato deve risultare

$$p_5$$

$$p_4$$

$$=$$

$$1$$

$$p_b c$$

(6.50)

Sostituendo questa espressione nella (6.44), e ricordando che $= T_4/T_a$, si ottiene la relazione che lega

BPR e f in un turbofan a flussi associati (a turbina unica):

$$(1+f) m_t t 241 - 1$$

$$p_b c!(-1)/35 =$$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

124 Turboreattore a doppio flusso (turbofan)

$$(1 + M_2$$

$$0) 24(1 + BPR)$$

$$(-1)/$$

$$f - 1$$

$$f m f$$

$$+0 @ 1 +$$

-1

$$f - 1$$

$$f 1 A$$

-1

$$c - 1$$

$c_{mc} 35$ (6.51)

dalla quale, assegnato il valore di f , si pu' o facilmente esplicitare il valore di BPR , oppure, assegnato

BPR , si pu' o (un po' meno facilmente) esplicitare il valore di f compatibile con il vincolo (6.38).

6.2.3 Prestazioni

Nel caso del turbofan a flussi associati, la spinta `e calcolata a partire dalla velocit`a di efflusso u_9 dell'unico

getto, ottenuto dal miscelamento delle due portate (primaria e secondaria). La portata nell'ugello `e $\dot{m}_a (1 + f + BPR)$, con condizioni all'ingresso dell'ugello stesso individuabili come quelle nel punto

6, e velocit`a in uscita dipendenti dalla pressione p_9 all'uscita dell'ugello:

$$u_9 = \sqrt{2 c_p T_6 \left[1 - \frac{p_9}{p_6} \right]}$$

(6.52)

Quindi la spinta `e:

$$F = \dot{m}_a \left[(1 + f + BPR) u_9 - V_0 \right] + (p_9 - p_a) A_9 \quad (6.53)$$

Nel caso di ugello adattato ($p_9 = p_a$) e $f = 1$ questa si riduce a

$$F = \dot{m}_a \left[(1 + BPR) u_9 - V_0 \right] \quad (6.54)$$

7

6

13

13

5 9 u e

13

13 19

19

9

u

u

u

19

9

19

5

Figura 6.9: Confronto tra turbofan a flussi associati e turbofan a flussi separati, a parit`a

di condizioni nelle stazioni 5 e 13.

`e interessante confrontare la spinta che si ottiene da un turbofan a flussi associati con quella che si ottiene da un turbofan a flussi separati con lo stesso BPR , f , e con lo stesso generatore di gas (quindi stessi c_p , γ , e rendimenti). I due propulsori hanno quindi le stesse condizioni in 5 e 13. Limitandosi a

confrontare la spinta a punto fisso, e sotto l'ipotesi di ugello adattato, si pu' o scrivere il rapporto tra la

spinta del turbofan a flussi associati e quella del turbofan a flussi separati come:

F_{ass}

F_{sep}

=

$$\frac{(1 + BPR) u_{9,ass}}{u_{9,sep} + BPR u_{19,sep}}$$

=

$$\frac{(1 + BPR) p_6 \left[1 - \frac{p_5}{p_6} \right] + BPR p_6 \left[1 - \frac{p_{13}}{p_6} \right]}{p_6 \left[1 - \frac{p_5}{p_6} \right] + BPR p_6 \left[1 - \frac{p_{13}}{p_6} \right]}$$

(6.55)

Ricordando che T_6 , T_5 e T_{13} sono legate dal bilancio entalpico in camera di miscelazione (6.43), si ha:

$$T_6 = \frac{T_5 + BPR T_{13}}{1 + BPR} \quad (6.56)$$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
 Turboreattore a doppio flusso (turbofan) 125
 quindi il rapporto di spinte (6.55) vale, sostituendo:

$$\frac{F_{ass}}{F_{sep}} = \frac{\rho(1 + BPR)(T_5 + BPR T_{13})}{\rho T_5 + BPR \rho T_{13}} \quad (6.57)$$

Si può allora verificare sotto quali condizioni il rapporto tra le due spinte è superiore ad uno; ciò equivale ad imporre $(F_{ass}/F_{sep}) > 1$, e quindi:

$$T_5 + BPR T_5 + BPR T_{13} + BPR^2 T_{13} > T_5 + 2BPR \rho T_5 T_{13} + BPR^2 T_{13} \quad (6.58)$$

Questa relazione si semplifica nella:

$$BPR [T_5 + T_{13} - 2\rho T_5 T_{13}] = BPR [\rho T_5 - \rho T_{13}] > 0 \quad (6.59)$$

che è sempre soddisfatta (eccetto nel caso limite, privo di interesse, in cui la temperatura all'uscita della turbina sia pari a quella all'uscita del fan). Questo risultato mostra che, sotto le ipotesi adottate, è sempre conveniente miscelare i due flussi. In realtà il vantaggio dell'uso della soluzione a flussi associati non è limitato alla maggiore spinta (o, equivalentemente, al minor consumo a parità di spinta), ma è anche legato alla minore rumorosità. Ricordando infatti che il rumore è proporzionale all'ottava potenza della velocità del getto, si può dedurre che la miscelazione dei flussi consente di ridurlo, grazie ad una velocità di efflusso inferiore a quella (del getto più veloce, primario o secondario che sia) del caso a flussi separati.

I parametri di prestazione, nelle ipotesi $f = 1$ ed ugello adattato, si scrivono quindi come:

$$\begin{aligned} \eta_{th} &= \frac{1 + BPR}{1 + BPR} \frac{u_9^2 - V_0^2}{2f Q_f} \\ \eta_p &= \frac{2 V_0}{u_9 + V_0} \\ \eta_o &= \frac{V_0 [1 + BPR] u_9 - V_0 f Q_f}{2 V_0} \\ I_a &= u_9 - V_0 \\ TSFC &= \frac{f}{1 + BPR} \frac{u_9 - V_0}{u_9 - V_0} \end{aligned} \quad (6.60)$$

La Fig. 6.10 riporta il vincolo, in base alla (6.51), tra rapporto di compressione del fan e rapporto di bypass per un turbofan a flussi associati, in funzione del numero di Mach di volo M_0 , per assegnati valori del rapporto di compressione del compressore ($\pi_c = 20$), della temperatura all'uscita del

combustore

($T_4 = 1450$ K), dei rendimenti ($d = 0,90$, $f = 0,88$, $c = 0,90$, $b = 0,99$, $p_b = 0,94$, $t = 0,92$,

$n = 0,98$; incidentalmente, l'assunzione che d resti costante al variare di M_0 è discutibile, per quanto

in prima approssimazione accettabile nel campo subsonico), per ugello adattato ad una quota di volo di

9000 m (ove $p_a = 28700$ Pa, $T_a = 227$ K), ed ancora $\gamma = 1,4$, $Q_f = 43,5$ MJ/kg. Si noti che, imponendo

BPR crescenti, f diminuisce; inoltre, f si riduce anche all'aumentare del numero di Mach di volo. La

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

126 Turboreattore a doppio flusso (turbofan)

BPR

β_f

0 10 20 30

1

1.5

2

2.5

3

3.5

4

4.5

5

$M_0=0.0$

$M_0=0.4$

$M_0=0.8$

$M_0=1.2$

$M_0=1.6$

Figura 6.10: Relazione tra f e **BPR** per un turbofan a flussi associati, per diverse condizioni di volo.

BPR TSFC/TSFC₀

0 10 20 30

0

0.2

0.4

0.6

0.8

1

1.2

$M_0=0.0$

$M_0=0.4$

$M_0=0.8$

$M_0=1.2$

$M_0=1.6$

Figura 6.11: Consumo specifico di un turbofan a flussi associati rispetto ad un turbogetto semplice (**BPR = 0**), per diverse condizioni di volo.

Fig. 6.11 riporta invece il rapporto tra il consumo specifico di un turbofan a flussi associati di assegnato

BPR, e quello di un motore con **BPR = 0** (cio' è un turbogetto semplice), con il numero di Mach di volo come parametro. Si pu' o osservare che il maggior vantaggio si ha per valori del **BPR** che diventano

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turboreattore a doppio flusso (turbofan) 127

sempre pi' u bassi al crescere di M_0 . Tale vantaggio risulta pi' u importante a bassi numeri di Mach di volo,

mentre diviene addirittura uno svantaggio per alti valori di M_0 .

6.3 Discussione

In conclusione, si possono considerare i seguenti vantaggi e svantaggi del turbofan rispetto al turbogetto

semplice:

• Vantaggi:

– Aumento del rendimento propulsivo

- Riduzione del consumo specifico, sia a punto fisso che in crociera
- Aumento dell'autonomia (come conseguenza del punto precedente)
- Maggiore spinta al decollo (a parità di portata primaria)
- Minore rumorosità (in quanto l'intensità del rumore emesso risulta / U_{8e} , e come detto $U_{e'}$ è più basso nel turbofan)

- Svantaggi:

- Maggiore peso (dovuto alle maggiori dimensioni, alla presenza del fan, di una turbina o di stadi di turbina aggiuntivi – per azionare il fan, alla presenza quindi di un albero secondario, o comunque di un albero più pesante in quanto deve trasmettere una potenza maggiore – dovendo azionare il fan oltre al compressore)
- Maggiore ingombro (dovuto alla maggiore sezione trasversale, con conseguenti problemi di posizionamento – sono necessari carrelli di atterraggio più lunghi; essa comporta anche una maggiore resistenza aerodinamica)

Per quanto riguarda invece la scelta del tipo di turbofan (a flussi separati od a flussi associati) e del valore

del *BPR*, in linea di massima si possono distinguere due classi di applicazioni:

- Veicoli commerciali (volo subsonico): interessano bassi consumi e quindi elevati *BPR*. Vengono considerati sia flussi separati sia flussi associati, con una preferenza per i primi, più leggeri, soprattutto

in considerazione dell'interesse per valori di *BPR* molto elevati (che comportano anche bassi f). Nel caso di *BPR* non molto elevati sono preferiti i turbofan a flussi associati, vantaggiosi in termini di consumo e rumorosità.

- Veicoli militari (caccia, volo supersonico): interessano elevate spinte e la possibilità di effettuare la postcombustione, quindi si adottano flussi associati con bassi *BPR* (l'aumento di peso è in tal caso contenuto rispetto al caso di flussi separati), e quindi elevati rapporti di compressione del fan, vedi Fig. 6.10, p. es. $f = 3$.

Domande di verifica

6.1 Qual'è la principale ragione per l'introduzione dei turboreattori a doppio flusso?

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

128 Turboreattore a doppio flusso (turbofan)

6.2 Quali sono le principali tipologie di turbofan? Disegnare lo schema di funzionamento e discutere le

differenze tra di essi, e rispetto al caso di turbogetto semplice.

6.3 Oltre a mostrare consumi inferiori rispetto al turbogetto semplice, il turbofan ha un'altra proprietà

molto importante per il suo impiego in ambito civile. Quale?

6.4 Quali sono i parametri aggiuntivi che caratterizzano un turbofan, rispetto ad un turbogetto semplice?

6.5 Disegnare il ciclo nel piano T-s per un turbofan a flussi separati, nel caso ideale.

6.6 Disegnare il ciclo nel piano T-s per un turbofan a flussi separati, nel caso reale. Si mettano in evidenza anche i punti fittizi (ideali) utili per il calcolo del ciclo.

6.7 Scrivere per un turbofan a flussi separati l'equazione di bilancio energetico tra turbine, compressore

e fan nel caso in cui si adottino due turbine, una che muove il compressore e un'altra il fan. Si riscriva poi l'equazione nel caso in cui un'unica turbina muove compressore e fan. In entrambi i casi

si consideri il caso più generale (trasformazioni reali, e portata di combustibile non trascurabile).

6.8 Scrivere l'espressione della spinta di un turbofan a flussi separati a punto fisso, ed in volo. Si considerano sia il caso in cui gli ugelli siano adattati, che quello in cui non lo siano.

6.9 Scrivere l'espressione della spinta specifica di un turbofan a flussi separati a punto fisso. Come varia I_a con *BPR* se $c, f e = T_4/T_a$ sono assegnati? Per spiegare tale dipendenza si ricavano

le espressioni della velocità nel caso ideale in funzione di c_p , T_a , c , f , e BPR .

6.10 Per quali valori del rapporto tra le velocità di getto primario e getto secondario ci si aspetta il minimo del $TSFC$?

6.11 Da cosa è limitato il valore massimo di BPR che si può realizzare per un valore assegnato di f ?

Perché aumenta al diminuire di f ?

6.12 Come varia il $TSFC$ al variare di BPR a punto fisso, con gli altri parametri costanti?

6.13 Come varia il $TSFC$ al variare di BPR in volo, con gli altri parametri costanti?

6.14 Come varia p al variare di BPR in volo, con gli altri parametri costanti?

6.15 Quali sono le principali differenze tra turbofan a flussi associati ed a flussi separati?

6.16 Quali sono i principali vantaggi e svantaggi dei turbofan a flussi associati rispetto ai turbofan a flussi separati?

6.17 Disegnare il ciclo nel piano T-s per un turbofan a flussi associati in volo, nel caso ideale.

6.18 Disegnare il ciclo nel piano T-s per un turbofan a flussi associati in volo, nel caso reale. Si mettano

in evidenza anche i punti fittizi (ideali) utili per il calcolo del ciclo.

6.19 Qual'è il componente aggiuntivo presente nel turbofan a flussi associati?

6.20 La temperatura totale del flusso è maggiore nell'ugello di un turbofan a flussi associati oppure nell'ugello della corrente principale di un turbofan a flussi separati avente caratteristiche analoghe?

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turboreattore a doppio flusso (turbofan) 129

6.21 La temperatura totale del flusso è maggiore nell'ugello di un turbofan a flussi associati oppure nell'ugello della corrente secondaria di un turbofan a flussi separati avente caratteristiche analoghe?

6.22 Esprimere il valore della temperatura all'uscita della camera di miscelazione di un turbofan a flussi

associati in funzione delle temperature dei flussi primario e secondario entranti.

6.23 Scrivere l'espressione generale della spinta di un turbofan a flussi associati in funzione della portata

d'aria primaria, delle condizioni nella sezione di efflusso, e della velocità di volo.

6.24 Scrivere l'espressione generale del consumo specifico di un turbofan a flussi associati.

6.25 Qual'è il motore più comune negli aerei civili da trasporto subsonici ($M < 0.85$): turbogetto, turbofan a flussi separati o turbofan a flussi associati? Perché?

6.26 Ricavare una relazione tra BPR e f nel caso di turbofan a flussi associati, assumendo comportamento

ideale a punto fisso.

Esercizi svolti

6.1 Calcolare ciclo e prestazioni di un turbofan a flussi separati aventi le seguenti caratteristiche:

- Quota di volo $z = 11000\text{m}$
- Velocità di volo $M = 0.85$
- Fan: $f = 1.6$
- Compressore: $c = 25$
- Temperatura massima in turbina $T_4 = 1420\text{K}$
- Rapporto di bypass $BPR = 8$
- Potere calorifico del combustibile $Q_f = 43.5\text{MJ/kg}$
- $\gamma = 1.4$, $c_p = 1004.5\text{J/K/kg}$
- $d = 0.98$
- $c = f = 0.88$
- $m_f = m_c = m_t = 0.99$
- $b = 0.99$; $p_b = 0.95$
- $t = 0.90$

- $n = 0.98$
- Portata d'aria complessiva: $\dot{m}_{a,tot} = 576 \text{ kg/s}$

Si consideri un'unica turbina che fornisce potenza sia al compressore sia al fan, ed ugello adattato sia per il flusso principale che per il flusso secondario.

SOLUZIONE

Si disegna innanzitutto lo schema come in Fig. 6.2a e il ciclo come in Fig. 6.3 con la corretta

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
130 Turboreattore a doppio flusso (turbofan)
numerazione delle stazioni.

Dalle tabelle per l'aria tipo si ottiene per $z = 11000\text{m}$:

$$p_a = 22.7 \text{ kPa}; T_a = 216.77 \text{ K} \text{ e quindi } V_0 = \sqrt{p_a / \rho_a} = 250.86 \text{ m/s}$$

avendo considerato per l'aria $R = [(- 1) /] c_p = 287 \text{ J/(K kg)}$.

Si possono calcolare le condizioni a valle della presa d'aria come nel turbogetto semplice:

$$T_2 = T_a \left[1 + M_2^2 \right] = 248.09 \text{ K}$$

$$p_2 = p_a \left[1 + d \right]$$

$$- 1$$

$$2$$

$$M_2!$$

$$-1$$

$$= 36.09 \text{ kPa}$$

Essendo noti rapporto di compressione e rendimento del fan si possono calcolare le condizioni nel punto 21 (che è equivalente al punto 13 per la corrente secondaria):

$$p_{21} = p_{13} = p_2 = 57.74 \text{ kPa}$$

$$T_{210} = T_2$$

$$-1$$

$$f = 283.75 \text{ K}$$

$$T_{21} = T_{13} = T_2 +$$

$$1$$

$$f$$

$$(T_{210} - T_2) = 288.61 \text{ K}$$

A valle del fan le due correnti si dividono. Il flusso principale va nel compressore dove, essendo noti rapporto di compressione e rendimento del compressore ($c = 0.88$), si ottiene:

$$p_3 = c p_{21} = 1443.44 \text{ kPa}$$

$$T_{30} = T_{21}$$

$$-1$$

$$c = 723.98 \text{ K}$$

$$T_3 = T_{21} +$$

$$1$$

$$c$$

$$(T_{30} - T_{21}) = 783.35 \text{ K}$$

Considerando ancora il flusso principale, si ottiene il rapporto combustibile/aria. Infatti, nota la temperatura di fine combustione e i rendimenti in camera di combustione ($b = 0.99$ e $p_b = 0.95$):

$$T_4 = 1420 \text{ K}$$

$$p_4 = p_b p_3 = 1371.27 \text{ kPa}$$

$$c_p T_3 + b f Q_f = (1 + f) c_p T_4 \quad f =$$

$$c_p (T_4 - T_3)$$

$$b Q_f - c_p T_4$$

$$= 0.0154$$

e dal bilancio energetico turbina-compressore-fan (con $m_f = m_c = m_t = 0.99$, $t = 0.92$):

$$(1 + BPR) L_f$$

$$m_f$$

$$+$$

L_c

mc

$$= mt(1 + f)L_t$$

$$c_p[(1 + BPR)(T_{21} - T_2) + (T_3 - T_{21})] = mcmt(1 + f)c_p(T_4 - T_5) \quad T_5 = 556.41K$$

$$T_{50} = T_4 - (T_4 - T_5)/t = 481.32K \quad p_5 = p_4(T_{50}/T_4)$$

$$p_{-1} = 31.09 \text{ kPa}$$

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turboreattore a doppio flusso (turbofan) 131

essendo l'ugello del flusso principale adattato ($n = 0.98$) si ottiene:

$$p_9 = p_a = 22.7 \text{ kPa}$$

$$T_{90} = T_5 p_9$$

$$p_{5!-1}$$

$$= 508.59K$$

$$T_9 = T_5 - n(T_5 - T_{90}) \quad T_9 = 509.55K$$

$$u_9 = \sqrt{2c_p(T_5 - T_9)} = 306.85 \text{ m/s}$$

Per quanto riguarda il flusso secondario a valle del fan si trova direttamente l'ugello, che, come per il flusso principale, è adattato ed ha rendimento $a_n = 0.98$:

$$p_{19} = p_a = 22.7 \text{ kPa}$$

$$T_{190} = T_{13} p_{19}$$

$$p_{13!-1}$$

$$= 221.04K$$

$$T_{19} = T_{13} - n(T_{13} - T_{190}) \quad T_{19} = 222.39K$$

$$u_{19} = \sqrt{2c_p(T_{13} - T_{19})} = 364.73 \text{ m/s}$$

Si possono quindi calcolare le prestazioni:

$$\text{Portata d'aria principale: } \dot{m}_{a1} = \dot{m}_{a,tot}/(1 + BPR) = 64 \text{ kg/s}$$

$$\text{Spinta: } F = \dot{m}_{a1}[(1 + f)u_9 - V_0] + \dot{m}_{a1}BPR(u_{19} - V_0) = 62.19 \text{ kN}$$

$$\text{Spinta specifica: } F/\dot{m}_{a,tot} = 107.97 \text{ m/s}$$

$$\text{Consumo specifico: } TSFC = f/(F/\dot{m}_{a1}) = 0.057 \text{ (kg/h)/N}$$

$$\text{Potenza disponibile: } P_{av} = \dot{m}_{a1}fQ_f = 42.79 \text{ MW}$$

$$\text{Potenza del getto: } P_j = P_p + P_d = FV_0 + \dot{m}_{a1}[(1 + f)(u_9 - V_0)^2 + BPR(u_{19} - V_0)^2]/2 = 19.02 \text{ MW}$$

$$\text{Potenza propulsiva: } P_p = FV_0 = 15.6 \text{ MW}$$

$$\text{Rendimento termico: } \eta_{th} =$$

$$P_j$$

$$P_{av}$$

$$= 0.444$$

$$\text{Rendimento propulsivo: } \rho =$$

$$P_p$$

$$P_j$$

$$= 0.821$$

$$\text{Rendimento globale: } \rho_{thp} = 0.365$$

6.2 Calcolare ciclo e prestazioni di un turbofan a flussi associati aventi le seguenti caratteristiche:

- Quota di volo $z = 10000 \text{ m}$

- Velocit' a di volo $M = 1.8$

- Fan: $f = 1.8$

- Compressore: $c = 5$

- Temperatura massima in turbina $T_4 = 1400K$

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

132 Turboreattore a doppio flusso (turbofan)

- Potere calorifico del combustibile $Q_f = 43.5 \text{ MJ/kg}$

- $\gamma = 1.40$, $c_p = 1004.5 \text{ J/K/kg}$
- $d = 0.85$
- $f = 0.90$
- $c = 0.88$
- $m_f = m_c = m_t = 0.99$
- $b = 0.99$
- $p_b = 0.94$
- $t = 0.92$
- $n = 0.97$

Si consideri un'unica turbina che fornisce potenza sia al compressore che al fan, ed ugello adattato. Si calcolino le portate d'aria e di combustibile elaborate dal propulsore necessarie per fornire una spinta pari a 50000N.

SOLUZIONE

Si disegna innanzitutto lo schema come in Fig. 6.7a e il ciclo come in Fig. 6.8 (in cui si aggiunge anche la parte relativa alla presa d'aria), con la corretta numerazione delle stazioni.

Dalle tabelle per l'aria tipo si ottiene per $z = 10000\text{m}$:

$$p_a = 26.5 \text{ kPa}; T_a = 223.25 \text{ K} \text{ e quindi } V_0 = \sqrt{\gamma p_a / \rho_a} = 539.1 \text{ m/s}$$

avendo considerato per l'aria $R = [(\gamma - 1) / \gamma] c_p = 287 \text{ J/(K kg)}$.

Si possono calcolare le condizioni a valle della presa d'aria come nel turbogetto semplice:

$$T_2 = T_a [1 + \gamma M_a^2] = 367.92 \text{ K}$$

$$p_2 = p_a [1 + d M_a^2]$$

$$p_2 = 123.08 \text{ kPa}$$

Essendo noti rapporto di compressione e rendimento del fan, si possono calcolare le condizioni nel punto 21 (che è equivalente al punto 13 per la corrente secondaria):

$$p_{21} = p_{13} = p_2 = 221.5 \text{ kPa}$$

$$T_{21} = T_{13} = T_2 [1 + \dots]$$

-1

$$f - 1$$

$$f \dot{m}_a = 442.7 \text{ K}$$

A valle del fan le due correnti si dividono. Il flusso principale va nel compressore dove, essendo noti rapporto di compressione e rendimento del compressore, si ottiene:

$$p_3 = c p_{21} = 1107.7 \text{ kPa}$$

$$T_3 = T_{21} [1 + \dots]$$

-1

$$c - 1$$

$$c \dot{m}_a = 736.35 \text{ K}$$

Universit'a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turboreattore a doppio flusso (turbofan) 133

Considerando ancora il flusso principale si ottiene il rapporto combustibile/aria. Infatti, nota la temperatura di fine combustione e i rendimenti in camera di combustione:

$$T_4 = 1400 \text{ K}$$

$$p_4 = p_b p_3 = p_3 = 1041.3 \text{ kPa}$$

$$f =$$

$$c_p (T_4 - T_3)$$

$$b \dot{m}_f - c_p T_4$$

$$= 0.01548$$

Nel caso del turbofan a flussi associati, le condizioni a valle della turbina (e quindi il lavoro che viene estratto dalla turbina) sono noti essendo nota $p_5 = p_{21}$:

$$p_5 = p_{21} = p_{13} = 221.5 \text{ kPa}$$

$$T_5 = T_4 [1 - t [1 - (p_5/p_4)^{-1/\gamma}]] = 939.7 \text{ K}$$

Essendo noto il lavoro per unit`a di massa fornito dalla turbina, si pu`o calcolare il **BPR** dal bilancio energetico turbina-compressore-fan:

$$(1 + BPR)L_f$$

m_f

+

L_c

m_c

$$= m_t(1 + f)L_t$$

$$c_p[(1 + BPR)(T_{21} - T_2) + (T_3 - T_{21})] = (1 + f)c_p(T_4 - T_5) \quad BPR = 1.199$$

Le condizioni a valle della camera di miscelazione possono essere calcolate considerando che $p_6 =$

$p_5 = p_{13}$, e dal bilancio entalpico:

$$p_6 = p_5 = p_{13} = 221.5 \text{ kPa}$$

$$(1 + f) c_p T_5 + BPR c_p T_{13} = (1 + f + BPR) c_p T_6 \quad T_6 = 670.56 \text{ K}$$

essendo l'ugello adattato si ottiene:

$$p_9 = p_a = 26.5 \text{ kPa}$$

$$u_9 = \sqrt{2 c_p (T_6 - T_9)}$$

$$p_6^{1-\gamma}$$

$$35 = 770.96 \text{ m/s}$$

Si possono quindi calcolare le prestazioni (con $\dot{m}_{a,tot} = \dot{m}_{a1} + \dot{m}_{a2}$, e $\dot{m}_{a2} = BPR \dot{m}_{a1}$):

$$\text{Spinta specifica: } F/\dot{m}_{a,tot} = (1 + f + BPR)/(1 + BPR) u_9 - V_0 = 237.28 \text{ m/s}$$

$$\text{Consumo specifico: } TSFC = f/(F/\dot{m}_{a1}) = 0.107 \text{ (kg/h)/N}$$

Rendimento termico: $\eta_{th} =$

$$(1 + f + BPR) u_{29}$$

$$- (1 + BPR) V_0$$

0

$$2fQ_f$$

$$= 0.502$$

Rendimento propulsivo: $\eta_p =$

$$2FV_0/\dot{m}_{a1}$$

$$(1 + f + BPR) u_{29}$$

$$- (1 + BPR) V_0$$

0

$$= 0.831$$

Rendimento propulsivo (formula approssimata): $\eta_p = 2V_0/(u_9 + V_0) = 0.823$

Rendimento globale: $\eta_o = \eta_{th} \eta_p = 0.418$

Portata d'aria totale: $\dot{m}_{a,tot} = F/(F/\dot{m}_{a,tot}) = 210.7 \text{ kg/s}$

Portata d'aria principale: $\dot{m}_{a1} = \dot{m}_{a,tot}/(1 + BPR) = 95.8 \text{ kg/s}$

Portata di combustibile: $\dot{m}_f = \dot{m}_{a1} f = 1.483 \text{ kg/s}$

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

134 Turboreattore a doppio flusso (turbofan)

Esercizi Proposti

6.3 Confrontare le prestazioni di un turbogetto semplice e un turbofan a flussi separati aventi le seguenti

caratteristiche.

- Quota di volo $z = 10000 \text{ m}$
- Velocit`a di volo $M = 0.8$
- Compressore turbogetto: $c = 18$
- Fan: $f = 2$
- Compressore turbofan: $c = 9$ ($c_{tot} = fc = 18$)
- Temperatura massima in turbina $T_4 = 1500 \text{ K}$
- Rapporto di bypass turbofan $BPR = 5$
- Potere calorifico del combustibile $Q_f = 43.5 \text{ MJ/kg}$

- $\gamma = 1.4, c_p = 1004.5 \text{ J/K/kg}$
- $d = 0.97$
- $c = f = 0.85$
- $m_c = m_t = b = p_b = 1.00$
- $t = 0.90$
- $n = 0.98$
- Ugelli adattati
- I motori hanno lo stesso generatore di gas e $\dot{m}_{a1} = \dot{m}_{a,TJ} = 50 \text{ kg/s}$

6.4 Determinare il rapporto di bypass di un turbofan a flussi associati avente le seguenti caratteristiche

in condizioni di progetto:

- Quota di volo $z = 10000 \text{ m}$
- Velocità di volo $M = 1.8$
- Fan: $f = 1.8$
- Compressore: $c = 5$
- Temperatura massima in turbina $T_4 = 1400 \text{ K}$
- Potere calorifico del combustibile $Q_f = 43.5 \text{ MJ/kg}$
- $\gamma = 1.4, c_p = 1004.5 \text{ J/K/kg}$
- $d = 0.96$
- $c = f = 0.85$
- $m_c = m_t = b = p_b = 1.00$
- $t = 0.90$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
Turboreattore a doppio flusso (turbofan) 135

6.5 Un turbofan a flussi associati opera a punto fisso con ugello convergente adattato e saturato. Si calcoli il rapporto di bypass e la portata di combustibile necessaria per ottenere la spinta $F = 29000 \text{ N}$, essendo note le seguenti caratteristiche:

- Rapporto di compressione del compressore $c = 12$
- Temperatura massima in turbina $T_4 = 1550 \text{ K}$
- Potere calorifico del combustibile $Q_f = 45 \text{ MJ/kg}$
- $\gamma = 1.4, c_p = 1004.5 \text{ J/K/kg}$
- $c = f = 0.85$
- $m_c = m_t = b = p_b = 1.00$
- $t = 0.90$
- $n = 0.98$

6.6 Si calcoli il rapporto tra la spinta ottenuta dal propulsore dell'esercizio precedente e quella ottenuta

da un propulsore identico ad esso (stesso rapporto di bypass, stesso rapporto di compressione del fan, . . .) tranne che per il fatto che i flussi primario e secondario rimangono separati (ciascuno con ugello adattato).

6.7 Si calcolino il ciclo e le prestazioni di un propulsore turbofan a flussi associati che opera nelle seguenti condizioni:

- Quota di volo $z = 10000 \text{ m}$
- Numero di Mach di volo $M = 0.9$
- Rapporto di compressione del fan $f = 3$
- Rapporto di compressione del compressore $c = 8$
- Rapporto combustibile/aria $f = 0.02$
- Potere calorifico del combustibile $Q_f = 43 \text{ MJ/kg}$
- $\gamma = 1.4, c_p = 1004.5 \text{ J/K/kg}$
- $d = 0.90$
- $f = 0.90$
- $c = 0.88$

- $m_f = m_c = m_t = 0.99$
- $b = 0.99$
- $p_b = 0.99$
- $t = 0.92$
- $n = 0.97$
- Ugello adattato

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
136 Turboreattore a doppio flusso (turbofan)

Risultati

6.3 R.

Turbogetto Turbofan

f 0.02076 0.02052

F (N) 39704 58694

$TSFC$ (kg/h/N) 0.094 0.063

th 54.7% 45.1%

p 38.5% 69.8%

o 21.1% 31.5%

6.4 R. $BPR = 1.0789$

6.5 R. Si pu' o calcolare f notando che l'ugello `e saturato e adattato, quindi si pu' o calcolare il rapporto

T_9/T_6 e, attraverso n , il rapporto T_{90}/T_6 e quindi p_9/p_6 . Si nota allora che $p_9 = p_a$ (adattato) e $p_6 = p_{13}$ (flussi associati) . . .

$BPR = 3.125$; $m' f = 0.307$ kg/s

6.6 R. $F_{ass}/F_{sep} = 1.020$

6.7 R. $BPR = 1.705$; $l_a = 372.5$ m/s; $TSFC = 0.0714$ kg/h/N; $p = 59.7\%$; $th = 52.9\%$; $o = 31.6\%$.

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Capitolo 7

Turbogetto con postcombustore

In diverse situazioni un aeroplano pu' o necessitare di un incremento temporaneo della spinta fornita dai

motori. Questo pu' o verificarsi per esempio nel caso di un velivolo da combattimento che deve sfuggire

ad un missile. Un'evenienza pi' u ordinaria in cui sarebbe desiderabile poter aumentare la spinta per un

breve periodo si verifica al decollo di un velivolo, quando `e richiesta per pochi minuti una spinta pari ad

almeno tre volte quella fornita in condizioni di crociera. Un'ovvia soluzione a queste esigenze sarebbe

quella di sovradimensionare i motori, ma ad essa corrisponde evidentemente un sensibile incremento

di peso dei motori stessi. Una soluzione ben pi' u interessante sarebbe quella di poter incrementare la

spinta per pochi minuti, con un limitato incremento di peso del motore, pur a prezzo di un temporaneo

aumento del consumo specifico (che comunque non sarebbe eccessivamente negativo, grazie alla breve

durata del funzionamento in queste condizioni). Esistono diverse soluzioni che si possono in linea di

principio adottare a questo scopo.

7.1 Metodi per Aumentare Temporaneamente la Spinta

Dall'equazione della spinta di un motore (3.28) si desume che per aumentare la spinta si può o aumentare la portata in massa di fluido espulso, o aumentare la sua velocità di uscita, oppure adottare

una combinazione di queste due opzioni.

La prima opzione può essere conseguita iniettando una portata addizionale di liquido (acqua) nel motore.

L'acqua può essere iniettata a monte del compressore del turbogetto, oppure nel combustore. Nel primo

caso si ha l'inconveniente che il lavoro del compressore aumenta notevolmente a causa dell'aumento

della portata in massa da esso elaborata (poiché alla portata di aria in ingresso si aggiunge quella di acqua). Nel secondo caso la pressione della portata di acqua deve essere portata ad un valore almeno

pari a quello che regna nella camera di combustione, attraverso pompe. La potenza assorbita dalle pompe è tuttavia molto più piccola di quella richiesta dal compressore nel caso precedente, infatti per

un fluido a densità costante la potenza di pompaggio necessaria per elevare la pressione di p è

$$P_p = \dot{Q} p = \dot{m} \cdot p$$

(7.1)

essendo \dot{Q} e \dot{m} le portate volumetriche e di massa del fluido. Poiché la densità di un liquido è tipicamente

di tre ordini di grandezza superiore a quella di un gas, ne segue che tale potenza di pompaggio è alquanto

limitata. Tuttavia, l'acqua viene immessa in camera a bassa temperatura, anziché essere preriscaldata

attraverso la compressione come nel caso precedente, e questo richiede di bruciare una maggiore portata

138 Turbogetto con postcombustore

di combustibile. L'opzione che prevede l'aumento della velocità di uscita viene invece conseguita nel

turbogetto con postcombustore, che sarà descritto nel seguito del capitolo. Anche il turbogetto a doppio

flusso o turbofan può essere inteso come un dispositivo per aumentare la spinta (rispetto al caso di turbogetto

semplice). In questo caso l'aumento di spinta non è semplicemente temporaneo; è interessante comunque notare che esso è massimo al decollo. La tabella seguente riporta indicativamente la spinta

che può essere fornita dalle diverse configurazioni citate, riferita a quella del turbogetto semplice, e $\cos^2 \alpha$

pure il TSFC relativo. Si può osservare come l'iniezione di liquido permetta solo un limitato incremento

Turbogetto

Semplice H_2O in compr. H_2O in comb. Post-Comb. Doppio Flusso

Spinta Relativa 1.00 1.25 1.30 1.50 2.00 ÷ 3.30

TSFC Relativo 1.00 6.00 3.00 2.30 0.65 ÷ 2.90

di spinta, al quale fa riscontro un elevatissimo incremento del consumo specifico. La

postcombustione

consente un sensibile aumento di spinta, con un notevole aumento del consumo specifico (ma non ai

livelli delle soluzioni che comportano iniezione di acqua); con i dati riportati a titolo di esempio, si pu'ò conseguire un incremento di spinta di circa il 50% per un tempo limitato a non pi'ù di 15 minuti circa, a prezzo di un aumento del consumo di $(1,5 \cdot 2,3) \approx 3,5$ volte. Il turboreattore a doppio flusso d'aria un sensibile incremento di spinta rispetto al turbogetto semplice, con un consumo tipicamente pari a $2/3$ di quest'ultimo, tuttavia non pu'ò essere inteso come un mezzo per ottenere un breve incremento di spinta con *minime* modifiche della configurazione del motore, a differenza delle altre soluzioni indicate, ed è comunque poco adatto al volo ad altissime velocit'á, causa la bassa velocit'á di eiezione.

7.2 Postcombustore

Il turbogetto con postcombustore, o postbruciatore, sfrutta l'eccesso di ossigeno adottato dai turbogetti (per limitare la temperatura in turbina), per effettuare una seconda combustione iniettando combustibile a valle della turbina. La temperatura massima raggiungibile in questa postcombustione non è pi'ù limitata dal vincolo sulla resistenza delle palette, e pu'ò essere perci'ò portata a valori molto alti adottando valori del rapporto combustibile/aria prossimi allo stechiometrico. Un forte eccesso di aria si ha a maggior ragione nei turbofan a flussi associati, a valle del miscelatore in cui confluiscono la portata primaria e secondaria.

In un turbogetto con postbruciatore, vedi Fig. 7.1, i gas scaricati dalla turbina (oppure a valle del miscelatore, in un turbofan a flussi associati) vengono rallentati in un diffusore (per ridurre il numero di Mach, e le conseguenti cadute di pressione totale che si verificano nel successivo riscaldamento, si ricordi la

Tab. 2.1 – quarta riga), prima di essere mescolati con altro combustibile e bruciati nel postcombustore.

Lo scopo della postcombustione è aumentare il salto entalpico a disposizione nell'ugello, permettendo cos'ì di conseguire altissime velocit'á di uscita, con conseguente aumento della spinta, ed in particolare possibilit'á di volare a velocit'á elevatissime (ricordiamo che all'aumentare della velocit'á di volo V_0 , la

Universit'á di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turbogetto con postcombustore 139

a 1 2 3 4 5 6 7 9

Figura 7.1: Sezione di un turbogetto semplice con postcombustore, con numerazione delle sezioni.

spinta di un esoreattore si annulla, sotto l'ipotesi di ugello adattato, quando $V_0 = u_e$; aumentando u_e si

estende quindi il campo di V_0 in cui il motore è in grado di fornire spinta positiva). Per quanto riguarda

la numerazione delle sezioni, si designa ancora con 5 la sezione di uscita della turbina, che per'ò non

coincide pi'ù con l'ingresso dell'ugello (sezione 7), in quanto appunto tra le sezioni 5 e 7 si trova il postbruciatore, in particolare il combustibile per la postcombustione viene iniettato nella sezione designata

come 6. In un turbofan a flussi associati, la postcombustione pu`o eventualmente effettuarsi tra le sezioni di uscita del miscelatore e quella di ingresso dell'ugello. Una rappresentazione schematica di un turbogetto con postbruciatore `e riportata in Fig. 7.2.

a 1 D

C T

3 B 4

2

N

B

9

5=6 7

Figura 7.2: Rappresentazione schematica di un turbogetto semplice con postcombustore.

Tre importanti aspetti del turbogetto con postbruciatore concernono la stabilizzazione della fiamma, le perdite di pressione totale, ed il choking termico.

Per quanto riguarda il primo aspetto, occorre notare che la fiamma nel postcombustore si stabilisce a

valle della sezione 6 di iniezione del combustibile secondario, ed `e necessario introdurre stabilizzatori

di fiamma o flameholders per ancorare tale fiamma, ed impedire che possa essere 'soffiata via' dal flusso,

che nelle sezioni in questione possiede una velocit`a relativamente alta. Si adottano tipicamente come

stabilizzatori di fiamma barre radiali con profilo trasversale a forma di V, dette vee-gutters, con le due

punte della V orientate verso l'uscita, Fig. 7.3, in modo da creare una zona di ricircolazione ove il flusso,

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

140 Turbogetto con postcombustore

grazie alla minore velocit`a, ha tempo a sufficienza per reagire; tali zone di ricircolazione agiscono inoltre

come punti caldi dove la miscela derivante dalla miscelazione del combustibile iniettato nella sezione 6

con i prodotti di combustione che escono dalla turbina (ancora ricchi di ossigeno) pu`o accendersi.

Una

tipica disposizione dei flameholders `e indicata in Fig. 7.4.

Per quanto riguarda invece il secondo punto, abbiamo gi`a ricordato che un flusso sottoposto a scambio

termico subisce una caduta di pressione totale in base alla Tab. 2.1 – quarta riga, che qui riscriviamo per

esteso:

dp_0

p_0

$= -M_2 dF_{attr}$

$Au_2 -$

M_2

2

dQ

h_0

(7.2)

Tale caduta pu' essere importante (rispetto a quella che si ha nel combustore principale) a causa della

pi' grande quantit' a di calore ricevuta dal fluido (che come detto raggiunge temperature ben superiori

rispetto a quelle raggiungibili nella camera di combustione principale) e del pi' alto numero di Mach,

vedi ancora la (7.2). A tali cadute di pressione si aggiungono quelle dovute all'attrito, anch'esse pi' u sensibili a causa della maggiore lunghezza del postcombustore (necessaria per assicurare la completezza

della combustione, ossia un tempo di residenza sufficiente perch' e il flusso, il quale come detto ha una

velocit' a relativamente alta, possa reagire completamente), ed alla presenza dei flameholders.

Queste

circostanze fanno s' i che il rendimento pneumatico del postcombustore η_{b2} sia sensibilmente pi' u basso

rispetto a quello del combustore principale, ora indicato come η_{b1} . Di minore importanza ` e invece il

leggero abbassamento del rendimento del postcombustore η_b dovuto al fatto che, essendo la temperatura

in esso alquanto pi' u alta rispetto al combustore principale, si verificano (limitati) fenomeni di dissociazione

chimica che sottraggono calore. Un abbassamento pi' u sensibile di quest' ultimo rendimento pu' o invece aversi se la fiamma esce dal postcombustore a causa della sua lunghezza relativamente limitata

(per risparmiare ingombro e peso).

Infine, ` e stato osservato che la portata in massa che pu' o defluire da un ugello con gola critica, data dalla (2.34), risulta inversamente proporzionale alla radice quadrata della temperatura totale del flusso

all' ingresso dell' ugello, nel caso in esame indicata come T_{07} . Quando il postcombustore ` e spento sia

ha $T_{07} = T_{05}$, ma quando esso ` e acceso come detto si ha $T_{07} < T_{05}$, per cui la portata in massa, in assenza di appropriate misure di contrasto, si riduce grandemente. Per evitare questo inconveniente, che negherebbe l' utilit' a della postcombustione, si adottano ugelli ad aria variabile, i quali consentono di

aumentare l' area di gola A_t che compare nella (2.34), compensando l' effetto citato. La Fig. 7.5 riporta

una possibile configurazione di un ugello ad area variabile, in cui la parte terminale dell' ugello consta

di una serie di 'petali' che nel funzionamento ad postcombustore spento danno luogo ad una sezione convergente, mentre a postcombustore acceso vengono aperti (mediante opportuni attuatori, visibili in

figura) in modo tale da aumentare l' area di gola A_t , ed introdurre una piccola sezione divergente dell' ugello.

Naturalmente, le pareti della sezione divergente cos' i creata non risultano continue (per gli spazi che rimangono tra i petali aperti), e questo porta ad un abbassamento del rendimento dell' ugello η .

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turbogetto con postcombustore 141

Figura 7.3: Profilo di uno stabilizzatore di fiamma ‘vee-gutter’; il flusso scorre da sinistra verso destra.

7.2.1 Calcolo del ciclo termodinamico

Si analizza qui il calcolo del ciclo del turbogetto semplice con postcombustore. Esso segue le stesse linee di quello del turbogetto semplice fino al punto 5. A valle della turbina viene iniettata un'ulteriore

portata di combustibile, denotata con \dot{m}_{f2} per distinguerla da quella primaria, ora indicata come \dot{m}_{f1} , e

viene quindi effettuata una seconda combustione. Nella trasformazione 5–7 il rapporto tra la portata di

combustibile primaria e la portata d'aria, ora indicato come

$$f_1 = \frac{\dot{m}_{f1}}{\dot{m}_a} \quad (7.3)$$

può essere calcolato in funzione di T_5 , T_7 e Q_f come per il turbogetto semplice. Il rapporto combustibile/

aria del postcombustore

$$f_2 = \frac{\dot{m}_{f2}}{\dot{m}_a} \quad (7.4)$$

può essere ancora individuato da un bilancio entalpico:

$$(\dot{m}_a + \dot{m}_{f1}) h_6 + \dot{m}_{f2} (h_f + b_2 Q_f) = (\dot{m}_a + \dot{m}_{f1} + \dot{m}_{f2}) h_7 \quad (7.5)$$

Dividendo per \dot{m}_a si ha

$$(1 + f_1) h_6 + f_2 (h_f + b_2 Q_f) = (1 + f_1 + f_2) h_7 \quad (7.6)$$

Universit' a di Roma “La Sapienza” Corso di Propulsione Aerospaziale

142 Turbogetto con postcombustore

Figura 7.4: Sezione trasversale di un turbogetto con postbruciatore in corrispondenza ai flameholders.

dalla quale, assumendo f_1 ed f_2 trascurabili rispetto all'unit' a, si ottiene

$$h_6 + f_2 (h_f + b_2 Q_f) = h_7 \quad (7.7)$$

per cui si pu' o esplicitare f_2 come

$$f_2 = \frac{h_7 - h_6}{h_f + b_2 Q_f}$$

$$=$$

$$c_p (T_7 - T_6)$$

$$h_f + b_2 Q_f$$

$$(7.8)$$

Si pu' o anche definire un rapporto combustibile/aria totale come

$$f_{tot} = \frac{\dot{m}_{f1} + \dot{m}_{f2}}{\dot{m}_a} = f_1 + f_2 \quad (7.9)$$

Per quanto riguarda il calcolo della pressione nel punto 7, introducendo il rendimento pneumatico del

postcombustore si ha:

$$p_7 = p_{b2} p_6 \quad (7.10)$$

dove ricordiamo che, per i motivi citati, p_{b2} risulta sensibilmente pi' u basso di p_{b1} .

Confronto della velocit' a di efflusso Per confrontare le velocit' a di efflusso del turbogetto con postcombustore

spento ed acceso, supponendo per semplicità che l'ugello risulti adattato in entrambe le condizioni operative. A postcombustore spento si ha

$$u_{9,pc} = \sqrt{2 \cdot n \cdot c_p \cdot (T_6 - T_9)} = \sqrt{2 \cdot n \cdot c_p \cdot T_6 \cdot 241 - p_a}$$

$$p_6^{1-\gamma}$$

35 (7.11)

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
Turbogetto con postcombustore 143

Figura 7.5: Ugello ad area variabile dei motori del Tornado.

A postcombustore acceso, si ha un forte incremento della temperatura all'ingresso dell'ugello (che passa

da T_6 a T_7), ma anche una sensibile caduta di pressione totale (da p_6 a p_7 , tenuta in conto attraverso

p_{b2} ; trascuriamo invece la diminuzione del rendimento dell'ugello dovuta all'apertura dei petali dell'ugello

ad area variabile. Si ha allora

$$u_{9,pc} = \sqrt{2 \cdot n \cdot c_p \cdot (T_7 - T_9)} = \sqrt{2 \cdot n \cdot c_p \cdot T_7 \cdot 241 - p_a}$$

$$p_7^{1-\gamma}$$

35 = $\sqrt{2 \cdot n \cdot c_p \cdot T_7 \cdot 241 - p_a}$

$$p_{b2}$$

$$p_a$$

$$p_6^{1-\gamma}$$

$$35 =$$

$$(7.12)$$

Sotto la rozza approssimazione $p_{b2} \approx 1$ si ha l'espressione, di valore orientativo:

$$u_{9,pc}$$

$$u_9 \sqrt{T_7}$$

$$T_6$$

$$(7.13)$$

quindi in particolare a punto fisso il rapporto delle spinte sarà

$$\frac{F_{pc}}{F}$$

$$\sqrt{\frac{T_7}{T_6}}$$

$$T_6$$

$$(7.14)$$

In realtà, per l'effetto di p_{b2} , tali rapporti saranno inferiori a quanto indicato.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

144 Turbogetto con postcombustore

S

T

2000 2500 3000 3500 4000 4500

0

400

800

1200

1600

2000

2400

a

2

3

4

5

7

9

Figura 7.6: Ciclo reale del turbogetto con postcombustore in volo (ciclo ideale a linea tratteggiata).

7.2.2 Rendimenti

Dall'analisi del ciclo *ideale* si pu' facilmente dedurre che il rendimento termodinamico del ciclo con postcombustore è inferiore a quello di un turbogetto semplice avente lo stesso rapporto di compressione.

Tale conclusione sar' a maggior ragione valida per il ciclo reale.

Per il ciclo ideale appunto, come illustrato in Fig. 7.7, il rendimento del ciclo con postcombustore acceso

pu' essere legato a quello $\eta_{th,1}$ del ciclo con postcombustore spento (cio' è del turbogetto semplice), a

sua volta correlato all'area 1 del ciclo **a349** in Fig. 7.6; l'accensione del postcombustore comporta un aumento dell'area del ciclo, per l'aggiunta dell'area **2**, che pu' essere considerato come un ciclo Brayton **9579_{pc}** in Fig. 7.6, di rendimento $\eta_{th,2}$. Il rendimento termodinamico dell'intero ciclo ideale con postbruciatore pu' quindi essere scritto nella forma:

$$\eta_{th} = \frac{(Q_{e1} + Q_{e2}) - (Q_{u1} + Q_{u2})}{Q_{e1} + Q_{e2}} = \eta_{th,1} \frac{Q_{e1}}{Q_{e1} + Q_{e2}} + \eta_{th,2} \frac{Q_{e2}}{Q_{e1} + Q_{e2}} \quad (7.15)$$

La differenza tra la quantit' a di calore in entrata ed in uscita (cio' è il lavoro utile del ciclo) nel ciclo **1** è

esprimibile per definizione come $Q_{e1} - Q_{u1} = \eta_{th,1} Q_{e1}$, ed analogamente $Q_{e2} - Q_{u2} = \eta_{th,2} Q_{e2}$ nel ciclo **2**. Si vede quindi facilmente che il rendimento η_{th} è pi' basso di $\eta_{th,1}$, essendo:

$$\eta_{th,2} < \eta_{th,1} \quad (7.16)$$

in quanto $\eta_{th,i} = 1 - 1/(\pi_i)^{\gamma-1}$

$\pi_2 < \pi_1$, in quanto il rapporto di pressione del ciclo **2** è alquanto pi' basso di quello del ciclo **1**.

Oltre al rendimento termodinamico, anche il rendimento propulsivo sar' a

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turbogetto con postcombustore 145

2

1

Q_{e2}

Q_{u2}

Q_{e1}

Q_{u1}

Figura 7.7: Ciclo ideale del turbogetto con postcombustore.

pi' basso rispetto al turbogetto semplice, a parit' a di velocit' a di volo, essendo pi' elevata la velocit' a di

efflusso rispetto al caso del turbogetto semplice, e quindi pi' basso il rapporto $= V_0/u_e$ che compare

nell'espressione del rendimento propulsivo (5.35).

Ne segue che anche il rendimento globale risulter' a pi' basso.

7.2.3 Espressione delle Prestazioni

In pratica l'impiego del postcombustore consente un'aumento della velocit' a di efflusso dell'ordine

del
50%.

Le espressioni per le prestazioni di un turbogetto semplice con postcombustore sono simili a quelle relative al turbogetto semplice, purché si tenga conto dell'ulteriore portata di combustibile (e quindi dei relativi aumenti di consumo e potenza disponibile). Trascurando la portata di combustibile rispetto alla portata d'aria si ha:

$$\eta_{th} = \frac{V_2 - V_0}{f_{tot} Q_f} \quad (7.17)$$

$$\eta_p = \frac{V_0}{V_2} \left(1 + \frac{f_{tot} Q_f}{V_0} \right)$$

$$\eta_o = \eta_{th} \eta_p$$

$$I_a = \frac{V_2 - V_0}{f_{tot} Q_f} \left(1 + \frac{f_{tot} Q_f}{V_0} \right)$$

$$TSFC = \frac{f_{tot} Q_f}{V_0} \left(1 + \frac{f_{tot} Q_f}{V_0} \right)$$

$$I_a = \frac{V_2 - V_0}{f_{tot} Q_f} \left(1 + \frac{f_{tot} Q_f}{V_0} \right)$$

$$I_a$$

$$(7.17)$$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
146 Turbogetto con postcombustore

7.2.4 Confronto tra Prestazioni con Postcombustore Spento ed Acceso

Intendiamo adesso confrontare le prestazioni del turbogetto semplice con quelle del turbogetto con postbruciatore

(oppure, del turbogetto con postbruciatore spento con quelle dello stesso motore con postbruciatore acceso, che è sostanzialmente la stessa cosa) al variare del numero di Mach di volo M_0 . Nel fare questo, dobbiamo considerare che il rendimento di uno dei componenti del motore, la presa dinamica,

varia sensibilmente con M_0 , come riportato indicativamente nella successiva Fig. 11.5; assumiamo qui

che l'andamento del rendimento σ (rapporto di pressioni totali tra uscita ed ingresso della presa) della

parte supersonica della presa d'aria al variare di M_0 sia dato dalla curva riportata in tale figura per una

presa ad un orto obliquo, mentre assumiamo che l'analogo rendimento per la parte subsonica della presa

sia costante e pari a 0.945. Per gli altri componenti del motore assumiamo $c = t = 0.9$, $n = 0.97$, $n_2 = 0.96$, $b = 0.99$, $p_{b1} = 0.94$, $p_{b2} = 0.75$, $m_c = m_t = 0.98$, $T_4 = 1400$ K, $T_6 = 2000$ K; inoltre, si considera il volo alla quota di 11000 m ove $T_a = 216.7$ K, $p_a = 22.7$ kPa.

La Fig. 7.8 mostra quindi il TSFC del turbogetto semplice e del turbogetto con postbruciatore, al variare

del numero di Mach. Se per esempio si considera la condizione di volo a $M_0 = 2$, si vede che il TSFC

del turbogetto con postbruciatore è di circa il 40% superiore a quello del turbogetto semplice, come si può anche vedere dalla successiva Fig. 7.9. Questo dato tuttavia non rende pienamente conto di quanto avviene. Infatti, dalla Fig. 7.9 si evince anche che a $M_0 = 2$ la spinta specifica del turbogetto semplice è circa la metà di quella del turbogetto con postbruciatore; questo significa che, ancorché

e sia
 teoricamente possibile volare a $Mo = 2$ con un turbogetto semplice, questo comporterebbe per i motori
 circa due volte piú pesanti, con tutte le conseguenze che questo comporta. Non ha quindi molto
 senso
 confrontare le prestazioni di questi due motori a parità di numero di Mach, essendo motori
 disegnati
 per volare in condizioni di velocità diverse fra loro. Un confronto invece tra il consumo specifico
 del
 turbogetto semplice ad un numero di Mach, p. es. $Mo = 0.9$ [circa 0.105 kg/N h], come si desume
 dalla
 Fig. 7.8], e quello di un turbogetto con postbruciatore a $Mo = 2$ [circa 0.16 kg/(N h)], mostra
 invece
 un incremento di TSFC piú sensibile. Bisogna comunque considerare che in questa trattazione non
 possiamo tener conto di altri effetti di degradazione delle prestazioni di un turbogetto con
 postbruciatore,
 dovuti all'abbassamento del rendimento dell'ugello per effetto dell'apertura dei "petali", al
 rendimento
 di combustione del postbruciatore alquanto piú basso sia per effetti di dissociazione ad alta
 temperatura,
 sia perché per contenere interamente la fiamma, che al suo interno viaggia ad alta velocità,
 occorrerebbe
 un motore molto piú lungo (e pesante) di quanto consigliato da considerazioni di ingombro e peso.

Domande di verifica

7.1 Disegnare il ciclo nel piano $T-s$ per un turbogetto con postcombustore nel caso ideale a punto fisso.

7.2 Disegnare il ciclo nel piano $T-s$ per un turbogetto con postcombustore nel caso reale in volo.

7.3 Disegnare il ciclo nel piano $T-s$ per un turbofan a flussi associati con postcombustore nel caso ideale a punto fisso.

7.4 Disegnare il ciclo nel piano $T-s$ per un turbofan a flussi associati con postcombustore nel caso reale in volo.

7.5 Perché si utilizza il postcombustore? Quali sono vantaggi e svantaggi rispetto ad un turbogetto semplice?

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turbogetto con postcombustore 147

Mo

TSFC

0 0.5 1 1.5 2 2.5

0

0.025

0.05

0.075

0.1

0.125

0.15

0.175

0.2

Figura 7.8: Consumo specifico di spinta per turbogetto con postcombustore spento (TJ) ed acceso (TJAB), al variare del numero di Mach.

M

$TSFC_{TJAB} / TSFC_{TJ} \quad I_{a,TJAB} / I_{a,TJ}$

0 0.5 1 1.5 2 2.5

1

1.5

2

2.5

3

←

←

Figura 7.9: Rapporto della spinta specifica e del consumo specifico di spinta per turbogetto con postcombustore spento (TJ) ed acceso (TJAB), al variare del numero di Mach.

7.6 Perché la temperatura all'uscita del postcombustore può essere più elevata di quella all'uscita dalla

camera di combustione principale?

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

148 Turbogetto con postcombustore

7.7 Esprimere il rapporto tra la spinta ottenuta a punto fisso da un turbogetto semplice con postcombustore

e quella ottenuta dallo stesso turbogetto semplice con il postcombustore spento, in funzione delle temperature massime ammissibili per il combustore e il postcombustore (ugello sempre adattato).

7.8 Mostrare che il rendimento termico di un turbogetto semplice si riduce a causa della presenza del

postcombustore.

7.9 Il getto di un turbogetto con postcombustore acceso è più rumoroso di quello dello stesso turbogetto

con postcombustore spento? Perché?

7.10 Un turbogetto è in grado di fornire spinta quando è in volo a velocità V_0 sia con il postcombustore

spento sia con il postcombustore acceso. In quale caso il rendimento propulsivo è maggiore? E il rendimento globale?

Esercizi svolti

7.1 Calcolare ciclo e prestazioni di un turbogetto semplice con postcombustore avente le seguenti caratteristiche:

- Quota di volo $z = 9000\text{m}$;
- Mach di volo $M = 0.8$;
- Rapporto di compressione $c = 10$;
- Potere calorifico del combustibile (sia per combustore principale sia per postcombustore)

$Q_f = 45\text{MJ/kg}$;

- Temperatura di ingresso in turbina: $T_4 = 1200\text{K}$;
- Temperatura di uscita dal postcombustore: $T_7 = 1800\text{K}$;
- Ugello adattato;
- $d = 0.97$;
- $c = 0.85$;
- $p_b = b = p_{b2} = b_2 = m_c = m_t = 1.00$;
- $t = 0.90$;
- $n = 0.98$
- Calore specifico $c_p = 1004.5\text{J/K/kg}$ e rapporto $\gamma = c_p/c_v = 1.40$.

Si confrontino le prestazioni ottenute con postcombustore acceso e spento, considerando in entrambi

i casi l'ugello adattato e la stessa portata d'aria \dot{m}_a nel gruppo turbogas.

SOLUZIONE

Si disegna innanzitutto lo schema come in Fig. 7.2a e il ciclo come in Fig. 7.6 (in cui si aggiunge anche la parte relativa alla presa d'aria) con la corretta numerazione delle stazioni.

Dalle tabelle per l'aria tipo si ottiene per $z = 9000\text{m}$:

$p_a = 30.8\text{kPa}$; $T_a = 229.73\text{K}$ e quindi $V = \sqrt{M p_a R_a T_a} = 243.05\text{m/s}$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turbogetto con postcombustore 149

avendo considerato per l'aria $\gamma = 1.4$, quindi $\gamma - 1 = 0.4$ e $R_a = 287\text{ J/(Kkg)}$.

Si possono calcolare le condizioni a valle della presa d'aria ($d = 0.97$) come nel turbogetto semplice:

$$T_2 = T_a \left[1 + dM_2^2 \right] = 259.14 \text{ K}$$

$$T_{20} = T_a + d(T_2 - T_a) = 258.25 \text{ K}$$

$$p_2 = T_{20}$$

$$\frac{T_a}{p_a} =$$

$$p_a = 46.39 \text{ kPa}$$

Essendo noti rapporto di compressione e rendimento del compressore ($a_c = 0.85$), si ottiene:

$$p_3 = c_p p_2 = 463.93 \text{ kPa}$$

$$T_3 = T_2 \left[1 + \frac{1}{a_c} \right]$$

$$1$$

$$\frac{a_c}{a}$$

$$a$$

$$c - 1 \# = 542.88 \text{ K}$$

Analizzando il combustore principale si ottiene il primo rapporto combustibile/aria f_1 . Infatti, nota la temperatura di fine combustione e i rendimenti in camera di combustione ($b = p_b = 1.00$):

$$T_4 = 1200 \text{ K}$$

$$p_4 = p_b p_3 = p_3 = 463.93 \text{ kPa}$$

$$c_p T_3 + f_1 b Q_f = (1 + f_1) c_p T_4 \quad f_1 =$$

$$\frac{c_p T_4 - c_p T_3}{b Q_f - c_p T_4}$$

$$= 0.01467$$

Dal bilancio energetico turbina-compressore, assumendo per semplicità $m_c = m_t = 1.00$:

$$L_c = m_c m_t L_t = L_t \quad c_p (T_3 - T_2) = (1 + f_1) c_p (T_4 - T_5) \quad T_5 = 920.36 \text{ K}$$

$$T_{50} = T_4 - (T_4 - T_5)/t = 889.3 \text{ K} \quad p_5 = p_4 (T_{50}/T_4)$$

$$g$$

$$g-1$$

$$= 162.54 \text{ kPa}$$

$$Essendo l'ugello adattato si possono calcolare le prestazioni nel caso del postcombustore spento (turbogetto semplice):$$

$$u_9 = \sqrt{2 c_p T_5 \left[1 - \frac{p_a}{p_5} \right]}$$

$$p_{5g-1}$$

$$g \#$$

$$l_a =$$

$$F$$

$$m \cdot a$$

$$= (1 + f_1) u_9 - V = 597 \text{ m/s}$$

$$TSFC =$$

$$f_1$$

$$F/m \cdot a$$

$$= 0.08845 \text{ (kg/h)/N}$$

$$Nel caso di postcombustore attivo, analizzando il postcombustore si ottiene il secondo rapporto combustibile/aria f_2 . Infatti, nota la temperatura di fine combustione e i rendimenti in camera di combustione ($b = p_b = 1.00$):$$

$$T_7 = 1800 \text{ K}$$

$$p_7 = p_b p_6 = p_6 = p_5 = 162.54 \text{ kPa}$$

$$(1 + f_1) c_p T_5 + f_2 b Q_f = (1 + f_1 + f_2) c_p T_7 \quad f_2 =$$

$$\frac{(1 + f_1) c_p (T_4 - T_3)}{b Q_f - c_p T_4}$$

$$= 0.019635$$

$$Universit\`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale$$

$$150 Turbogetto con postcombustore$$

$$Essendo l'ugello adattato si possono calcolare le prestazioni come nel caso del postcombustore$$

spento (turbogetto semplice):

$$u_{9,pc} = \sqrt{u_{9,pc}^2} = \sqrt{2c_{pn}T_7 \left(1 - p_a\right)}$$

$$p_{g-1}$$

$$g \#$$

$$I_a =$$

$$F$$

$$m \dot{a}$$

$$= (1 + f_1 + f_2)u_{9,pc} - V = 954.5 \text{ m/s}$$

$$TSFC =$$

$$f_1 + f_2$$

$$F/m \dot{a}$$

$$= 0.1294 \text{ (kg/h)/N}$$

Con il postcombustore acceso si ha quindi un aumento del 59.8% della spinta specifica e un aumento

del 46.3% del consumo specifico di spinta.

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Capitolo 8

Turboelica

I motivi che hanno portato alla realizzazione del turboelica sono analoghi a quelli che (in un periodo storico successivo) hanno portato all'introduzione del turboreattore a doppio flusso (vedi capitolo 6).

In pratica si vuole conseguire un migliore rendimento propulsivo rispetto al turbogetto semplice, senza

grosse penalizzazioni del rendimento termodinamico del ciclo base. Nel caso del turboelica tale risultato

è ottenuto sfruttando le proprietà dell'elica, che garantisce elevati valori del rendimento propulsivo

accelerando una portata d'aria molto maggiore di quella elaborata dal corrispondente turbogetto. Il turboelica è quindi un propulsore caratterizzato dalle seguenti principali proprietà:

- Il funzionamento è lo stesso del turbogetto, tranne per il fatto che il salto entalpico disponibile a valle della turbina che muove il compressore non viene tutto utilizzato per accelerare il getto propulsivo, ma viene principalmente utilizzato attraverso una turbina per muovere un'elica.
- La potenza utile è generata dal gruppo compressore-combustore-turbina, detto generatore di gas, così come nel caso del turbogetto.

• Viene realizzato con diverse configurazioni (monoalbero/bialbero) ma generalmente si adotta la configurazione libera per la turbina dell'elica (Fig. 8.1) per conseguire:

– Facilit`a di avviamento;

– Minore inerzia nel variare il numero di giri.

• Rapporti di compressione c_{pi} più limitati che nei turbogetti (per esempio 15 invece di 25), vedi fine par. 8.3.

• A parit`a di spinta imprime una modesta variazione di velocit`a ad una grande massa d'aria (principio

analogo a quanto visto per il turbofan per aumentare il rendimento propulsivo e quindi quello globale).

• Si pu`o considerare come un turbofan con valori elevatissimi di BPR (100).

• Grazie all'elevato rendimento propulsivo dell'elica ha prestazioni al decollo e in crociera (per $M < 0.7$) superiori ai turbogetti.

• Necessit`a di un riduttore essendo la velocit`a di rotazione caratteristica delle turbine molto superiori

a quella massima ammissibile per l'elica.

152 Turboelica

- Confrontato con i motori a pistoni, il turboelica mostra:
 - minore rapporto peso/potenza ($0.2 \div 0.3 \text{ kg/kW}$ contro $> 0.7 \text{ kg/kW}$), almeno nel campo delle potenze elevate;
 - minore sezione frontale (almeno nel campo delle potenze elevate).
- Confrontato con il turbofan, il turboelica mostra:
 - un limite inferiore del campo delle velocità di volo alle quali può essere impiegato ($M < 0.7$, a causa dell'elica);
 - maggior peso e minore affidabilità per la presenza del riduttore e dell'elica.

N

9

C

T

3 B 4

a 1 D

5 7

T

2

R

41

(a) Rappresentazione schematica

(b) Sezione (da [12])

Figura 8.1: Rappresentazione schematica e sezione di un turboelica.

8.1 Ciclo termodinamico

Lo studio del ciclo termodinamico del turboelica (Fig. 8.2) è uguale a quello del turbogetto semplice

fino alla stazione 41. Infatti la prima turbina (da 4 a 41) si studia come nel caso del turbogetto semplice,

essendo il suo scopo quello di fornire la potenza necessaria per il compressore. Per analizzare la parte

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turboelica 153

restante del ciclo termodinamico si definisce il salto entalpico ideale utile ai fini propulsivi come (vedi

Fig. 8.2):

$$h_u = h_{41} - h_{900} \quad (8.1)$$

e si introduce il parametro che indica la frazione di h_u utilizzata per muovere l'elica:

$$h_u = \text{salto entalpico utilizzato dall'elica (ideale)} \quad (8.2)$$

$$(1 - \lambda)h_u = \text{salto entalpico utilizzato dal getto (ideale)} \quad (8.3)$$

$$P_{u,el} = \dot{m}_a (1 + f) h_u = \text{Potenza destinata all'elica (ideale)} \quad (8.4)$$

$$P_{u,j} = \dot{m}_a (1 + f) (1 - \lambda)h_u = \text{Potenza destinata al getto (ideale)} \quad (8.5)$$

Accanto al valore di $h_u = h_{41} - h_{900}$ può definire anche il salto entalpico ideale:

a

3

4' 4

5'

41'

9

9''

3' 5

41

$\lambda \Delta h_u$

(1

$\lambda) \Delta h_u$

Δh_c
 g'
T
S
 Δh_u

Figura 8.2: Ciclo termodinamico di un turboelica a punto fisso.

$$h_{0u} = (h_{41} - h_{50}) + (h_5 - h_{90}) \quad (8.6)$$

dato dalla somma dei salti entalpici ideali attraverso turbina e ugello, e che quindi tiene conto della temperatura reale T_5 (più elevata del caso ideale) per il calcolo dell'espansione nell'ugello. Si avr`a, a

causa della divergenza delle isobare, $h_{0u} > h_u$ e si pu`o introdurre il parametro (ζ):

$$(h_5 - h_{90}) = (h_{50} - h_{900}) \zeta \quad h_{0u} = h_u + (1 - \zeta)h_u \quad (8.7)$$

essendo per`o molto prossimo all'unit`a ($\zeta \approx 1.04$) per comodit`a si considerer`a

$$h_u \approx h_{0u} \quad (h_5 - h_{90}) \approx (h_{50} - h_{900}) \quad (8.8)$$

Per il punto 900, poich`e in h_u si considera tutta la potenza che pu`o essere estratta, si considera:

$$p_{900} = p_a \quad T_{900} = T_{41} (p_a / p_{41})^{(-1)/\gamma} \quad (8.9)$$

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

154 Turboelica

e cos`i si pu`o calcolare T_{50} dalla

$$T_{41} - T_{50} = (T_{41} - T_{900}) \quad (8.10)$$

Oltre alla potenza destinata all'elica, la restante potenza fornita dal ciclo permette di accelerare il getto

alla velocit`a di efflusso:

$$u_9 = \sqrt{2(h_5 - h_9)} = \sqrt{2\zeta(h_5 - h_{90})} \approx \sqrt{2\zeta(h_{50} - h_{900})} = \sqrt{2\zeta(1 - \zeta)h_u} \quad (8.11)$$

Si potranno quindi esprimere le prestazioni in funzione della potenza utile e delle frazioni ζ e $1 - \zeta$ destinate rispettivamente all'elica e al getto.

8.2 Prestazioni

La spinta generata da un turboelica, per effetto sia dell'elica che del getto, pu`o essere espressa nel caso

più generale come

$$F = F_{el} + F_j = \dot{m}_{a,el}(u_w - V) + \dot{m}_a[(1 + f)u_9 - V] + (p_9 - p_a)A_9 \quad (8.12)$$

anche se, poich`e in genere la parte maggiore della potenza disponibile `e destinata all'elica, il rapporto

di pressione disponibile nell'ugello `e basso e quindi in genere l'ugello potr`a considerarsi adattato.

La

potenza propulsiva quindi si potr`a esprimere come:

$$P_p = FV = P_{p,el} + P_{p,j} \quad (8.13)$$

Poich`e il turboelica appartiene alla classe dei motori che forniscono potenza ad un albero (su cui poi `e

montata un'elica che trasforma questa potenza in potenza propulsiva) ci si riferisce spesso alla potenza

disponibile all'asse dell'elica. Si definiscono cos`i:

$\delta >$

$< \delta >$

:

$P_{ax,t} = tP_{u,el} = t\dot{m}_a(1 + f)h_u \approx t\dot{m}_a h_u$ Potenza all'asse della turbina

$P_{ax,el} = rP_{ax,t} = r\dot{m}_a(1 + f)h_u \approx r\dot{m}_a h_u$ Potenza all'asse dell'elica

$P_{p,el} = p_{el}P_{ax,el} = p_{el}r\dot{m}_a(1 + f)h_u \approx p_{el}r\dot{m}_a h_u$ Potenza propulsiva dell'elica

(8.14)

dove la potenza idealmente disponibile alla turbina che muove l'elica `e ridotta per effetto del rendimento

della turbina t e del riduttore r , e il rendimento propulsivo dell'elica p_{el} permette di valutare la

frazione della potenza dell'elica che viene effettivamente utilizzata ai fini propulsivi. Si definisce anche

una potenza equivalente all'asse dell'elica che include la potenza propulsiva del getto:

$$P_{ax,eq} = P_{ax,el} + P_{p,j} \text{ con } P_{p,j} = F_j \cdot V = \dot{m}_a(u_9 - V)V \quad (8.15)$$

avendo supposto ugello adattato e $f = 1$.

Il consumo di un turboelica viene in genere analizzato in termini di consumo specifico equivalente al freno (EBSFC – Equivalent Brake Specific Fuel Consumption) che indica il consumo di combustibile

per unit`a di tempo e di potenza equivalente all'asse dell'elica fornita dal motore:

$$EBSFC =$$

$$\dot{m}_f$$

$$P_{ax,eq}$$

$$=$$

$$\dot{m}_f$$

$$P_{ax,el} + P_{p,j}$$

$$0.27 \div 0.36 \text{ kg/kWh} \quad (8.16)$$

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turboelica 155

$\eta_{p,el}$

$\eta_{at r}$

$\eta_{ax,t}$

$P_{ax,el}$

P

P

P

P

P

P

η

$1 - \lambda$

$av u$

p,el

d,el

d,j

p,j

th

$P_{u,j}$

$\eta_{p,j}$

λ

Figura 8.3: Diagramma dell'evoluzione della potenza disponibile in un turboelica.

A volte, facendo riferimento solo alla potenza all'albero, si considera il consumo specifico definito come:

$$BSFC =$$

$$\dot{m}_f$$

$$P_{ax,t}$$

$$(8.17)$$

Per esprimere i rendimenti `e necessario conoscere, oltre alla potenza propulsiva, la potenza

disponibile

e quella utile (Fig. 8.3):

$$P_{av} = \dot{m}_f Q_f \text{ potenza disponibile}$$

$$P_u = \dot{m}_a (1 + f)(h_{41} - h_{900}) = \dot{m}_a (1 + f) h_u \text{ potenza utile}$$

(8.18)

la cui evoluzione è illustrata in Fig. 8.3. Si possono quindi esprimere la potenza utile per il getto e per

l'elica in funzione della potenza propulsiva e di quella dissipata:

$$\text{Getto } P_{u,j} = (1 - \eta) P_u; (P_{p,j} + P_{d,j}) = \eta P_{u,j} \text{ (8.19)}$$

dove $P_{p,j}$, $P_{d,j}$ si valutano in modo analogo a quanto visto per il turbogetto semplice : (8.20)

$$P_{p,j} = \dot{m}_a [(1 + f)u_e - V_0] V_0; P_{d,j} = \dot{m}_a (1 + f)(u_e - V_0)^2 / 2 \text{ (8.21)}$$

$$(P_{p,j} + P_{d,j}) = \dot{m}_a$$

$$(1 + f)u_e^2$$

$$- V_0^2$$

0

2

$$\text{Elica } P_{u,el} = P_u = \dot{m}_a (1 + f) h_u; P_{ax,el} = \eta P_{u,el} = \eta (P_{p,el} + P_{d,el}) =$$

1

2

$$\dot{m}_{a,el} (u_w^2$$

$$- V_0^2$$

0)

(8.22)

dove $\eta = \frac{P_{ax,el}}{P_{u,el}}$:

$$P_{p,el} = F_{el} V_0 = \dot{m}_{a,el} V_0 (u_w - V_0)$$

$$P_{d,el} =$$

1

2

$$\dot{m}_{a,el} (u_w - V_0)^2$$

$$\dot{m}_{a,el} V_0^2$$

2

el

4

(8.23)

avendo indicato con el il diametro dell'elica. In prima approssimazione, facendo riferimento alla

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

156 Turboelica

elica, si possono esprimere quindi i rendimenti come:

$\eta =$

$$\frac{P_{ax,el}}{P_{u,el}} = \frac{\eta P_{u,el}}{P_{u,el}} = \eta$$

Rendimento Termodinamico: $\eta_{th} =$

$$\frac{P_u}{P_{av}}$$

$$\frac{P_{ax,el}}{P_{av}}$$

$$\frac{P_{p,el}}{P_{av}}$$

$$\frac{P_{d,el}}{P_{av}}$$

Rendimento Propulsivo (Elica): $\eta_{p,el} =$

$$\frac{P_{p,el}}{P_{ax,el}}$$

$$= \frac{P_{p,el}}{P_{ax,el}}$$

=

$$\frac{2V_0}{u_w + V_0}$$

$$\frac{P_{p,el}}{P_{ax,el}}$$

Rendimento Globale: $\eta_{thp,el} =$

$P_{p,el}$

P_{av}

(8.24)

mentre una valutazione pi`u accurata, che tenga conto sia dell'elica che del getto, d'a invece

8>

>>>><>>>>>>:

Rendimento Termodinamico: $\eta_{th} =$

$\frac{P_{u,el} + P_{u,j}}{P_{av}}$

P_{av}

Rendimento Propulsivo: $\eta_p =$

$\frac{P_{p,j} + P_{p,el}}{P_{u,el} + P_{u,j}}$

$P_{u,el} + P_{u,j}$

Rendimento Globale: $\eta_o = \eta_{thp} =$

$\frac{P_{p,j} + P_{p,el}}{P_{av}}$

P_{av}

(8.25)

La trasformazione di potenza disponibile all'asse dell'elica in potenza propulsiva dipende quindi dal rendimento propulsivo dell'elica $\eta_{p,el}$. Quest'ultimo assume valori elevati, tipicamente dell'ordine di $\eta_{p,el}$ 0.85 (il campo `e 0.7 ÷ 0.9), e cresce con la velocit`a di volo a parit`a di potenza, fino alle velocit`a

alle quali gli effetti della compressibilit`a non sono pi`u trascurabili e riducono fortemente le prestazioni

dell'elica. Il confronto tra i rendimenti propulsivi di turbogetto e turboelica (turbo-prop, propfan, contro-

Figura 8.4: Andamento del rendimento propulsivo dell'elica in funzione della velocit`a di volo (da [6]; 1 mph = 1,609 km/h).

rotating fan) mostrati in Fig. 8.4 mette in evidenza l'elevato rendimento propulsivo dell'elica, ma anche

la sua rapida caduta in prossimit`a delle velocit`a transoniche, dovuta agli effetti della compressibilit`a. Per

contenere tali effetti, e consentire quindi velocit`a di volo un poco pi`u elevate, il propfan adotta un'elica

le cui estremit`a hanno un profilo simile a quello di un'ala a freccia, Fig. 8.5.

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turboelica 157

Figura 8.5: Elica di un propfan.

Tornando ad analizzare il comportamento del consumo specifico ($EBSFC$), in Fig. 8.6 si osserva che la riduzione dei consumi con c e M `e dovuta essenzialmente all'aumento del rendimento termodinamico

del ciclo di turbina a gas. Si ricorda che ogni punto nel grafico corrisponde ad una diversa condizione di progetto.

8.3 Ripartizione Ottimale della Potenza

Vista la presenza del parametro aggiuntivo β_c , ci si pu`o chiedere se esiste un valore ottimale della ripartizione

della potenza disponibile tra getto e elica. Si vuole cercare allora il valore di β_c in corrispondenza del quale si ha la massima spinta (e cio' `e P_p per un'assegnata V_0). Per semplicit`a si considera $f = 1$, ed

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

158 Turboelica

β_c

SFC (kg h⁻¹

/ kW)

5 10 15 20

0
0.2
0.4
0.6
0.8

M

$\lambda=0.8$

$z=0$ m

$T_4=1450$ K

$M=0.5$

$M=0$

Figura 8.6: Consumo specifico di un turboelica in funzione di c e M .

ugello adattato per il getto:

$$P_p = \dot{m}_{ap,elrt} h_u + F_j V_0 = \rho \int_{z_1}^{z_2} \dots$$

$$\dot{m}_{ap,elrt} h_u + \dot{m}_a V_0 (u_9 - V_0) \quad (8.26)$$

$$P_p = \dot{m}_{ap,elrt} h_u + V_0 \rho \int_{z_1}^{z_2} \dots - V_0^2$$

$$\dots \quad (8.27)$$

$$\frac{\partial P_p}{\partial V_0}$$

@

$$= 0 \Rightarrow \dot{m}_{ap,elrt} h_u + V_0 - 2n h_u$$

$$2 \rho \int_{z_1}^{z_2} \dots h_u$$

$$= 0 \quad (8.28)$$

$$opt = 1 -$$

$$n \frac{V_0^2}{2 \rho \int_{z_1}^{z_2} \dots h_u}$$

0

$$2 \rho \int_{z_1}^{z_2} \dots h_u$$

$$(8.29)$$

Si pu' quindi osservare che opt dipende dalla velocita' di volo (ed in particolare risulta uguale ad uno a

punto fisso), e finche' $p_{,elrt} \in 0.7 \div 0.9$ si ha $opt = 80 \div 90\%$, ma il valore dipende chiaramente anche

dai parametri del generatore di gas. Introducendo la grandezza $\hat{u}_e = \sqrt{2n h_u}$, che e' la velocita' di efflusso di un turbogetto avente lo stesso generatore di gas e con ugello adattato, quindi $\hat{u}_e = u_e = u_9$

se $\hat{u}_e = 0$, opt si pu' scrivere come:

$$opt = 1 - n$$

$$\frac{p_{,elrt} V_0^2}{2 \rho \int_{z_1}^{z_2} \dots h_u}$$

$$\cdot \frac{V_0^2}{2 \rho \int_{z_1}^{z_2} \dots h_u}$$

$$\hat{u}_e^2$$

$$(8.30)$$

e sostituendo valori tipici si ottiene: per $\hat{u}_e \in 4 \div 5 V_0$ e $(p_{,elrt})^2 \in 0.4 \div 0.5$ (n) $opt \in 80$

$\div 90\%$. Questo risultato e' mostrato anche in Fig. 8.7 dove, nel caso considerato, $EBSFC$ ha

un minimo per valori di opt prossimi ad 1, e decrescenti per M_0 crescente. Occorre tuttavia notare che i valori ottimali di opt porterebbero a densita' del fluido propulsivo molto basse all'uscita dell'ultimo

stadio della turbina, a causa della bassa pressione di fine espansione. Si noti anche che, a parita' di pressione, la densita' e' piu' bassa nella turbina che nel compressore a causa della piu' elevata temperatura

Universita' di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turboelica 159

λ

SFC (kg h / kW)

0 0.2 0.4 0.6 0.8 1

0.2

0.3

0.4

0.5

M

$z = 0\text{m}$

$T_4 = 1000\text{ K}$

$\beta_c = 10$

$\eta_{el} = 0.45$

$M = 0.8$

$M = 0$

Figura 8.7: Consumo specifico equivalente di un turboelica in funzione della ripartizione della potenza tra elica e getto (β) e della velocit`a di volo (M_0).

(poich`e la turbina elabora il fluido caldo che esce dalla camera di combustione). Per poter far defluire

la portata di aria occorrono quindi grandi sezioni di passaggio (per l'equazione di conservazione della

massa), ossia pale della turbina molto lunghe. Questa situazione `e simile a quella che si verifica in un'unit`a turbogas, dove l'espansione avviene *tutta* in turbina; la Fig. 8.8, relativa appunto ad un turbogas,

mostra come le pale della turbina siano molto pi`u lunghe di quelle del compressore. In un turboelica,

questa situazione `e fortemente sconsigliabile sia per problemi di peso della turbina, sia per l'accresciuta

resistenza esterna dovuta alla necessit`a di adottare una cassa di grande diametro per alloggiare pale cos`i

lunghe. Si preferisce quindi adottare valori di β ben al di sotto di quello ottimo, pur con una conseguente

penalizzazione del consumo specifico. Si noti anche a questo proposito che i turboelica generalmente

Figura 8.8: Gruppo compressore (a sinistra) e turbina (a destra) di un turbogas.

adottano rapporti di compressione ϵ pi`u contenuti rispetto ai turbogetti. Come `e stato visto infatti, per

minimizzare il consumo specifico occorrono valori di ϵ elevati, mentre per massimizzare il lavoro utile

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

160 Turboelica

o la spinta specifica (quindi per contenere i pesi) occorrono valori di ϵ contenuti. Nel turboelica, a parit`a

di valori di ϵ , il peso `e maggiore poich`e gran parte del salto entalpico `e sfruttato nella turbina (pesante)

anzich`e nell'ugello (leggero). Da qui la pi`u stringente necessit`a (rispetto al turbogetto) di contenere i

pesi, e quindi il rapporto di compressione.

8.4 Confronto con il turbogetto

E' interessante il confronto tra un turboelica e il corrispondente turbogetto avente lo stesso generatore

di gas (che si pu`o ottenere considerando il turboelica con $\beta = 0$). Il turbogetto `e caratterizzato dalla velocit`a di efflusso:

$$u_e = \sqrt{2n h_u} \quad (8.31)$$

e la sua potenza propulsiva `e:

$$P_{p,TG} = F V_0 = \dot{m}_a (u_e - V_0) V_0 \quad (8.32)$$

Per quanto riguarda il turboelica invece si ha:

$$P_{p,TE} = \dot{m}_{ap,el} r h_u + F_j V_0 = \dot{m}_{ap,el} r h_u + V_0 \sqrt{2n(1 - \beta)} h_u - V_0^2 \quad (8.33)$$

e, sostituendo $u_e = p_2^{1/n} h u$:

$$P_{p,TE} = \dot{m}_a \frac{p_2^{1/n}}{2} u_e^2 + u_e V_0 p_1 - \frac{1}{2} V_0^2 \quad (8.34)$$

Il rapporto tra la potenza propulsiva generata dal turboelica e quella generata dal turbogetto è quindi:

$$\frac{P_{p,TE}}{P_{p,TG}} = \frac{\dot{m}_a \frac{p_2^{1/n}}{2} u_e^2 + u_e V_0 p_1 - \frac{1}{2} V_0^2}{\dot{m}_a \frac{p_1^{1/n}}{2} u_e^2 + u_e V_0 p_1 - \frac{1}{2} V_0^2} \quad (8.35)$$

Il comportamento di tale rapporto può essere studiato considerando come variabile indipendente il rapporto $\lambda = V_0/u_e$:

$$\frac{P_{p,TE}}{P_{p,TG}} = \frac{\dot{m}_a \frac{p_2^{1/n}}{2} + p_1 - \frac{1}{2} \lambda^2}{\dot{m}_a \frac{p_1^{1/n}}{2} + p_1 - \frac{1}{2} \lambda^2} \quad (8.36)$$

In particolare si può studiare sotto quali condizioni esso è maggiore di 1 (cioè il turboelica dà spinta maggiore), e si ottiene che deve essere verificata la condizione:

$$\dot{m}_a \frac{p_2^{1/n}}{2} + p_1 - \frac{1}{2} \lambda^2 > \dot{m}_a \frac{p_1^{1/n}}{2} + p_1 - \frac{1}{2} \lambda^2 \quad (8.37)$$

che si può riscrivere come:

$$\dot{m}_a \frac{p_2^{1/n} u_e}{2} (1 - p_1^{-1/n}) > 0 \quad (8.38)$$

Osservando che:

$$\begin{aligned} & 1 - p_1^{-1/n} \\ &= \frac{1 - (1 - p_1^{-1/n})}{1 - p_1^{-1/n}} \\ &= \frac{(1 + p_1^{-1/n})(1 - p_1^{-1/n})}{1 - p_1^{-1/n}} \\ &= 1 + p_1^{-1/n} \quad (8.39) \end{aligned}$$

si arriva al risultato che $P_{p,TE} > P_{p,TG}$ se

$$\frac{V_0}{U_e} < \frac{1}{2} \frac{1 + p_{p,elrt}}{n} \quad (8.40)$$

A parit`a di altri parametri il rapporto $P_{p,TE}/P_{p,TG}$ diminuisce al crescere della velocit`a di volo fino a diventare inferiore ad 1 quando la relazione scritta non `e pi`u soddisfatta. Si osserva che il valore massimo di V_0/U_e per il quale il turboelica fornisce una potenza propulsiva maggiore cresce al

crescere del rendimento dell'elica, al decrescere di quello dell'ugello, e al decrescere di . Sfruttando al meglio

le condizioni operative del turboelica e cio`e considerando $\eta = \eta_{opt}$ (anche se, come `e stato osservato, questa scelta in generale non risulta conveniente per altri motivi) nella (8.40), utilizzando la (8.30)

si ottiene:

$$\frac{V_0}{U_e} < \frac{1}{2} \frac{1 + p_{p,elrt}}{n} \quad (8.41)$$

e quindi

$$\frac{V_0}{U_e} < \frac{1}{2} \frac{1 + p_{p,elrt}}{n} \quad (8.42)$$

che si pu`o riscrivere anche come

$$\frac{V_0}{U_e} > \frac{1}{2} \frac{1 + p_{p,elrt}}{n} \quad (8.43)$$

mettendo in evidenza il valore minimo del rendimento propulsivo dell'elica che rende il turboelica pi`u

efficiente del turbogetto. Questa condizione diventa sempre pi`u difficile da soddisfare al crescere

della

velocità di volo. Si osserva infine che per un assegnato propulsore (ossia valori di u_e , n , r e t fissati) il

turboelica fornisce il massimo rendimento globale (la massima potenza propulsiva) quando $V_0 = 1/2 u_e$

e che in questo caso la prestazione del turboelica è superiore se

$p_{,el} >$

1

2 n

$rt!$ (8.44)

condizione verificata per valori tipici di $n = 0.95$, $r = 0.92$ e $t = 0.90$ quando $p_{,el} > 0.55$.

8.5 Discussione

Dall'analisi sulla ripartizione ottima tra potenza fornita all'elica e potenza fornita al getto, e dal confronto

tra turboelica e turbogetto aventi lo stesso generatore di gas, è emerso quindi che:

- Il turboelica è il più efficiente sistema propulsivo tra 450 e 700 km/h;
- Il funzionamento ottimo prevede che gran parte della potenza utile vada all'elica.

Come già accennato, tra le caratteristiche principali del turboelica bisogna sottolineare che la massima

velocità di volo è limitata a $V < 700 \text{ km/h}$ poiché la velocità dell'aria che investe le pale dell'elica deve

essere al massimo transonica. Per capire questo limite si può considerare il seguente esempio. Se n

= 2000 rpm (rpm = giri al minuto) si ha $\omega = 210 \text{ rad/s}$; se l'elica ha diametro $D_{el} = 2 \text{ m}$, ciò implica che

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

162 Turboelica

a causa della rotazione la pala è investita alla sua estremità da una corrente a $V_r = \omega D_{el}/2 = 210 \text{ m/s}$.

Se il veicolo è in volo alla velocità V_0 , diretta perpendicolarmente alla velocità di rotazione dell'elica

si ha che la pala è investita alla sua estremità da una corrente a $V = \sqrt{V_0^2 + V_r^2}$

$V_0 + V_r^2$

perché questa sia

subsonica $V < 0.9 \cdot 300 \text{ m/s}$ deve essere $V_0 < \sqrt{0.81 V_r^2 - V_r^2}$

$V_0 < 214 \text{ m/s} = 771 \text{ km/h}$.

Per quanto riguarda la presenza del riduttore, necessario a causa dei diversi diametri di turbina ed elica, ciascuna caratterizzata dal proprio numero di giri caratteristico, si sottolinea che il numero di giri

della turbina è tipicamente più elevato di quello dell'asse di un motore a pistoncini. Per questa ragione i

riduttori dei turboelica hanno rapporto di riduzione del numero di giri più elevato di quelli dei motore elica

(p.es. 10.75, 13.54).

8.6 Turboalbero (Turbohaft) e APU

Nella propulsione per elicottero nelle unità di potenza ausiliare (APU=Auxiliary Power Unit, necessarie

a fornire p.es. potenza elettrica, pneumatica, ...) si può impiegare ancora un propulsore basato su ciclo

turbogas. In tal caso, a differenza di quanto accade nel turboelica, l'obiettivo è esclusivamente quello di

generare potenza disponibile all'asse.

Per questa ragione si utilizzano i motori turboalbero, che sono concettualmente identici ai turboelica,

tranne che per il fatto che sostanzialmente tutta la potenza utile prodotta dal generatore di gas è destinata

all'albero che muove l'elica (1) od il generatore di potenza elettrica o altro. Infatti l'elevato rapporto

potenza/peso del turboelica/turboalbero lo rende in pratica l'unico sistema propulsivo oggi impiegato per

gli elicotteri (tranne che per il caso di piccole potenze, dove è competitivo anche il motore a pistoni).

Domande di verifica

8.1 Disegnare lo schema di funzionamento di un turboelica e di un turbofan a flussi separati. L'elica e il

fan sono mossi da una turbina separata da quella che muove il compressore. Quali sono le differenze

nei due schemi?

8.2 Quali sono i principali vantaggi e svantaggi del turboelica rispetto al turbogetto semplice e al turbofan?

8.3 Disegnare il ciclo nel piano T-s per un turboelica in volo nel caso ideale.

8.4 Disegnare il ciclo nel piano T-s per un turboelica in volo nel caso reale. Si mettano in evidenza anche i punti fittizi (ideali) utili per il calcolo del ciclo.

8.5 In un turboelica la spinta si ottiene come la somma di due contributi separati, dovuti a due sistemi

propulsivi diversi. Quali sono questi due sistemi?

8.6 In un turboelica la potenza utile impiegata per muovere l'elica è di solito maggiore o minore di quella impiegata per accelerare il getto?

8.7 Come viene indicato il consumo specifico di un turboelica?

8.8 La ripartizione ottima della potenza utile tra elica e getto varia al variare della velocità di volo. Al

crescere di V_0 la frazione di potenza utile destinata all'elica (in caso di ripartizione ottima) aumenta o diminuisce? Perché?

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Turboelica 163

8.9 Si calcoli nel caso ideale (rendimenti unitari tranne il rendimento propulsivo) il valore della frazione

di potenza utile destinata all'elica che massimizza la spinta.

8.10 Si confronti il valore della spinta ottenuta con un turboelica con quella ottenuta con un turbogetto

semplice avente lo stesso generatore di gas. Per il turboelica si consideri per il valore ottimo. Per quali valori di V_0 il turboelica fornisce una spinta superiore a quella del turbogetto?

8.11 Perché il turboelica non può essere impiegato a velocità di volo elevate? (p.es. alla velocità di volo

comune per gran parte degli aerei di linea, corrispondente ad un numero di Mach $M_0 = 0.85$)

8.12 Perché è necessario interporre un riduttore tra albero della turbina e albero dell'elica?

Esercizi svolti

8.1 Si calcolino le prestazioni (spinta, rendimenti e consumi specifici) di un turboelica aventi le seguenti

caratteristiche:

- Quota di volo $z = 7000\text{m}$
- Velocità di volo $v = 190\text{m/s}$

- Rapporto di compressione del compressore $c = 15$
- Temperatura massima in turbina $T_4 = 1450\text{K}$
- Potere calorifico del combustibile $Q_f = 43\text{MJ/kg}$
- $\gamma = 1.4$, $c_p = 1004.5\text{J/K/kg}$
- Portata d'aria nel generatore di gas $\dot{m}_a = 27\text{ kg/s}$
- Diametro dell'elica $e = 2\text{m}$
- Frazione di potenza utile destinata all'elica = 0.85
- Ugello convergente
- $d = 0.97$
- $c = 0.88$
- $m_c = m_t = m_{t,el} = 0.98$
- $b = 0.99$
- $p_b = 0.94$
- $t = t_{,el} = 0.90$
- $r = 0.97$
- $n = 0.98$

R.

$$T_a = 242.7\text{K}; p_a = 41.1\text{kPa}; M = V_0/pRT_a = 0.6084$$

$$T_2 = T_a(1 + M^2) = 260.7\text{K};$$

Universit'a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
164 Turboelica

$$T_{20} = T_a + (T_2 - T_a)d = 260.1\text{K}; p_2 = p_a(T_{20}/T_a)^{\gamma/(\gamma-1)} = 52.4\text{kPa}$$

$$p_3 = c p_2 = 785.9\text{kPa}; p_4 = p_3 = 785.9\text{kPa};$$

$$T_{30} = T_2(p_3/p_2)^{(\gamma-1)/\gamma} = 565.1\text{K}; T_3 = T_2 + (T_{30} - T_2)/c = 606.6\text{K};$$

$$f = (c_p T_4 - c_p T_3)/(b Q_f) = 0.0199$$

$$L_t = L_c) m_t(1 + f)c_p(T_4 - T_{41}) = c_p(T_3 - T_2)/m_c) T_{41} = 1096.8\text{K}$$

$$T_{410} = T_4 - (T_4 - T_{41})/t = 1057.6\text{K}; p_{41} = p_4(T_{410}/T_4)^{\gamma/(\gamma-1)} = 244.8\text{kPa}$$

A questo punto si pu' calcolare il punto 5 essendo noti i valori di e e h_u

$$h_u = h_{41} - h_{900} \text{ e quindi si pu' calcolare } T_{50} \text{ da: } h_u = c_p(T_{41} - T_5)$$

$$\text{Infatti } T_{900} = T_{41}(p_{900}/p_{41})^{(\gamma-1)/\gamma} = T_{41}(p_a/p_{41})^{(\gamma-1)/\gamma} = 658.75\text{K}$$

$$T_{50} = T_{41} - (T_{41} - T_{900}) = 724.5\text{K}; p_5 = p_{41}(T_{50}/T_{41})^{\gamma/(\gamma-1)} = 57.3\text{kPa}$$

$$T_5 = T_{41} - (T_{41} - T_{50})_{t,el} = 761.7\text{K}; p_9 = p_a = 41.1\text{kPa}$$

$$T_{90} = T_5(p_a/p_5)^{(\gamma-1)/\gamma} = 741.1\text{K}; T_9 = T_5 - (T_5 - T_{90})_n = 692.6\text{K};$$

Avendo calcolato i punti del ciclo si possono calcolare le prestazioni:

$$P_{ax,t} = \dot{m}_a(1 + f)c_p(T_{41} - T_5)_{m_t,el} = 9.085\text{MW} \text{ (potenza asse turbina)}$$

$$P_{ax,el} = r P_{ax,t} = 8.812\text{MW} \text{ (potenza asse elica)}$$

$$\text{In prima approssimazione } \dot{m}_{a,el} = a V A_{el} = a V 2e$$

$$/4 = 352.2\text{kg/s}$$

$$\text{e ricordando } P_{ax,el} = \dot{m}_{a,el}(u_2$$

$$w - V_2)/2 \text{ si ha } u_w = 293.5\text{m/s}$$

In realta' l'approssimazione fatta pu' portare ad errori anche del 10% su $\dot{m}_{a,el}$ poiche' i valori di u

e sono diversi da a e V in corrispondenza dell'elica: l'entita' dell'errore dipende dal rapporto $(u_w - V)/V$. Non avendo altra scelta (bisognerebbe altrimenti risolvere un'equazione di terzo grado) prendiamo comunque per valida questa approssimazione. In tal caso:

$$F_{el} = \dot{m}_{a,el}(u_w - V) = 36452\text{N}$$

$$F_j = \dot{m}_a[(1 + f)u_9 - V] = 5026\text{N}, \text{ essendo } u_9 = p_2 c_p(T_5 - T_9) = 368.8\text{m/s}$$

$$F = F_{el} + F_j = 41478\text{N}$$

Per il turboelica con th si intende talvolta in prima approssimazione: $th = P_{ax,t}/(\dot{m}_f Q_f) = 0.393$

Se avessimo considerato la potenza fornita al fluido propulsivo P_j :

$$P_j = (1/2)\dot{m}_{a,el}(u_2$$

$$w - V_2) + (1/2) \dot{m}_a[(1 + f)u_9 - V_2] = 10.198 \text{ MW}$$

il rapporto alla potenza disponibile: $P_{av} = \dot{m}_f Q_f = 23.105 \text{ MW}$

e il valore corretto di η_{th} : $\eta_{th} = P_j/P_{av} = 0.441$

la potenza propulsiva η_p : $P_p = FV = 7.881 \text{ MW}$; e quindi $\rho = 0.737$

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
Turboelica 165

si osserva che $\rho_{p,el} = 2V/(u_w + V) = 0.786$ e $\rho_{p,j} = 2V/(u_9 + V) = 0.680$

Il rendimento globale $\eta_o = P_p/P_{av} = 0.341$

Infine per i consumi specifici si considerano quelli riferiti:

alla potenza all'asse turbina: $BSFC = \dot{m}_f/P_{ax,t} = 0.213 \text{ (kg/h)/kW}$

alla potenza equivalente: $EBSFC = \dot{m}_f/P_{eq} = 0.198 \text{ (kg/h)/kW}$

essendo $P_{eq} = P_{ax,t} + F_j V = 9.767 \text{ MW}$

Esercizi proposti

8.2 Si calcolino le prestazioni (spinta, rendimenti e consumi specifici) di un turboelica aventi le seguenti

caratteristiche:

- Quota di volo $z = 10000 \text{ m}$
- Velocit`a di volo $V_0 = 220 \text{ m/s}$
- Rapporto di compressione del compressore $c = 14$
- Temperatura massima $T_4 = 1400 \text{ K}$
- Potere calorifico del combustibile $Q_f = 45 \text{ MJ/kg}$
- $\gamma = 1.4$, $c_p = 1004.5 \text{ (J/K)/kg}$
- Frazione di potenza utile destinata all'elica = 0.8
- Potenza equivalente $P_{eq} = 6300 \text{ CV}$
- Ugello convergente
- $d = 0.97$
- $c = 0.85$
- $m_c = m_t = m_{t,el} = 0.98$
- $b = p_b = 1.00$
- $t = t_{,el} = 0.90$
- $r = 0.93$
- $\rho_{p,el} = 0.87$
- $n = 0.98$

R. $\dot{m}_a = 12.48 \text{ kg/s}$; $F = 17562 \text{ N}$; $BSFC = 0.2118 \text{ (kg/h)/kW}$; $EBSFC = 0.1844 \text{ (kg/h)/kW}$

8.3 Si confrontino le prestazioni ottenute nell'esercizio precedente con quelle ottenibili con un turbogetto

avente lo stesso generatore di gas e ugello adattato.

R. $F = 9192 \text{ N}$; $TSFC = 0.0929 \text{ (kg/h)/N}$; $\rho = 0.38$

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
166 Turboelica

8.4 Si calcolino le prestazioni (spinta, rendimenti e consumi specifici) di un turboelica aventi le seguenti

caratteristiche:

- Quota di volo $z = 7000 \text{ m}$
- Velocit`a di volo $V_0 = 650 \text{ km/h}$
- Rapporto di compressione del compressore $c = 10$
- Temperatura massima $T_4 = 1300 \text{ K}$
- Potere calorifico del combustibile $Q_f = 45 \text{ MJ/kg}$
- $\gamma = 1.4$, $c_p = 1004.5 \text{ (J/K)/kg}$

• Frazione di potenza utile destinata all'elica = 0.85

• Potenza equivalente $P_{eq} = 5000\text{kW}$

• Diametro dell'elica $e = 2\text{m}$

• Ugello convergente

• $d = 0.97$

• $c = 0.85$

• $mc = mt = mt,el = 0.98$

• $b = pb = 1.00$

• $t = t,el = 0.90$

• $r = 0.97$

• $n = 0.98$

R. $m \dot{a} = 16.58 \text{ kg, /s}; F = 23370\text{N}; BSFC = 0.229 \text{ (kg/h)/kW}; EBSFC = 0.208 \text{ (kg/h)/kW};$

$p,el = 0.853; th = 0.389; p = 0.835; o = 0.325.$

8.5 Si confrontino le prestazioni ottenute nell'esercizio precedente con quelle ottenibili con un turbogetto

avente lo stesso generatore di gas e ugello adattato.

R. $F = 11142\text{N}; TSFC = 0.0933 \text{ (kg/h)/N}; p = 0.356; th = 0.435; o = 0.155.$

Universit' a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Capitolo 9

Statoreattore

Nello studio del turbogetto semplice in volo si `e visto che parte della compressione del flusso si ottiene

gi` a a monte del compressore attraverso il rallentamento nella presa dinamica. In condizioni di volo ad

alta velocit` a `e quindi possibile sfruttare tale aumento di pressione, senza introdurre un compressore, per

poter espandere il flusso successivamente alla adduzione di calore. Si ottiene cos` i il pi` u semplice degli

esoreattori, lo statoreattore o autoreattore (ramjet) in cui la compressione avviene solo nella presa dinamica

e l'espansione solo nell'ugello. Rispetto ad un turbogetto, sono quindi assenti compressore e turbina.

Si possono cos` i riassumere le principali propriet` a di uno statoreattore, rappresentato schematicamente

in Fig. 9.1:

- `e concettualmente il pi` u semplice propulsore a getto;
- riveste una notevole importanza la presa dinamica: comprime e rallenta il getto fino a raggiungere velocit` a basse ($M < 0.3$);
- per $M < 2$ `e poco efficiente perch` e fornisce un basso rapporto di compressione;
- per $M \approx 6$ si ha $T_3 \approx T_4$: in queste condizioni non si pu` o pi` u fornire calore;
- non fornisce spinta a punto fisso (perch` e non c'` e compressione);
- consente un maggior rapporto spinta/peso rispetto ad un turbogetto (non ci sono le pesanti turbomacchine);
- consente un maggior rapporto spinta/area frontale del propulsore rispetto ad un turbogetto (non c'` e l'ingombro frontale del compressore, del fan o dell'elica);
- consente una pi` u alta temperatura di fine combustione ammissibile (T_4) in quanto non essendoci la turbina (come nel postcombustore) le strutture a valle del combustore non sono sollecitate dalla rotazione e possono quindi sopportare temperature maggiori;
- garantisce una maggiore affidabilit` a, grazie al minor numero, ed alla maggiore semplicit` a dei

componenti presenti (non ci sono turbomacchine);

- `e quindi in sostanza caratterizzato da un minor rapporto costo/spinta;

168 Statoreattore

N

a 1 D 9

2 3 B 4 7

Figura 9.1: Rappresentazione schematica (in alto) e sezione (in basso) di uno statoreattore.

- `e stato finora applicato solo per impiego militare, dove risulta interessante grazie alle elevate velocit`a di volo raggiungibili, ed al basso costo; l'accelerazione fino ad una conveniente velocit`a `e assicurata da endoreattori.

Si noti che in Fig. 9.1 la presa dinamica mostra una prima parte convergente (perch'`e il flusso `e supersonico

all'ingresso della presa), seguita da una sezione divergente subsonica.

Lo studio del ciclo termodinamico dello statoreattore `e particolarmentesemplice e pu`o anche essere visto

come quello di un turbogetto semplice con $\epsilon = 1$ (Fig. 9.2). Grazie alla sua semplicit`a, dall'analisi del

ciclo si possono ricavare relazioni che permettono di fare interessanti considerazioni sul comportamento

dello statoreattore. Per discutere tale comportamento si analizza prima il ciclo ideale, e successivamente

quello reale. L'evoluzione `e riportata nel caso pi`u generale in Fig. 9.2, dove si ricorda che nelle stazioni

2 e 4 le grandezze totali sostanzialmente coincidono con quelle statiche, grazie al corrispondente basso

numero di Mach del flusso.

9.1 Ciclo ideale

Analizzando il ciclo ideale, si osserva innanzitutto che esso `e un ciclo a pressione *totale* costante ($p_2 = p_0_2 = p_0_a$; $p_4 = p_2$; $p_4 = p_0_4 = p_0_9$), poich'`e la pressione varia soltanto per compressione o espansione

isentropica. La temperatura all'uscita della presa d'aria `e (per la bassa velocit`a del flusso):

$$T_2 = T_0_2 = T_0_a \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_2^2 \right)$$

$$- 1$$

2

M_2

o! (9.1)

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Statoreattore 169

$a = 1$

0_a

$4 = 4$

$9 = 9$

$2 = 3$

V_2

$2c_p$

$2'$

T

s

u_e

2

$2c_p$

Figura 9.2: Evoluzione del flusso in uno statoreattore nel piano $T - s$.

Si pu`o introdurre un rapporto di compressione d che caratterizza la presa dinamica (d indica quindi la

presa dinamica o diffusore):

$$\begin{aligned}
 d &= \\
 p_2 & \\
 p_a & \\
 p_{02} & \\
 p_a & \\
 &= \\
 p_{0a} & \\
 p_a & \\
 &= T_{0a} \\
 T_a & \\
 &^{-1} \\
 &= 1 + \\
 &- 1 \\
 &2 \\
 M_2 & \\
 &0! \\
 &^{-1} \\
 (9.2) &
 \end{aligned}$$

da cui $p_2 = d p_a$. Ovviamente le condizioni nella stazione 3 d'ingresso del combustore coincidono con quelle della stazione 2. Il rapporto in massa combustibile/aria f pu' essere calcolato come nel caso dei turbogetti, attraverso il bilancio entalpico nel combustore. Nell'ipotesi di combustione subsonica a bassi Mach ($h \approx h_0$) ed $f \ll 1$, si ottiene:

$$\begin{aligned}
 f &= \\
 c_p (T_4 - T_3) & \\
 Q_f & \\
 &= \\
 c_p (T_4 - T_a) & \left(1 + \frac{1}{2} M_2^2 \right) \\
 &0! \\
 Q_f & \\
 (9.3) &
 \end{aligned}$$

La temperatura T_4 risulta, nel caso dello statoreattore, fissata o dalla massima temperatura raggiungibile dalla combustione del combustibile in aria, oppure, nel caso che quest'ultima temperatura risultasse troppo alta per le pareti della camera di combustione o dell'ugello, dalla massima temperatura sopportabile da questi organi (sar' comunque pi' elevata di quella accettabile in una turbina). Sempre nell'ipotesi di ciclo ideale, si ha $p_4 = p_3$. Infine, all'uscita dell'ugello (le cui condizioni d'ingresso, stazione 7, coincidono con quelle della stazione 4 d'uscita della camera di combustione), si ha, sotto l'ipotesi che esso sia adattato ($p_9 = p_a$)

$$\begin{aligned}
 T_9 &= T_4 \left(\frac{p_9}{p_4} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \\
 &= T_4 \left(\frac{p_a}{p_4} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \\
 &= T_2 \left(\frac{p_a}{p_2} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \\
 &=
 \end{aligned}$$

$$T_4$$

$$1 +$$

$$- 1$$

$$2$$

$$M_2$$

$$0$$

$$(9.4)$$

Poich'è, come detto, il ciclo è a pressione totale costante, sarà $p_{02} = p_{09}$, ossia

$$p_a \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_2^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

$$= p_a \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_9^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

$$M_2$$

$$= M_9$$

$$\left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_2^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

$$= \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_9^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

$$M_2$$

$$= M_9$$

$$(9.5)$$

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

170 Statoreattore

e se l'ugello è adattato ($p_9 = p_a$) si ha l'interessante risultato

$$M_e = M_0 \quad (9.6)$$

Si noti tuttavia che risulta comunque $u_e > V_0$ perché la temperatura del flusso in uscita dall'ugello è

certamente più alta della temperatura ambiente, per cui la velocità del suono è anch'essa più alta.

Ricordando i risultati ottenuti per il ciclo turbogas, il rendimento termodinamico del ciclo ideale di uno

statoreattore si scrive:

$$\eta_{th} = 1 - \frac{T_4}{T_0}$$

$$= 1 - \frac{T_a}{T_{0a}}$$

$$= 1 - \frac{T_a}{T_{0a}}$$

$$= 1 - \frac{T_a}{T_{0a}}$$

$$= 1 - \frac{T_a}{T_{0a}}$$

$$= 1 - \frac{T_a}{T_{0a}}$$

$$= 1 - \frac{T_a}{T_{0a}}$$

$$= 1 - \frac{T_a}{T_{0a}}$$

$$= 1 - \frac{T_a}{T_{0a}}$$

$$= 1 - \frac{T_a}{T_{0a}}$$

$$= 1 - \frac{T_a}{T_{0a}}$$

$$= 1 - \frac{T_a}{T_{0a}}$$

$$= 1 - \frac{T_a}{T_{0a}}$$

$$= 1 - \frac{T_a}{T_{0a}}$$

$$= 1 - \frac{T_a}{T_{0a}}$$

$$= 1 - \frac{T_a}{T_{0a}}$$

$$= 1 - \frac{T_a}{T_{0a}}$$

$$(9.7)$$

ed è quindi funzione soltanto del numero di Mach di volo M_0 , ed in particolare una funzione

crescente.

L'andamento di η_{th} in funzione di M_0 è riportato in Fig. 9.3. Le relazioni ottenute per il rendimento

M

η_{th}
 0 2 4 6 8 10
 0
 0.2
 0.4
 0.6
 0.8
 1

Figura 9.3: Rendimento termodinamico di uno statoreattore ideale.

termodinamico e per la temperatura all'ingresso in camera di combustione permettono di evidenziare i

limiti di funzionamento dello statoreattore:

- per M_0 bassi $\eta_{th} \rightarrow 0$, quindi la spinta tende ad annullarsi, e comunque si ha efficienza bassa;
- per M_0 alti $\eta_{th} \rightarrow 1$, ma la T_3 aumenta:

– al crescere di M_0 cresce anche T_3 fino a raggiungere valori molto elevati. Per esempio a $M_0 = 8$ e in atmosfera a $T_a = 225K$ si ha $T_{0a} \approx 2500K$.

– a tali elevati valori della temperatura T_3 la dissociazione dei prodotti di combustione (vedi successivo cap. 10) diventa importante. Aggiungere combustibile avrà principalmente il risultato di dissociare ulteriormente i prodotti piuttosto che aumentare la temperatura. Ciò non toglie che nell'espansione nell'ugello l'energia spesa per la dissociazione possa essere parzialmente recuperata, ma in genere la frazione recuperata è piccola a causa dei bassi tempi di residenza nell'ugello (nella parte a temperatura relativamente bassa ma a velocità del flusso elevata – in cui la ricombinazione dovrebbe avvenire).

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
 Statoreattore 171

– si può ridurre T_3 aumentando M_3 , questo tuttavia porta a maggiori perdite di pressione nel combustore, e rende meno stabile la combustione.

Il rendimento propulsivo sarà ancora dato dall'espressione valida per il turbogetto

$$\eta = \frac{2}{1 + \dots} \quad (9.8)$$

dove V_0/u_e può essere espresso, ricordando la (9.6), come

$$\begin{aligned} &= \frac{M_0 a_a}{M_e a_e} \\ &= \frac{a_a}{a_e} \\ &= \sqrt{\frac{RT_a}{RT_9}} \\ &= \sqrt{\frac{T_a}{T_9}} \\ &= \sqrt{\frac{T_4}{T_9}} \end{aligned} \quad (9.9)$$

dove T_4/T_a = (rapporto tra temperatura massima e minima del ciclo), mentre T_4/T_9 può essere espresso dalla (9.4), per cui infine

$$= \sqrt{1 + \dots}$$

$$\frac{1 - M_0^2}{2}$$

(9.10)

Il rendimento globale ovviamente è dato dal prodotto delle (9.7) e (9.8). La spinta, nell'ipotesi di ugello

adattato, si può scrivere come:

$$F = \dot{m}_a [(1 + f)u_e - V_0] = \dot{m}_a V_0 \left[\frac{1 + f}{M_0} - 1 \right]$$

u_e

$$V_0 - 1 \# = \dot{m}_a V_0 2664 (1 + f) \sqrt{\frac{1 + f}{M_0^2}}$$

$$\frac{1 + f}{2} \frac{1 - M_0^2}{M_0^2}$$

– 13775 (9.11)

e sotto l'approssimazione $f \ll 1$

$$F \approx \dot{m}_a V_0 2664 \sqrt{\frac{1 + f}{M_0^2}}$$

$\sqrt{\frac{1 + f}{M_0^2}}$

$$\frac{1 + f}{2} \frac{1 - M_0^2}{M_0^2}$$

– 13775 (9.12)

La spinta specifica (o impulso specifico relativo alla portata d'aria) risulta perciò

$I_a =$

F

\dot{m}_a

$$= V_0 2664 (1 + f) \sqrt{\frac{1 + f}{M_0^2}}$$

$$\frac{1 + f}{2} \frac{1 - M_0^2}{M_0^2}$$

– 13775 $\cdot V_0 2664$

$\sqrt{\frac{1 + f}{M_0^2}}$

$$\frac{1 + f}{2} \frac{1 - M_0^2}{M_0^2}$$

– 13775 (9.13)

Analizzando il comportamento della (9.13), si osserva (Fig. 9.4a) che I_a ha un massimo al variare di M_0 che si sposta verso valori più elevati di M al crescere di T_4 (quindi di β). La (9.13) mostra infatti due zeri, uno per $M_0 = 0$ (ossia $V_0 = 0$), l'altro per valori di M_0 crescenti con $\beta = T_4/T_a$, ossia $M_0 = \sqrt{\beta(\beta - 1)}$. Il campo di funzionamento dello statoreattore si estende quindi a M_0 più elevati

al crescere di T_4 . Dalla (9.13) è anche evidente la crescita di l_a con T_4 a parità di altre condizioni. L'analisi effettuata è particolarmente semplice se $f \ll 1$, ma in realtà bisogna considerare che $f = f(M_0, T_4/T_a)$, come si può vedere dalla (9.11). La Fig. 9.4b mostra che f diminuisce con M_0 e aumenta

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
172 Statoreattore

M
F/ma (kN/kg/s)
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9
0
0.4
0.8
1.2
T₄
 $T_a=220\text{ K}$
 $Q_r=45000\text{ kJ/kg}$
 $\gamma=1.4$
 $R=287\text{ J/K/kg}$
1500 K
2000 K
2500 K
3000 K
3500 K
M
f
1 2 3 4 5 6 7 8 9
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
T₄
1500 K
2000 K
2500 K
3000 K
3500 K
M
TSFC (kg/s/kN)
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
T₄
1500 K
2000 K
2500 K
3000 K
3500 K

M
F/ma (kN/(kg/s)), η
TSFC (kg/s/kN)
0 1 2 3 4 5 6 7
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1
1.2
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
F/ma
η_{th}
η_o
η_p
TSFC
 $T_4=2500\text{ K}$
 $T_a=220\text{ K}$
 $Q_r=45000\text{ kJ/kg}$
 $\gamma=1.4$

Figura 9.4: Prestazioni di uno statoreattore ideale in funzione del numero di Mach di volo (a, b, c, d) e della temperatura massima del ciclo (a, b, c).

Il comportamento del consumo specifico può essere facilmente dedotto da quello di f e di l_a ,

ricordando che, come nel turbogetto

$$TSFC =$$

$$\frac{\dot{m}_f}{F}$$

$$=$$

$$\frac{f \dot{m}_a}{F}$$

$$=$$

$$f$$

$$I_a$$

$$(9.14)$$

La Fig. 9.4c mostra che $TSFC$ si mantiene quasi costante per M_0 elevati con un minimo per M_0 poco più alto di quello corrispondente al massimo di I_a e che invece $TSFC$ cresce con T_4 . La Fig. 9.4d riassume l'andamento di tutte le grandezze di interesse al variare del numero di Mach di volo M_0 (a fissato). Nell'analisi dei grafici di Fig. 9.4 si ricorda che ogni punto dei grafici è una diversa condizione

di progetto, ma nel caso dello statoreattore può essere interpretato anche come comportamento fuori

progetto (avendo supposto presa d'aria sempre ideale, combustione sempre ideale e ugello sempre ideale

e adattato).

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Statoreattore 173

9.2 Ciclo reale

L'analisi delle prestazioni svolta per il ciclo ideale mostra le principali caratteristiche dello statoreattore,

tuttavia gli statoreattori reali hanno prestazioni inferiori a causa delle perdite di pressione totale in presa

dinamica, combustore e ugello (non vengono considerate qui nel ciclo reale le perdite dovute alla dissociazione

dei prodotti e le variazioni di c_p con temperatura e composizione); bisogna inoltre considerare che l'ugello non sempre è adattato. Infatti, perché l'ugello sia adattato il getto deve essere supersonico

(ugello convergente-divergente con una sola condizione di adattamento). Si può infatti vedere che, nel caso ideale, fissato il rapporto di espansione dell'ugello (rapporto tra l'area della sezione di uscita e

l'area di gola dell'ugello) il numero di Mach M_e del flusso in uscita (per flusso isentropico) è individuato

dalla relazione

$$A_e$$

$$A_t$$

$$=$$

$$1$$

$$M_e$$

$$\frac{A_e}{A_t} =$$

$$\frac{1}{M_e} \left[\frac{2}{\gamma + 1} \right]^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}}$$

$$\frac{1}{M_e} \left[\frac{2}{\gamma + 1} \right]^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}}$$

$$2$$

$$M_e$$

$$e$$

$$+ 1$$

$$2$$

1CCA

(+1)/[2(-1)]

(9.15)

per cui pu' o sussistere una sola condizione di adattamento, che si verifica quando il numero di Mach di

volo M_0 risulta uguale alla M_e data dalla (9.15).

Se quindi si considera un ugello supersonico anche per il caso reale, caratterizzato dai valori sulla sezione di uscita p_e e M_e , la spinta si pu' o esprimere come:

$$F = \dot{m}_a [1 + f u_e - V + \frac{p_e}{\rho} - p_a A_e] \quad (9.16)$$

dove, valendo ancora la (9.4) per T_0 (flusso adiabatico), si ha

$$u_e = M_e \sqrt{\frac{\gamma R T_0}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2}}$$

$$- 1$$

$$2$$

$$M_2$$

$$e! \quad (9.17)$$

e la velocita' di efflusso u_e dipende quindi solo dalla temperatura massima (T_4) e dall'ugello (che, come

detto, si suppone saturato, indi con M_e noto dall'inversione della (9.15) - soluzione supersonica). In

f appare la dipendenza da M_0 (in quanto la combustione inizia alla temperatura d'uscita della presa d'aria, praticamente coincidente con la temperatura totale di volo) e dal rendimento b del processo

di

combustione, che porta a rivalutare f come

$$f =$$

$$c_p \frac{T_4 - T_a}{T_0} \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_0^2 \right]$$

$$- 1$$

$$2$$

$$M_2$$

$$0! \#$$

$$b Q_f$$

$$(9.18)$$

Le perdite di pressione totale appaiono invece nella (9.16) nel termine p_e :

$$p_e =$$

$$p_e$$

$$p_{0,e} \cdot$$

$$p_{0,e}$$

$$p_4 \cdot$$

$$p_4$$

$$p_3 \cdot$$

$$p_3$$

$$p_{0,a} \cdot$$

$$p_{0,a}$$

$$p_a \cdot p_a =$$

$$266664$$

$$1 +$$

$$- 1$$

$$2$$

$$M_2$$

$$0!$$

$$1 +$$

$$- 1$$

$$2$$

$$M_2$$

e!
377775

n
"n pb "d pa (9.19)

Universit'a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
174 Statoreattore

Nella formula sopra si `e indicato con n il rapporto tra la pressione totale a valle e a monte dell'ugello

(ovviamente unitario nel caso ideale di flusso isentropico). Questo pu`o essere espresso, fissata la pressione d'uscita p_9 , come

$$n = \frac{p_{09}}{p_{04}} \left(\frac{p_{09}}{p_4} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{p_9}{p_4} \right)^{\frac{1}{2}}$$

M_2

e!
 n

(9.20)

Il numero di Mach di uscita $M_e = u_9 / \sqrt{\gamma R T_9}$ `e pi`u basso che nel caso di espansione ideale, in quanto

$u_9 < u_{09}$ e $T_9 > T_{09}$, per cui risulta $n < 1$. Una dimostrazione alternativa si basa sulla entropia, espressa

come $s = c_p \log(T/p^{(\gamma-1)/\gamma}) + \text{cost} = c_p \log(T_0/p^{(\gamma-1)/\gamma}) + \text{cost}$ in base alla (2.4); poich'è nell'ugello il

flusso `e adiabatico ($T_0 = \text{cost}$), l'incremento di entropia che si ha in un ugello reale corrisponde ad una

diminuzione di p_0 .

Volendo considerare le condizioni di progetto, in cui l'ugello si suppone adattato, deve essere $p_e =$

p_a e

quindi:

266664

$$\frac{1}{2} \left(\frac{p_9}{p_4} \right)^{\frac{1}{2}}$$

M_2

e!
 n

$$\frac{1}{2} \left(\frac{p_9}{p_4} \right)^{\frac{1}{2}}$$

M_2

e!
377775

n
"n pb "d= 1) (9.21)

$$\frac{1}{2} \left(\frac{p_9}{p_4} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$M_2$$

$$e = 1 + \frac{M_2^2}{2}$$

$$M_2$$

$$p_b = p_0 \left(\frac{e}{1 + M_2^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

$$) M_e < M_0 \quad (9.22)$$

Esempio: per avere un getto che espanda fino alla pressione ambiente bisogna avere $M_0 \approx 0.8$ nel caso in cui $\gamma = 0.7$, $p_b = 0.95$ e $\eta = 0.98$ (per superare le perdite di pressione totale nel motore).

Con questi valori di rendimenti quindi non si pu' avere spinta per $M_0 = 0.8$ (infatti dalla relazione scritta sopra si ricava, per questi valori dei rendimenti, che $M_e = 0.885 M_0$

o ≈ 0.575 il cui radicando e' positivo solo se $M_0 > 0.806$).

9.2.1 Confronto Ciclo Reale - Ciclo Ideale

Per analizzare le differenze rispetto al caso ideale dovute alle perdite che appaiono nel ciclo reale, si richiama il parametro $\tau = T_4/T_a$ (rapporto tra la temperatura massima del ciclo e quella ambiente) e si

considera il caso di ugello adattato.

$$f = \frac{Q_f}{c_p T_a} - (1 + M_0^2)$$

$$f = \frac{Q_f}{c_p T_a} - (1 + M_0^2)$$

ideale
(9.23)

Universita' di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
Statoreattore 175

$$I_a = \frac{M_0 p_b}{\sqrt{1 + M_0^2}} - 135$$

$$I_a = \frac{M_0 p_b}{\sqrt{1 + M_0^2}} - 135$$

reale

(9.24)

M_e

M_0

$1 + M_e$

$2 - 135$

reale

(9.24)

A parita' di M_0 il valore di f e' piu' elevato nel caso reale, in cui per' la spinta e' minore (domina la riduzione dovuta a M_e/M_0). Quindi la spinta specifica e' inferiore e i consumi sono piu' elevati, come mostrato in Fig. 9.5. L'aumento di TSFC ad M_0 elevati nel caso reale e' dovuta al fatto che mentre

nel

M

F/m_a (kN/(kg/s))

0 1 2 3 4 5 6 7 8 9

0

0.4

0.8

1.2

T₄

3500 K

3000 K

2000 K

.

$T_0=220$ K

$Q_f=45000$ kJ/kg

$\eta_{pb}=0.95$

$\epsilon_d=0.70$

$\epsilon_n=0.98$

(a) Spinta specifica

M

TSFC (kg / s / kN)

0 1 2 3 4 5 6 7 8 9

0.00

0.02

0.04

0.06

0.08

0.10

0.12

T₄

3000 K

2000 K

3500 K

3500 K

2000 K 3000 K

T₄

$T_0=220$ K

$Q_f=45000$ kJ/kg

$\eta_{pb}=0.95$

$\epsilon_d=0.70$

$\epsilon_n=0.98$

(b) Consumo specifico

Figura 9.5: Prestazioni di uno statoreattore reale al variare del Mach di volo e della temperatura massima del ciclo.

caso ideale f e F si annullano per lo stesso valore di M_0 , nel caso reale F si annulla per valori pi`u bassi

di M_0 rispetto a f .

Campo di Impiego Il campo di impiego dello statoreattore `e, come si `e gi`a accennato, limitato dalla

massima temperatura che pu`o essere raggiunta in camera di combustione. Il numero di Mach di volo in

corrispondenza del quale si raggiunge questa temperatura dipender`a per`o dalla temperatura atmosferica,

e quindi il valore massimo di M_0 ammissibile cresce nella troposfera, dove la temperatura ambiente diminuisce con la quota (Fig. 9.6). In figura `e stato considerato come limite di temperatura di inizio combustione

(troppo alta) quello di $T_3 > 1000$ K, al di sopra della quale in effetti si pu`o fornire poca energia al fluido. Esiste inoltre un altro limite da considerare, che `e quello della pressione minima necessaria

in camera di combustione (limite del campo a sinistra in Fig. 9.6). Se $p < p_{min}$ la pressione in camera

`e troppo bassa per avere una combustione efficiente, vedi anche cap. 10. La pressione ovviamente diminuisce con la quota z .

Universit`a di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

176 Statoreattore

T_{max}

$min p$

F
TURBOMACCHINE OPERATRICI

TURBOMACCHINE MOTRICI

F
TURBOMACCHINE ASSIALI
TURBOMACCHINE RADIALI

TURBOMACCHINE MISTE

F

TURBOMACCHINE AD AZIONE

TURBOMACCHINE A REAZIONE

F

COMPRESSIBILE

INCOMPRESSIBILE

Motore
Propellente
Carico Utile
Strutture e
Sistemi di Controllo

mp mu

$z=322$ km (LEO)

$z=35786$ km (GEO)

Ellisse di Hohmann

5=raffreddamento
3=camera combustione
4=ugello
1=serbatoio
1=serbatoio

□□
□□
□□

propellente
2=scambiatore
di calore
3=alimentazione

propellente
grano di
combustione
zona di
ugello
protezioni termiche
contenitore
ignitore

Figura 17.1: Principali componenti di un endoreattore a propellente solido.

• **Missili tattici.** Si distinguono due classi di applicazioni, a seconda del livello tipico di accelerazione.

Missili antimissile, anticarro, ed eventualmente per bombardamenti a corto raggio, richiedono accelerazioni particolarmente elevate. Livelli di accelerazione meno spinti sono invece

richiesti a missili aria-terra, terra-aria, terra-terra di breve raggio, ed aria-aria.

• **Generatori di gas.** I propellenti solidi sono comunemente impiegati per l'avviamento di gruppi turbopompe negli endoreattori a propellente liquido, vedi cap. 18.

17.2 Velocità di regressione del grano (o di combustione)

17.2.1 Introduzione

Per analizzare alcune proprietà della combustione negli endoreattori a propellente solido si considera lo

schema di Fig. 17.2. Il propulsore è costituito da una cassa (o telaio), rivestito da un isolante e riempito

del grano di propellente, che può essere sagomato in diversi modi. Una volta acceso, il grano brucia sulla

sua superficie scoperta, e bruciando si consuma producendo il gas propulsivo ad alta temperatura che

viene poi accelerato nell'ugello. La combustione del grano (che ha tutti gli ingredienti, combustibile ed

ossidante, per bruciare) avviene con una regressione della superficie in direzione normale a sé e stessa. La

velocità di regressione, e cioè è lo spostamento della superficie del grano nell'unità di tempo, è detta anche

velocità di combustione (*burning rate*) e solitamente indicata con r ed espressa in cm/s o mm/s. Lo

studio e il progetto di endoreattori a propellente solido è strettamente correlato con la conoscenza della

r e del suo comportamento per il propellente considerato. La velocità di combustione è innanzitutto

una caratteristica del propellente considerato, e quindi si può dire che dipende in primo luogo dalla

composizione del propellente stesso. In generale tuttavia essa dipende da un gran numero di fattori, i

principali dei quali sono:

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Endoreattori a propellente solido 317

Telaio
Isolante
Grano
Ugello

Figura 17.2: Schematizzazione di un endoreattore a propellente solido.

- 1. Composizione del propellente;**
- 2. Pressione in camera di combustione;**
- 3. Temperatura iniziale del propellente;**
- 4. Velocità dei gas (in direzione parallela alla superficie di combustione);**
- 5. Stato di moto del veicolo;**
- 6. Effetti non stazionari;**
- 7. Anisotropie del grano.**

Il comportamento di r e del processo di combustione viene descritto mediante appropriati modelli

analitici. Essi risultano utili per progetti preliminari, e per estrapolare risultati sperimentali. I valori

della velocità di combustione sono ottenuti da opportune prove sperimentali che vengono svolte essenzialmente

in tre modi: attraverso apparati sperimentale detti *strand burners* (bruciatori a barra) o *Crawford burners*; attraverso piccoli motori detti *motori per valutazione balistica*; oppure attraverso

l'acquisizione di dati da motori in scala reale attraverso opportuna strumentazione.

Descrizione del bruciatore a barra (o bomba di Crawford o strand burner)

La bomba di Crawford è costituita da un piccolo contenitore pressurizzato, al cui interno è una barra

cilindrica di propellente isolata ai lati e scoperta ad un'estremità. La barra di propellente viene accesa

ad un'estremità e brucia fino a che il fronte di combustione raggiunge l'altra estremità. L'effetto della

pressione in camera di combustione può essere simulato pressurizzando il contenitore con un gas inerte.

La velocità di combustione è misurata attraverso la fusione di fili elettrici inseriti nel propellente ad una

distanza assegnata. La velocità di combustione misurata nei bruciatori a barra risulta di solito lievemente

più bassa di quella ottenuta nei motori reali (dal 5 al 12%) poiché tale bruciatore non simula

completamente

l'ambiente di combustione. Anche i piccoli motori di valutazione balistica danno velocità di combustione più bassa di quella che si ha effettivamente nei motori, a causa dell'effetto di scala.

17.2.2 Influenza del propellente

Si è visto che innanzitutto r dipende dal tipo di propellente considerato, con valori che spaziano tipicamente

da meno di 1 mm/s fino a valori dell'ordine di 100 mm/s. I valori più alti (si desidererebbe

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

318 Endoreattori a propellente solido

in alcuni casi anche arrivare a 250 mm/s per avere altissime accelerazioni, ma questo obiettivo finora

non è stato ancora conseguito) sono ottenuti modificando opportunamente le caratteristiche del propellente

attraverso l'aggiunta di additivi quali fili metallici e catalizzatori, come si vedrà nella trattazione specifica dei propellenti.

17.2.3 Influenza della pressione in camera di combustione

Come è stato detto, oltre alla composizione del propellente, la principale grandezza da cui dipende

la velocità di combustione è la pressione in camera di combustione. Si è visto sperimentalmente che

per molti propellenti sussiste una dipendenza, cioè la velocità di combustione cresce al crescere della

pressione in camera di combustione. I risultati ottenuti con bruciatori a barra si dispongono, per la

maggior parte dei propellenti, siano essi doppia-base o compositi (vedi § 17.5), lungo rette nel piano

logaritmico $\ln r - \ln p_c$, come illustrato in Fig. 17.3. Ciò accade per intervalli abbastanza ampi (anche se

Figura 17.3: Velocità di combustione in funzione della pressione di combustione per diversi propellenti solidi (adattato da [15]).

limitati) di p_c . La relazione empirica più comunemente utilizzata nel campo della balistica interna di

endoreattori a propellente solido è dunque del tipo (legge di Saint-Robert):

$$r = ap_c^n$$

(17.1)

dove a e n sono coefficienti di proporzionalità ottenuti all'interpolazione dei dati sperimentali, che

dipendono dalla composizione del propellente, mentre si può ritenere che siano indipendenti da p_c in

ampi intervalli di variazione della pressione di combustione. L'esponente n , coefficiente angolare della

retta nel piano logaritmico, è anche detto indice di combustione, e in genere dipende poco da altri

parametri quali la temperatura iniziale del propellente. Invece il coefficiente a è detto anche coefficiente

di temperatura, proprio perché esso risulta dipendente dalla temperatura iniziale del propellente. In

effetti nel piano logaritmico citato i dati sperimentali mostrano piuttosto una dipendenza lineare "a

tratti" invece che lineare tout court, e quindi per uno stesso propellente può essere necessario utilizzare

valori diversi di a e n a seconda dell'intervallo di p_c considerato (vedi p. es. la linea tratteggiata relativa

al plateau DB in Fig. 17.3). Va osservato che la relazione (17.1) è propria (anche perché è usualmente misurata con bruciatori a barra) dei motori a combustione di estremità (grano a sigaretta, o end-burning,

vedi par. 17.4).

Si osserva che la velocità di combustione è molto sensibile al valore di n ; alti n danno una forte dipendenza

di r da p_c . Questo implica che piccole variazioni di pressione nella camera di combustione provocano

grandi variazioni nella quantità di gas generato dalla combustione. D'altro canto, per $n = 0$ si ha la cosiddetta combustione piatta con r indipendente da p_c , mentre per $n < 0$ si ha che la velocità

di combustione diminuisce al crescere di p_c ; quest'ultimo caso è meno comune. La maggior parte

dei propellenti oggi in uso hanno indice di combustione compreso tra 0.2 e 0.8; infatti per valori di $n > 1$ vedremo che non è possibile una combustione stabile, mentre per n molto bassi c'è il rischio di

spegnimento del motore. Tuttavia quei pochi propellenti con $n < 0$ possono essere interessanti per la

possibilità di riaccensione.

17.2.4 Influenza della temperatura

La temperatura T_p del propellente prima dell'accensione del grano ha un effetto sulla temperatura dei prodotti di combustione (ovviamente, all'aumentare di T_p aumenta l'entalpia dei reagenti, che in

condizione di combustione adiabatica uguaglia l'entalpia dei prodotti; ne segue che la temperatura di

quest'ultimi sarà più alta, vedi cap. 10). Una più alta temperatura dei prodotti implica un maggior scambio

termico verso il grano, il quale esalta la pirolisi del grano stesso, ed in ultima analisi porta quindi ad

una più elevata velocità di regressione r . Questo effetto provoca dunque una variazione delle prestazioni

(rispetto a quelle che si hanno in corrispondenza ad una temperatura di riferimento), ed anche delle sollecitazioni

sul motore che possono, se non considerate, mettere in pericolo la missione stessa. La T_p è ovviamente in genere (a meno che il missile sia protetto in un silos o tubo di lancio, come avviene

per applicazioni militari) determinata dalla temperatura ambiente, con la quale il grano si trova in

equilibrio

(per missili agganciati sotto le ali di aerei supersonici bisogna ovviamente considerare la temperatura

totale). Una T_p elevata porta quindi ad un rapido consumo del grano, ma ad un tempo di combustione

t_b più breve, e viceversa per T_p basse. La temperatura iniziale modifica quindi il profilo temporale

della

spinta come indicato in Fig. 17.4, che mostra come l'andamento della spinta cambia al variare di T_p .

Tuttavia il cosiddetto *impulso totale*, definito come l'integrale della spinta nel tempo

$$I = \int F dt = m_n C_F c \quad (17.2)$$

e corrispondente all'area sottesa dal profilo della spinta nel tempo in Fig. 17.4, resta all'incirca costante

al variare di T_p . In realtà si ha più esattamente un lieve aumento di I , a causa dell'aumento del termine

di pressione con r , come si vedrà dalla successiva (17.11), a parità di rapporto di aree dell'ugello, con

conseguente aumento di C_F . Questa variazione di p_c con T_p implica anche, dal punto di vista costruttivo,

che la camera sia in grado di resistere ad eventuali sovrappressioni rispetto alla pressione di progetto,

dovute alla possibilità di T_p più elevate di quelle nominali.

1Si osservi che, mentre lo scambio termico per convezione è proporzionale alla differenza di temperatura tra gas e grano, e quindi è presumibilmente poco influenzato da un aumento parallelo delle temperature di gas e grano, lo scambio termico per radiazione, importante alle temperature di combustione anche se non prevalente, è invece proporzionale alla differenza delle *quarte potenze* delle temperature di gas e grano, e perciò aumenta fortemente all'aumentare di T_p .

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

320 Endoreattori a propellente solido

Un altro aspetto importante da considerare è che la temperatura del propellente possa non essere uniforme.

Questo può portare in motori di grandi dimensioni a differenze sulla velocità di combustione locale, fino a provocare il disallineamento della spinta.

T

F

tempo t

Spinta

p

Figura 17.4: Andamento della spinta in funzione del tempo per diversi valori della temperatura iniziale del grano di propellente.

È

dunque importante conoscere quanto la velocità di combustione è sensibile alle variazioni della temperatura

iniziale del propellente (è ovviamente desiderabile che sia poco sensibile). La dipendenza della velocità di regressione del grano dalla sua temperatura iniziale T_p può essere quantificata

introducendo

due derivate di sensibilità:

$$r = \frac{\partial r}{\partial \ln r}$$

$$\frac{\partial r}{\partial T_p}$$

=

1

$$r \frac{\partial r}{\partial T_p}$$

$$\frac{\partial r}{\partial T_p}$$

$$, \quad \mathbf{e}_K = \frac{\partial \ln p_c}{\partial T_K}$$

$$\frac{\partial p_c}{\partial T_K}$$

=

1

$$p_c \frac{\partial p_c}{\partial T_K}$$

$$\frac{\partial p_c}{\partial T_K}$$

(17.3)

La prima dà quindi la sensibilità relativa della velocità di combustione alla temperatura del

propellente, mentre la seconda identifica la sensibilità relativa della pressione in camera di combustione alla temperatura in questione; quest'ultima sarà discussa dopo aver introdotto la pressione di equilibrio in camera di combustione, par. 17.3. Il valore di r viene anch'esso determinato sperimentalmente da bruciatori a barra. Si vede facilmente dalla (17.1) che, essendo n indipendente dalla T_p

$$r = \frac{1}{a} \left(\frac{a}{T_p} \right)^{1/n} \quad (17.4)$$

Generalmente si ha che la velocità di combustione cresce al crescere della temperatura iniziale del grano e quindi $r > 0$. Empiricamente sono stati riscontrati principalmente due tipi di andamento per r e cioè è costante, oppure inversamente proporzionale alla differenza tra una temperatura di riferimento (detta temperatura di autoignizione T_a) e la temperatura del grano, ossia $r \propto 1/(T_a - T_p)$. Si ottiene dunque per a nei due casi citati:

$$a = 8 >> <>> :$$

$a_0 e^{r(T_p - T_0)}$ con r, a_0 e T_0 costanti (dipendono da composizione propellente)

$$\frac{a_1}{(T_a - T_p)}$$

con a_1 e T_a costanti (dipendono da composizione propellente)

(17.5)

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
Endoreattori a propellente solido 321

Si può osservare che nel secondo caso per $T_p \neq T_a$ si ha che $a \neq 1$, ciò che indica la combustione istantanea di tutto il propellente; per questo la T_a viene detta temperatura di autoignizione del propellente.

I valori tipici di r sono compresi tra 0,001 e 0,009 per grado Kelvin (o in percentuale 0,1–0,9%/K). Quindi variazioni di 10 K possono provocare variazioni di r comprese tra l'1 e il 9%.

17.2.5 Influenza del flusso di gas sulla superficie del grano (Combustione erosiva)

Un altro fattore che influenza la velocità di combustione è l'effetto dovuto alla presenza di un flusso di

gas che lambisce la superficie del grano. Infatti, il processo di combustione superficiale è un'interazione

complicata che richiede trasmissione di calore dai prodotti di combustione al materiale solido per portarlo

a vaporizzare ed eventualmente a decomporlo in diverse sostanze chimiche. Come per i processi più

convenzionali di trasmissione del calore, una velocità elevata del flusso sulla superficie può aumentare

sostanzialmente il flusso termico. Sebbene i fenomeni che si verificano nella combustione del propellente

solido siano complicati dall'adduzione di massa dalla superficie solida, è stato osservato che la velocità di combustione aumenta al crescere della velocità u dei prodotti di combustione che lo

lambiscono.

Questo effetto è detto *combustione erosiva* (sebbene il ruolo dell'accresciuto scambio termico sia senz'altro di gran lunga superiore a quello della reale erosione meccanica del materiale); esso è tipico

di grani tubolari (cioè grani in cui la superficie di combustione è ovunque parallela – o quasi – all'asse

del motore, vedi Fig. 17.9bcd) mentre è assente in grani a combustione di estremità (end-burning, vedi

Fig. 17.9a). Diverse relazioni empiriche sono state proposte per tener conto di questo fenomeno:

$$r = r_0(1 + k_1u) \quad (17.6)$$

$$r = r_0(1 + k_2u) \quad (17.7)$$

$$r = \begin{cases} r_0 & \text{se } u < u_0 \\ r_0[1 + k_3(u - u_0)] & \text{se } u > u_0 \end{cases} \quad (17.8)$$

Nell'ultima espressione u_0 è un valore di soglia al disotto del quale gli effetti di combustione erosiva

risultano trascurabili. Nella seconda relazione empirica è considerata la portata per unità d'area u ,

anziché semplicemente la velocità u . L'aumento della velocità di combustione a causa della combustione

erosiva può arrivare ad un fattore 3. I valori delle costanti k_1, k_2, k_3 e u_0 , ed in particolare la loro dipendenza da p_c e T_p , sono difficili da esprimere secondo semplici relazioni empiriche.

Si osservi che nella cavità di un grano tubolare la velocità dei gas combusti andrà progressivamente

aumentando dalla testa del grano fino alla sua estremità di uscita per effetto dell'adduzione di massa,

rendendo quindi l'effetto della combustione erosiva più importante in quest'ultima parte. Inoltre, la

velocità del gas sarà maggiore nella fase iniziale della combustione, quando la sezione trasversale a disposizione

per il passaggio dei gas, detta *area di porta* A_p , è più piccola, ed andrà poi progressivamente riducendosi nel tempo fino a divenire trascurabile nella fase finale della combustione, vedi Fig. 17.5.

Questi effetti vanno considerati nella progettazione del grano introducendo opportune correzioni (rispetto

alla soluzione di area di porta uniforme lungo l'ascissa del grano) dell'area della sezione trasversale

di passaggio dei gas. In particolare, si è visto che la combustione erosiva è importante per $A_p/A_t < 4$,

cui corrispondono quindi velocità dei gas nel grano relativamente elevate, vedi anche § 2.4.3.

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

322 Endoreattori a propellente solido

c p

t

combustione

erosiva

non erosiva

Figura 17.5: Effetto della combustione erosiva sull'andamento della pressione in camera di combustione in funzione del tempo.

17.2.6 Influenza delle accelerazioni del veicolo

Si può avere un incremento della velocità di combustione anche a causa dell'accelerazione subita dal veicolo, e quindi dal motore. Questo accade per valori molto elevati dell'accelerazione, ed è quindi il caso di accelerazione laterale o trasversale di razzi antimissile oppure di accelerazione dovuta alla rotazione del missile attorno al suo asse, nel caso sia adottata la stabilizzazione per spin. Tale effetto può divenire importante quando l'accelerazione è diretta in direzione normale alla superficie di combustione e in alcuni casi incrementi significativi appaiono a valori intorno a 5–10 g, fino a raddoppiare la velocità di combustione per valori superiori a 30 g.

Figura 17.6: Andamento della spinta in funzione del tempo, per vari valori della velocità di rotazione del razzo attorno al suo asse (da [15]).

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
 Endoreattori a propellente solido 323

La ragione di questo incremento della velocità di combustione è nella formazione di microfessure sulla superficie del grano di propellente, a causa dell'elevata forza centrifuga cui questo è soggetto. Le fessure causano un aumento della superficie di combustione, che macroscopicamente risulta in un aumento di r .

È evidente che al di sopra di un certo valore tale fenomeno può diventare estremamente pericoloso. Una quantificazione dell'accelerazione dovuta allo spin è riportata in Fig. 17.6. L'accelerazione cresce col consumarsi del propellente, poiché aumenta la distanza dall'asse della superficie del grano. Si nota che un'accelerazione che risulta in effetti importanti, quale $a = 25$ g, si ottiene ad una velocità di rotazione di 2 giri al secondo (120 rpm) ad una distanza dall'asse pari a 1.5 metri.

17.3 Pressione di equilibrio in camera di combustione

Un'espressione per la pressione di equilibrio in camera di combustione in funzione dei parametri balistici

di un endoreattore a propellente solido si può ottenere semplicemente da un bilancio di massa.

Infatti,

se si considera che la portata di gas che passa attraverso la gola (in condizioni di saturazione) dell'ugello

\dot{m}_n deve essere uguale a quella di gas generato dalla combustione del propellente solido \dot{m}_b ,

si ha:

$$\dot{m}_n =$$

$$\rho_c A_t p R T_c$$

$$= \dot{m}_b \quad (17.9)$$

La portata di gas combusto è data dal volume di propellente che viene bruciato nell'unità di tempo per la

densità del propellente stesso. Il volume di propellente solido che brucia nell'unità di tempo è facilmente

ottenuto come prodotto della velocità di combustione r e della superficie di combustione A_b
 $\dot{m}_b = r_p A_b$ (17.10)

Uguagliando (17.9) e (17.10), sostituendo ad r l'espressione (17.1) e ricordando la definizione di velocità

a caratteristica $c = \sqrt{\rho R T_c / \gamma}$ si ha:

$$p_c = a c \rho K \frac{1}{1-n}$$

(17.11)

dove si è introdotto un'altro parametro balistico, detto *klemmung*, rapporto tra superficie di combustione

e area di gola ($K = A_b / A_t$). Questa relazione è molto importante in quanto permette di legare la pressione in camera di combustione alle proprietà balistiche del propellente ed alla geometria del

grano e della gola dell'ugello. Si può ovviamente ricorrere a valori determinati sperimentalmente per

una valutazione più accurata. È interessante notare la dipendenza diretta della pressione in camera di

combustione dalla superficie di combustione. Questa dipendenza, come quella da p, a e c , è lineare

nel caso di $n = 0$, mentre è ancora più forte per $0 < n < 1$. Per una trattazione più rigorosa, si nota che

l'espressione vista sopra di bilancio di massa deve più correttamente essere scritta considerando anche

la variazione di massa nell'unità di tempo all'interno del volume di controllo, dovuta all'aumentare del

volume disponibile per il gas al recedere del grano. Indicando con m_c la massa di gas combusti contenuti

all'interno della camera, si ha perciò

$$\dot{m}_b - \dot{m}_n = \frac{dm_c}{dt}$$

(17.12)

Comunque, osservando che $m_c = \rho V_c$, dove la densità dei gas in camera si può ricavare dall'equazione

di stato come $\rho_c / R T_c$ (con $R T_c$ costante pari a $(\gamma c)^2$), e soprattutto che l'aumento di volume a disposizione

del gas nell'unità di tempo è uguale al volume lasciato libero dal grano nello stesso tempo, cioè

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

324 Endoreattori a propellente solido

$r A_b$, si può scrivere:

$$\frac{dm_c}{dt} = V_c \frac{dc}{dt} + c \frac{dV_c}{dt} = V_c (\gamma c)^2$$

$$\frac{dp_c}{dt} + r_c A_b \quad (17.13)$$

Le (17.12) e (17.13) danno il caso più generale ($dp_c/dt \neq 0$), ma osservando che in condizioni di equilibrio $dp_c/dt = 0$, ricordando la (17.10) ed osservando che c_p , si dimostra che la (17.11) è valida con buona approssimazione.

17.3.1 Funzionamento stabile della camera di combustione

L'espressione (17.13) permette di dedurre considerazioni interessanti sulla stabilità delle condizioni di

funzionamento del motore. Se infatti si riscrive la (17.13) esplicitando rispetto alla derivata temporale

della pressione in camera, esprimendo dm_c/dt come differenza tra la massa di propellenti che brucia

nell'unità di tempo (17.10) e quella che esce dall'ugello (esprimibile come $p_c A_t/c$), si ottiene:

$$\frac{V_c}{(\gamma c)^2} \frac{dp_c}{dt} = r(p - c)A_b - p_c A_t/c$$

(17.14)

e ricordando la (17.1), e di nuovo che c_p (perché c è la densità di un gas, sicuramente trascurabile

rispetto a quella di un solido):

$$\frac{V_c}{(\gamma c)^2} \frac{dp_c}{dt} = \alpha p_{nc} p A_b - p_c A_t/c$$

(17.15)

Moltiplicando la (17.15) per $c/(p_c A_t)$, ed indicando ora con $p_{c,eq}$ il valore di p_c ottenuto in condizioni

m

m .

.

eq
b ($n > 1$)
m

m .

.

eq
mn

m . .

eq
p/p 1 c c,eq
l

mb

m .

•

eq
($n < 1$)

Figura 17.7: Pressione di equilibrio in camera di combustione. di funzionamento stazionario dalla (17.11), si ha

$$\begin{aligned} V_c &= \frac{1}{2} c_p c A t^2 \\ \frac{dp_c}{dt} &= a c_p K p_{n-1} \\ c - 1 &= p_c \\ p_{c,eq} &= p_c \end{aligned} \quad (17.16)$$

Da uno sviluppo in serie troncato al prim'ordine si ottiene:

$$\begin{aligned} V_c &= \frac{1}{2} c_p c A t^2 \\ \frac{dp_c}{dt} &= (n - 1) p_c - p_{c,eq} \end{aligned} \quad (17.17)$$

**Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale
Endoreattori a propellente solido 325**

Quest'ultima equazione permette di osservare che per $n < 1$ la pressione in camera di combustione

tenderà a diminuire in conseguenza di un aumento di p_c e viceversa; essa tende dunque a riportarsi alla

condizione di equilibrio. Se invece $n > 1$ si ha un funzionamento instabile, e cioè è ad un aumento di pressione in camera di combustione il sistema reagisce con una tendenza ad aumentare ancora di

più il valore di p_c , e viceversa a diminuirla ancor più in corrispondenza ad una diminuzione di p_c , con il risultato di un'esplosione o di uno spegnimento. Va notato che l'autostabilizzazione è maggiore

quanto più è $n < 1$, vedi anche Fig. 17.7. Quando n è basso e si avvicina a zero la combustione può diventare instabile ed anche estinguersi. Alcuni propellenti hanno n negativo, cosa importante per

motori riaccendibili o generatori di gas. Un propellente con $n = 0$ è caratterizzato essenzialmente dalla

assenza di variazioni di r in un largo intervallo di p_c ; questi sono detti propellenti plateau.

17.4 Il grano di propellente solido

Il grano di propellente solido è la massa di propellente sagomato all'interno del motore. La composizione

e la configurazione geometrica del grano determinano le prestazioni del motore. Il grano è un solido colato, stampato o estruso, ed ha tipicamente consistenza simile a gomma dura o plastica,

che può essere posto nella cassa (telaio) in diversi modi. Si avranno pertanto:

• **Grani caricati come cartuccia (cartridge-loaded). Grani di propellente manufatturati separatamente**

(per estrusione o colata in uno stampo) e caricati come una cartuccia nella cassa.

• **Grani legati alla cassa (case-bonded). La cassa stessa è usata come stampo ed il propellente è**

colato direttamente al suo interno. La maggior parte dei grani viene realizzata in questo modo.

È

interessante analizzare come le caratteristiche geometriche del grano influenzano la spinta. Per fare

questo si ricorda l'espressione che lega la pressione in camera di combustione alle caratteristiche del

propellente nel funzionamento stabile (17.11); ricordando poi il legame tra spinta e p_c , si ha che la spinta varia nel tempo come:

$$F(t) = C_F(t) p_c(t) A_t \quad (17.18)$$

dove A_t è costante e l'effetto su F delle variazioni di C_F con t è molto minore di quello diretto di p_c . Infatti C_F dipende essenzialmente dalle caratteristiche di espansione dell'ugello (rapporto di aree,

ovviamente invariato nel corso della combustione del grano), del fluido propulsivo (le cui caratteristiche

e quindi sono indipendenti da variazioni della portata di propellente) e dal rapporto p_c/p_a .

Quest'ultimo

varia per effetto della variazione di p_a con la quota, ma il contributo del termine di pressione della spinta ha un effetto trascurabile rispetto a quello più diretto di p_c nell'espressione della spinta $F(t)$.

Resta quindi l'effetto delle variazioni di $p_c(t)$ e, se il tipo di propellente è fissato, si può dire che questa

dipende da t solo attraverso K in quanto a, p e c sono costanti. Quindi, essendo $K = A_b/A_t$, si ha:

$$F(t) = F(0)$$

$$C_F(t)$$

$$C_F(0) \cdot A_b(t)$$

$$A_b(0)^{\frac{1}{1-n}}$$

$1-n$

(17.19)

In pratica la (17.19) evidenzia come la dipendenza della spinta da A_b , ed in particolare la possibile variazione di A_b nel tempo, possono provocare una variazione della spinta nel tempo. In altri termini,

l'evoluzione di $A_b(t)$ determina l'andamento della spinta nel tempo e, almeno in teoria si può giocare

sul progetto della geometria del grano per ottenere un andamento di spinta variabile nel tempo nel modo

desiderato. Tuttavia, bisogna osservare che, in generale, il motore deve essere dimensionato per la p_c

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

326 Endoreattori a propellente solido

più elevata che esso deve sopportare nel corso della combustione, quindi nel caso di un motore con un

andamento di spinta non costante esso risulterà sovradimensionato per gran parte del suo periodo di

funzionamento. Conviene dunque avere $A_b(t)$ circa costante, o comunque che le sue variazioni siano

contenute. In base all'evoluzione della superficie di combustione nel tempo, il grano di propellente può

F

Spinta

tempo t

Regressivo

Progressivo

Neutro

Figura 17.8: Andamento della spinta in funzione del tempo nel caso di grano progressivo, regressivo o neutro.

essere classificato come appartenente ad una delle seguenti tre famiglie, vedi Fig. 17.8:

Grano Progressivo è il caso in cui la geometria è tale che $dA_b/dt > 0$. La geometria del grano fa sì

che la spinta, la pressione in camera e la superficie di combustione aumentino nel tempo.

Grano Neutro è il caso in cui la geometria è tale che $dA_b/dt = 0$. La combustione è detta neutra se le

variazioni della spinta nel tempo si mantengono al di sotto del 15%.

Grano Regressivo è il caso in cui la geometria è tale che $dA_b/dt < 0$. La geometria del grano fa sì che

la spinta, la pressione in camera e la superficie di combustione diminuiscano nel tempo.

Diverse configurazioni geometriche possono essere realizzate per il grano di un endoreattore a propellente

solido. Tra queste le principali sono (alcune sono anche illustrate in Fig. 17.9):

- grani bidimensionali:
 - grani a combustione di estremità (grano a sigaretta);
 - grani a combustione radiale (grani tubolari, grano a stella, ...);
- grani tridimensionali.

L'andamento della superficie di combustione nel tempo, se essa è progressiva, regressiva o neutra,

non è l'unica proprietà rilevante per selezionare un certo tipo di geometria anziché un altro.

Un'altra

proprietà molto importante è il coefficiente di riempimento o rapporto di carica volumetrico, che definisce quanto propellente può essere stivato a parità di volume della cassa, o, meglio, quanto deve

essere il volume della cassa per contenere un certo volume e quindi una certa massa di propellente. Le

principali proprietà del grano sono dunque:

Università di Roma "La Sapienza" Corso di Propulsione Aerospaziale

Endoreattori a propellente solido 327

Grano a sigaretta: Neutro

Grano tubolare interno: Progressivo

Grano tubolare esterno: Regressivo

