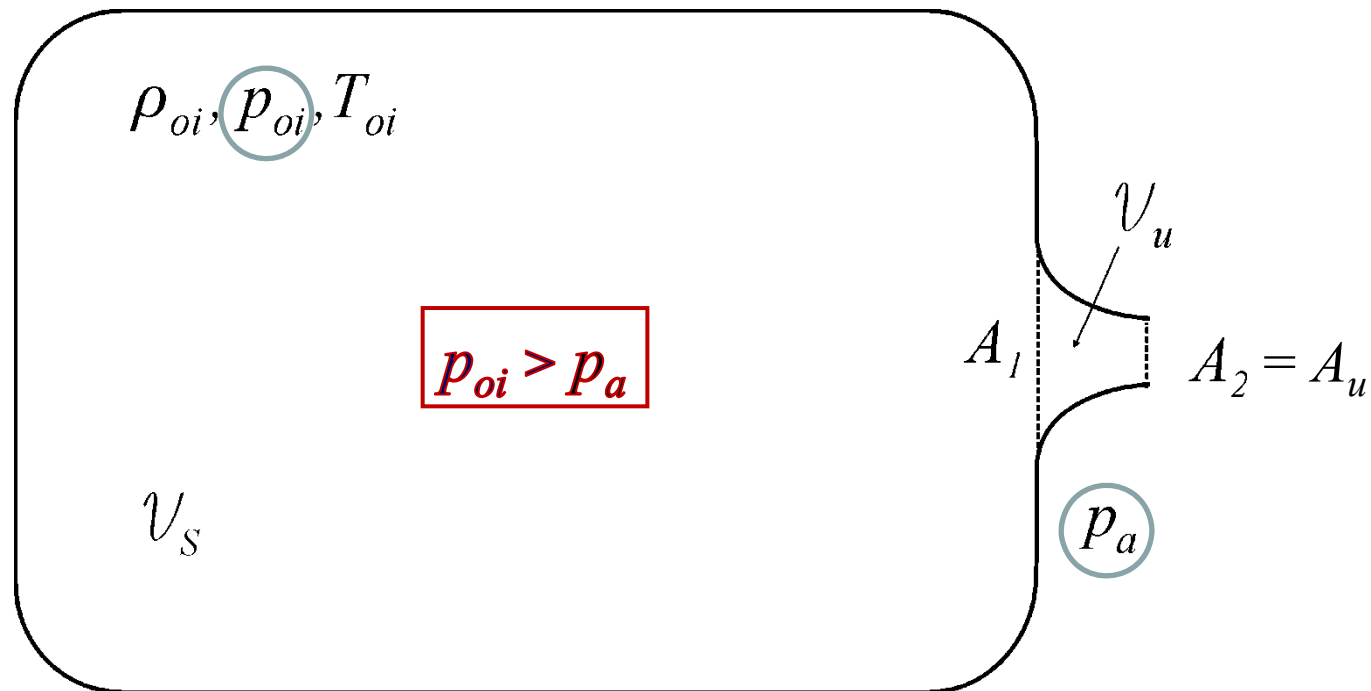


SVUOTAMENTO DI UN SERBATOIO MEDIANTE UN UGELLO CONVERGENTE

Si consideri il problema già posto in precedenza di un serbatoio, schematicamente rappresentato in figura, in cui sia contenuto un gas avente inizialmente una pressione p_{oi} .

Questo serbatoio sia collegato ad un ugello semplicemente convergente che scarica in un ambiente alla pressione p_a .



Se il volume dell'ugello è molto minore di quello del serbatoio, durante lo svuotamento di quest'ultimo, **il moto nell'ugello** si può considerare **quasi-stazionario**, seppure con una pressione di ristagno p_o variabile nel tempo.

Ritenendo valida anche l'ipotesi di moto quasi unidimensionale nell'ugello e poichè il volume del serbatoio è costante, l'applicazione dell'**equazione di conservazione della massa** al sistema costituito da serbatoio più ugello conduce alla relazione:

$$V_s \frac{d\rho_o}{dt} + \rho_u V_u A_u = 0$$

Si supponga dapprima valida la relazione $p_{oi} / p_a \gg 1$ per cui, durante lo svuotamento del serbatoio fino a che la p_o/p_a sarà maggiore della p_o/p^* , il moto del fluido nella sezione di uscita dell'ugello si può considerare **sonico**.

Per l'ipotesi fatta e assumendo il modello di gas più che perfetto, **il secondo termine della relazione precedente può essere valutato mediante la:**

$$\dot{m} = \frac{p_o A^*}{a_o} \psi^*$$

$$p_{oi} / p_a \gg 1$$

così che detta relazione diventa:

$$V_s \frac{d\rho_o}{dt} + \frac{p_o A_u}{a_o} \psi^* = 0$$

Nel derivare la precedente relazione, per la valutazione dell'integrale di volume della:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV + \int_D \rho \underline{V} \cdot \underline{n} dD = 0$$

sono state **trascurate le variazioni della densità in prossimità dell'ugello** perchè di piccolo volume rispetto al serbatoio, ossia la densità è stata posta ovunque uguale a quella di ristagno (nel serbatoio). Inoltre si è fatto uso della:

$$\dot{m} = \frac{p_o A^*}{a_o} \psi^*$$

$$p_{oi} / p_a \gg 1$$

valida per moti unidimensionali e stazionari, perchè nell'ugello il moto può essere considerato quasi unidimensionale e quasi stazionario. Nell'equazione:

$$V_s \frac{d\rho_o}{dt} + \frac{p_o A_u}{a_o} \psi^* = 0$$

le quantità p_o , ρ_o e a_o sono, di solito, variabili nel tempo. Esse, comunque, **non sono indipendenti tra loro sia** perchè per un gas più che perfetto si ha:

$$a_o = \sqrt{\gamma p_o / \rho_o}$$

sia perchè è necessario fare un'ipotesi sul tipo di **trasformazione termodinamica** che il gas contenuto nel serbatoio subisce durante lo svuotamento.

Infatti, se il gas, in partenza, ha la stessa temperatura delle pareti del serbatoio, la sua trasformazione termodinamica sarà **inizialmente adiabatica**, poiché il gas non è in grado di scambiare calore con il serbatoio stesso.

Però, la progressiva diminuzione della pressione nel serbatoio provocherà una corrispondente diminuzione della temperatura che, dando luogo ad uno scambio termico tra il serbatoio ed il gas, tenderà successivamente a mantenere quest'ultimo **isoterma**, sia pure ad una temperatura inferiore a quella iniziale.

Questa condizione sarà raggiunta tanto prima, e con una differenza di temperatura tanto minore, quanto più elevati sono il rapporto superficie/volume del serbatoio ed il rapporto tra la capacità termica del serbatoio e quella del gas.

Si pensi, ad esempio, al caso in cui il serbatoio sia costituito da una tubazione relativamente lunga, caso per il quale la trasformazione diventerà rapidamente isoterma.

Si può quindi concludere che i **due casi limite** per la trasformazione termodinamica del gas all'interno del serbatoio sono la **trasformazione isoterma** e la **adiabatica reversibile**.

Per quanto riguarda in particolare la trasformazione **isoterma**, la:

$$\mathcal{V}_s \frac{d\rho_o}{dt} + \frac{p_o A_u}{a_o} \psi^* = 0$$

si trasforma in una semplice equazione differenziale del primo ordine alle derivate ordinarie, a variabili immediatamente separabili. Infatti si ha ($T_o = T_{oi}$):

$$\frac{\mathcal{V}_s}{RT_o} \frac{dp_o}{dt} + \frac{A_u \psi^*}{a_o} p_o = 0$$

o in altra forma:

$$\frac{\gamma \mathcal{V}_s}{a_o} \frac{dp_o}{dt} + A_u \psi^* p_o = 0$$

per cui, separando le variabili p_o e t :

$$\frac{dp_o}{p_o} = - \frac{A_u \psi^* a_o}{\gamma \mathcal{V}_s} dt$$

e, integrando con la condizione iniziale $p_o = p_{oi}$, **si ottiene l'espressione:**

$$\ln \frac{p_o}{p_{oi}} = - \frac{A_u a_o \psi^*}{\gamma \mathcal{V}_s} t = - \frac{t}{\theta} \quad ;$$

$$\theta = \frac{\gamma \mathcal{V}_s}{A_u a_o \psi^*}$$

$$\cancel{e} \frac{p_o}{p_{oi}} = e^{-\frac{A_u a_o \psi^*}{\gamma V_s} t} = e^{-\frac{t}{\theta}} \rightarrow \frac{p_o}{p_{oi}} = \exp\left(-\frac{A_u a_o \psi^*}{\gamma V_s} t\right) = \exp(-t/\theta)$$

La formula riquadrata rappresenta la ***soluzione cercata***.

Tenendo conto che $T_o = T_{oi}$, si possono ricavare anche i rapporti:

$$\frac{\rho_o}{\rho_{oi}} = \frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_i} = \frac{p_o}{p_{oi}}$$

dove \mathcal{M} è la massa contenuta nel serbatoio al tempo t e \mathcal{M}_i la massa iniziale. La quantità:

$$\theta = \frac{\gamma V_s}{A_u a_o \psi^*}$$

rappresenta la ***costante di tempo*** del fenomeno nel senso che, per $t = \theta$, la pressione, la densità e la massa di gas nel serbatoio si riducono al $36.8\% = e^{-1}$ del loro valore iniziale e la quantità

$$-1/\theta$$

rappresenta la pendenza sul piano $p_o / p_{oi} - t$ della curva che descrive il fenomeno all'istante iniziale $t = 0$.

Si vuole ora determinare l'andamento della pressione nel serbatoio nel caso in cui la trasformazione termodinamica all'interno di quest'ultimo sia **adiabatica reversibile**.

In questo caso la relazione:

$$V_s \frac{d\rho_o}{dt} + \frac{p_o A_u}{a_o} \psi^* = 0$$

diventa:

$$\frac{V_s}{R} \frac{d}{dt} \left(\frac{p_o}{T_o} \right) + \frac{A_u \psi^*}{\sqrt{\gamma} R} \frac{p_o}{\sqrt{T_o}} = 0$$

in cui, però, bisogna tener conto che sono ***contemporaneamente variabili sia la pressione, che la temperatura di ristagno.***

Queste ultime sono comunque legate tra di loro dalla relazione tra la temperatura e la pressione:

$$T_o = T_{oi} \left(\frac{p_o}{p_{oi}} \right)^{(\gamma - 1) / \gamma}$$

valida per una trasformazione adiabatica reversibile.

In questo modo si può, ad esempio, esprimere la temperatura in funzione della pressione e calcolare le due quantità variabili della:

$$\frac{V_s}{R} \frac{d}{dt} \left(\frac{p_o}{T_o} \right) + \frac{A_u \psi^*}{\sqrt{\gamma R}} \frac{p_o}{\sqrt{T_o}} = 0$$

ovvero le relazioni:

$$T_o = T_{oi} \left(\frac{p_o}{p_{oi}} \right)^{(\gamma-1)/\gamma}$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{p_o}{T_o} \right) &= \frac{p_{oi}^{(\gamma-1)/\gamma}}{T_{oi}} \frac{d}{dt} p_o^{1/\gamma} = \\ &= \frac{p_{oi}^{(\gamma-1)/\gamma}}{\gamma T_{oi}} p_o^{(1-\gamma)/\gamma} \frac{dp_o}{dt} ; \end{aligned}$$

e:

$$\frac{p_o}{\sqrt{T_o}} = \frac{p_{oi}^{(\gamma-1)/2\gamma}}{\sqrt{T_{oi}}} p_o^{(\gamma+1)/2\gamma}$$

che sostituite nell'equazione in alto danno:

$$\begin{aligned} \frac{V_s}{\gamma R T_{oi}} p_{oi}^{(\gamma-1)/\gamma} p_o^{(1-\gamma)/\gamma} \frac{dp_o}{dt} + \\ + \frac{A_u \psi^*}{\sqrt{\gamma R T_{oi}}} p_{oi}^{(\gamma-1)/2\gamma} p_o^{(\gamma+1)/2\gamma} = 0 \end{aligned}$$

$$\frac{V_s}{\gamma RT_{oi}} p_{oi}^{(\gamma-1)/\gamma} p_o^{(1-\gamma)/\gamma} \frac{dp_o}{dt} + \frac{A_u \psi^*}{\sqrt{\gamma RT_{oi}}} p_{oi}^{(\gamma-1)/2\gamma} p_o^{(\gamma+1)/2\gamma} = 0$$

$$\theta_i = \frac{\gamma V_s}{A_u a_{oi} \psi^*}$$

infine, semplificando, si ha:

$$p_{oi}^{(\gamma-1)/2\gamma} p_o^{(1-3\gamma)/2\gamma} dp_o = -\gamma d(t/\theta_i)$$

in cui, questa volta, il pedice i è necessario in a_o a causa della sua variabilità. L'integrazione dell'equazione differenziale precedente conduce alla relazione:

$$\frac{2\gamma}{1-\gamma} \left(\frac{p_o}{p_{oi}} \right)^{(1-\gamma)/2\gamma} = -\gamma \frac{t}{\theta_i} + cost$$

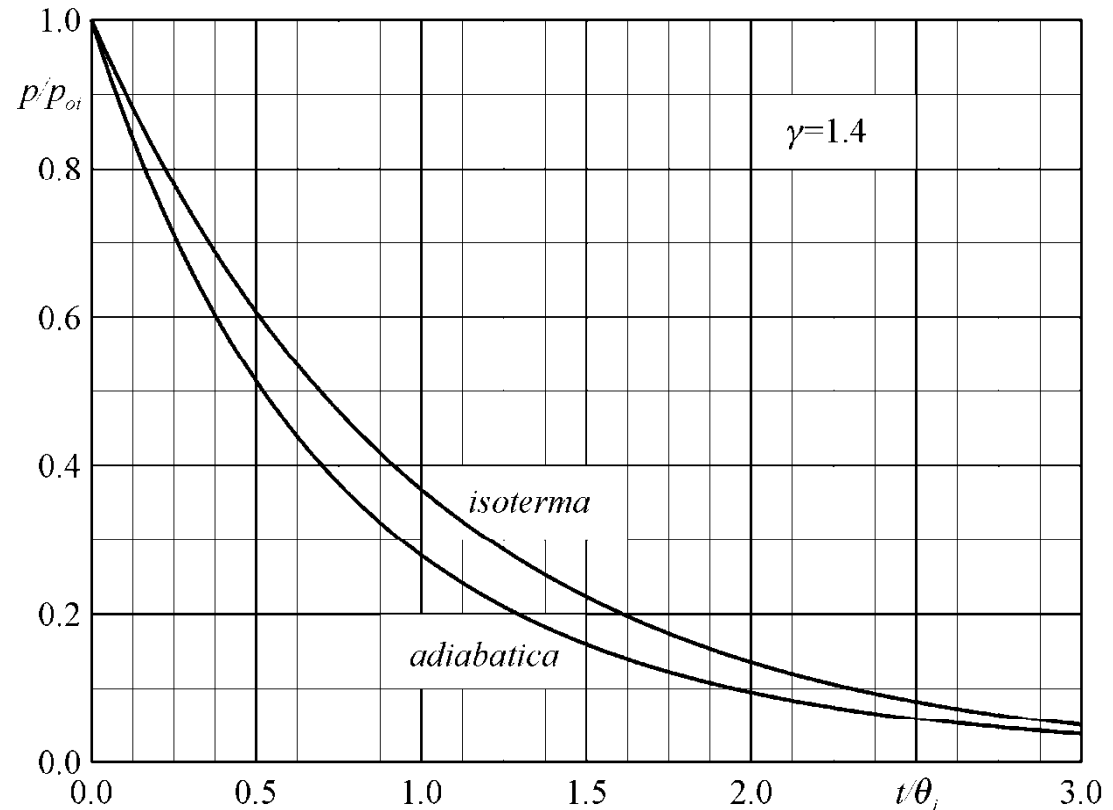
nella quale la costante può essere determinata imponendo che per $t = 0$ si abbia $p_o = p_{oi}$:

$$cost = \frac{2\gamma}{1-\gamma}$$

ottenendo infine:

$$\frac{p_o}{p_{oi}} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \frac{t}{\theta_i} \right)^{2\gamma/(1-\gamma)}$$

$$\frac{p_o}{p_{oi}} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{t}{\theta_i} \right)^{2\gamma / (\gamma - 1)}$$



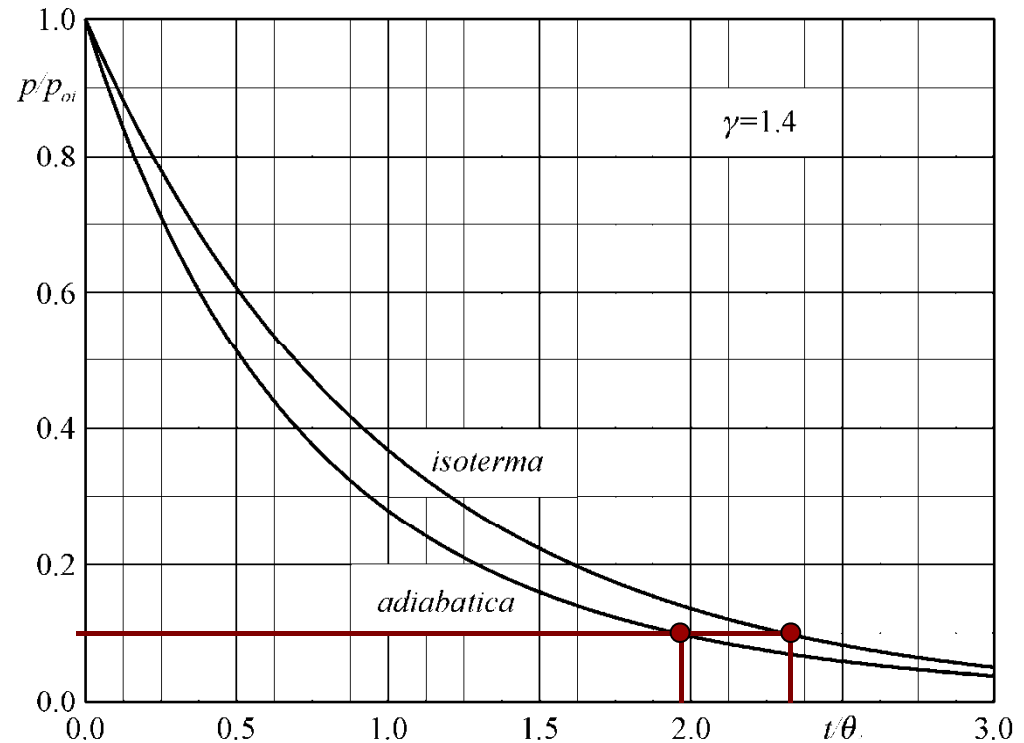
Questa relazione esprime la legge con la quale la pressione diminuisce nel serbatoio in funzione del tempo, qualora la trasformazione al suo interno sia **adiabatica e reversibile**.

La **pendenza iniziale** della curva che descrive il fenomeno sul piano $p_o/p_{oi} - t$ si può ottenere calcolando la derivata rispetto a t per $t = 0$. Essa risulta pari alla quantità $-\gamma/\theta_i$ e cioè a γ volte l'analoga pendenza per il caso isoterma.

Ciò è evidente anche dalla figura nella quale, per i due tipi di trasformazione, sono stati rappresentati gli andamenti di p_o/p_{oi} in funzione del rapporto adimensionale t/θ_i . Il pedice i vale solo per l'adiabatica reversibile.

Dal diagramma si nota che, per $t/\theta_i \cong 1.95$ nel caso dell'adiabatica e per $t/\theta_i \cong 2.3$ per l'isoterma, la pressione nel serbatoio si riduce a **circa un decimo di quella iniziale**.

La più rapida diminuzione della pressione di ristagno per il caso adiabatico è dovuta alla diminuzione della temperatura di ristagno che, facendo diminuire la a_o , fa aumentare la portata di massa effluente dall'ugello.



$$\dot{m} = \frac{p_o A^*}{a_o} \psi^*$$

Utilizzando le:

$$\frac{v}{v_o} = \frac{\rho_o}{\rho} = \left(\frac{T_o}{T} \right)^{c_v / R} = \left(\frac{T_o}{T} \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}}$$

e la:

$$\frac{p_o}{p} = \left(\frac{T_o}{T} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

si possono ricavare anche i rapporti delle altre grandezze termodinamiche in funzione del tempo:

$$\frac{p_o}{p_{oi}} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{t}{\theta_i} \right)^{2\gamma / (\gamma - 1)}$$

$$\frac{T_o}{T_{oi}} = \left(\frac{p_o}{p_{oi}} \right)^{(\gamma - 1) / \gamma} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{t}{\theta_i} \right)^{-2}$$

$$\frac{\rho_o}{\rho_{oi}} = \frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_i} = \left(\frac{p}{p_{oi}} \right)^{1 / \gamma} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{t}{\theta_i} \right)^{2 / (\gamma - 1)}$$

Le formule prima indicate per l'ugello convergente (isoterma e adiabatica reversibile) sono applicabili anche al caso di un ugello convergente divergente sostituendo all'area di uscita, l'area di gola dell'ugello.

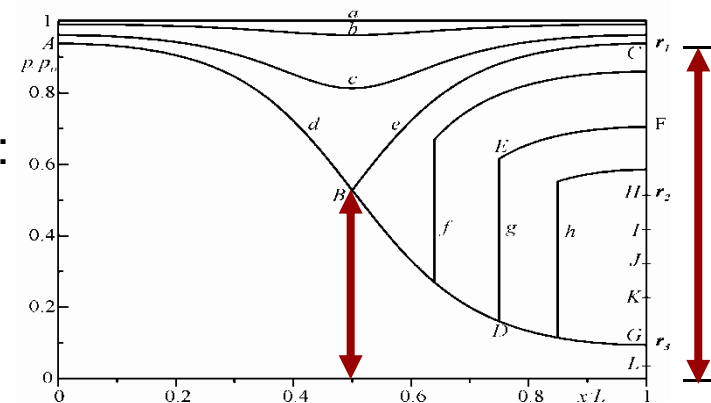
L'unica differenza tra i due casi consiste nel fatto che, mentre per l'ugello convergente la validità della trattazione è legata alla condizione:

$$p_a / p_o < p^* / p_o$$

per l'ugello convergente divergente deve essere:

$$p_a / p_o < r_1 > p^* / p_o$$

che garantisce $M = 1$ nella sezione di gola.



STABILITÀ DI UN'ONDA D'URTO IN UN CONDOTTO AD AREA VARIABILE

In precedenza, analizzando il funzionamento degli ugelli convergenti divergenti, si è osservato che, per opportuni valori del rapporto p_d/p_0 , è possibile avere un funzionamento con un'onda d'urto normale nel tratto divergente dell'ugello.

In quel caso **è stato implicitamente supposto che l'onda si trovasse in equilibrio stabile.**

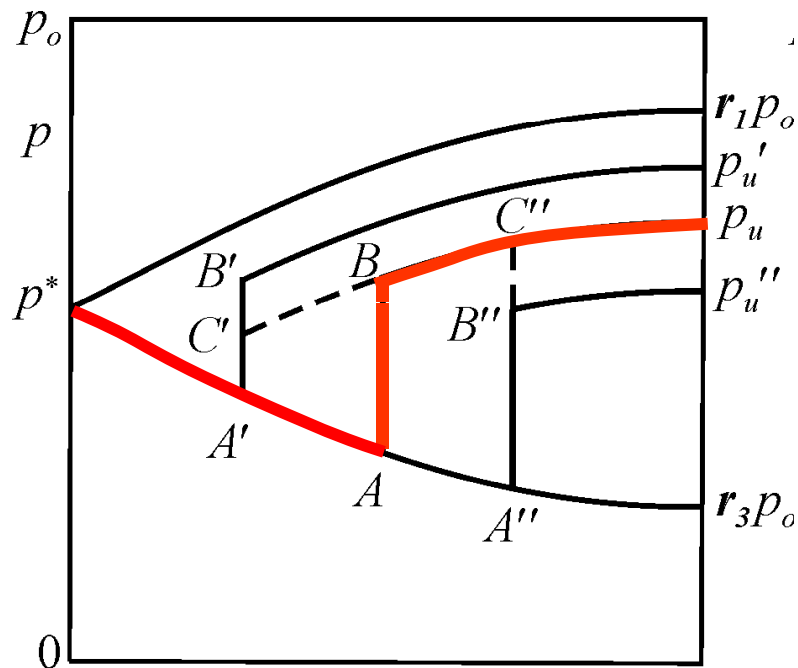
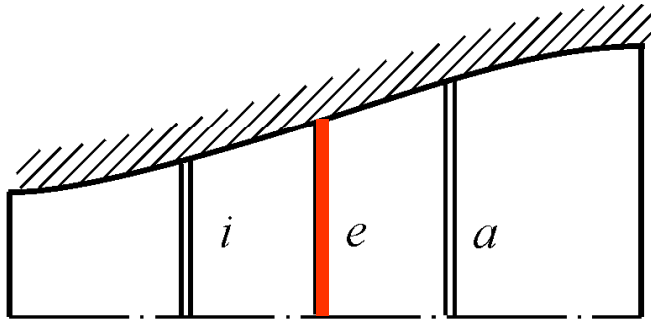
Per equilibrio stabile si intende che, se a partire da una posizione di equilibrio l'onda accidentalmente si sposta, essa tende a ritornare nella sua primitiva posizione di equilibrio.

Sarebbe invece sbagliato pensare che un'onda d'urto normale sia stabile anche in un condotto convergente.

In questo contesto si analizzerà brevemente la stabilità di un'onda d'urto in un condotto avente sezione ad area variabile sia in diminuzione (convergente), che in aumento (divergente).

Le ipotesi su cui si basa la trattazione sono sempre quelle di **moto quasi unidimensionale, quasi stazionario e di moto isoentropico, tranne che attraverso l'onda d'urto stessa.**

STABILITÀ DI UN'ONDA D'URTO IN UN CONDOTTO AD AREA VARIABILE

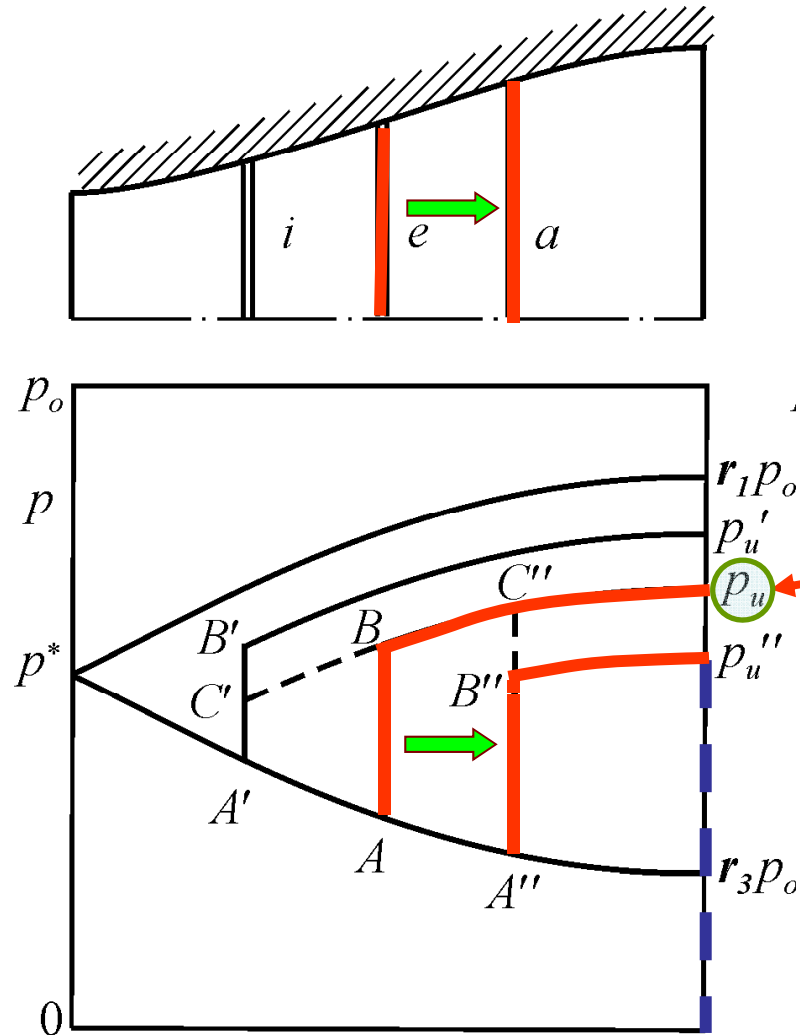


Per verificare che un'onda d'urto si trova in equilibrio stabile in un condotto divergente, si supponga che, come mostrato in figura, *l'onda si trovi inizialmente in una situazione di equilibrio nella sezione e*.

Il moto è inizialmente supersonico e l'onda d'urto normale AB genera la compressione p_B/p_A che lo rende subsonico.

La successiva ricompressione nella restante parte del divergente porta il fluido alla pressione p_u , uguale alla pressione ambiente p_a esistente all'uscita del condotto, che verrà supposta costante.

ONDA NEL DIVERGENTE



Nella figura in basso sono mostrati, a tratto intero, i diagrammi di pressione anche per altre posizioni dell'onda d'urto.

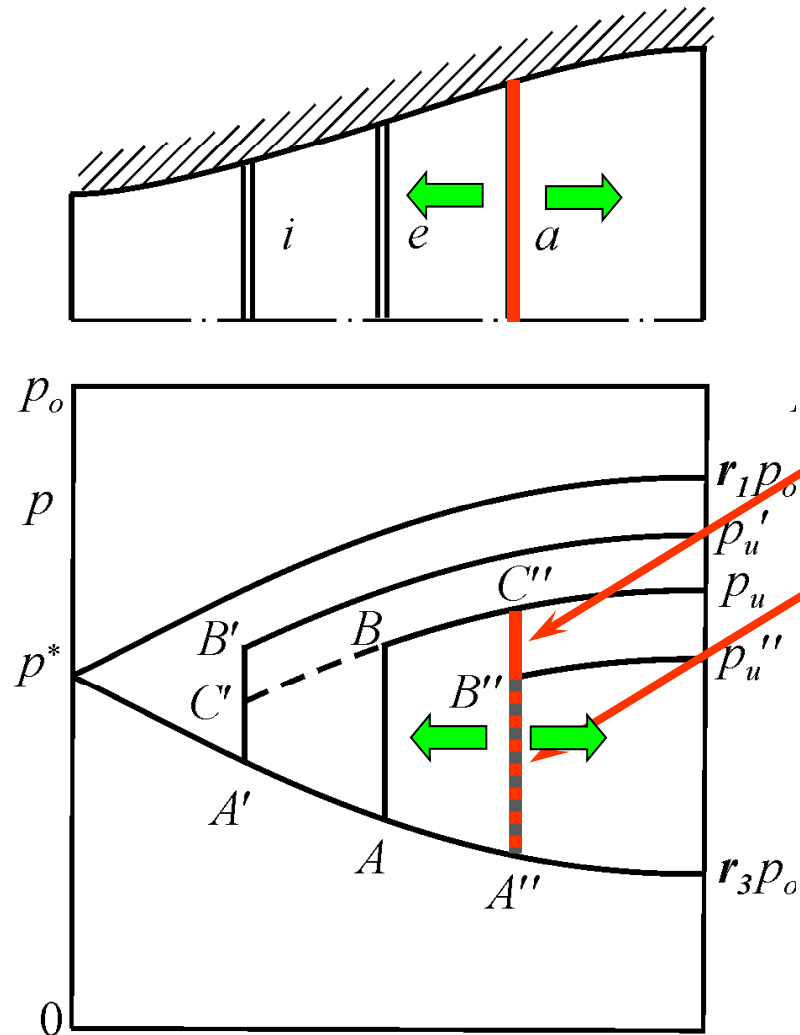
Si supponga ora che **l'onda**, per qualche motivo, **si sposti leggermente a valle nella sezione a** (in avanti).

Si vede che, per questa posizione dell'onda (sezione a), la pressione p''_u all'uscita del condotto divergente è **minore** della pressione ambiente p_a (cioè p_u).

In condizioni stazionarie, tuttavia, la pressione all'uscita deve essere uguale a p_a (cioè p_u) e non può essere influenzata dalla posizione dell'onda.

Infatti, poiché il moto all'uscita dell'ugello è subsonico, la pressione deve soddisfare, ivi la **condizione di Kutta** e la relativa curva di funzionamento deve essere sempre quella che passa per p_u .

ONDA NEL DIVERGENTE



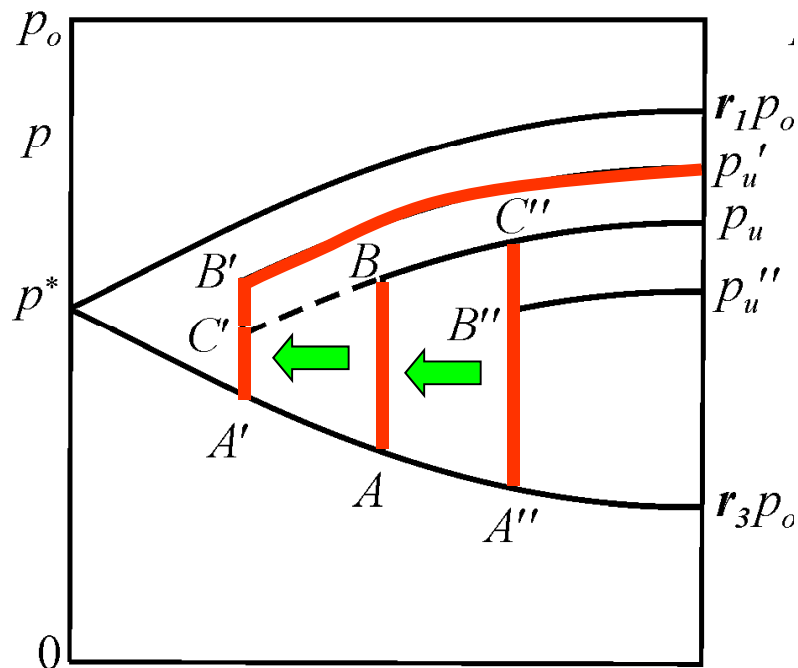
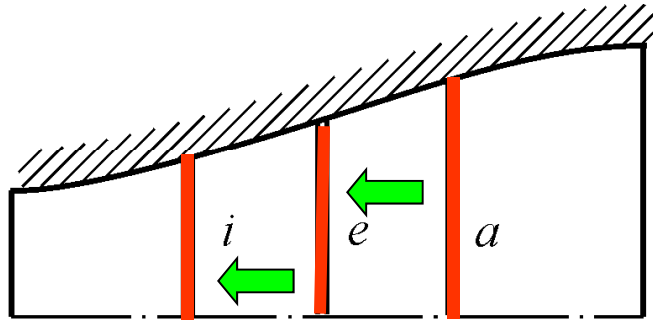
In questa condizione, il moto nel divergente è necessariamente instazionario poichè il rapporto di pressione (p_C''/p_A'') che l'onda, nella sezione a , deve garantire per poter arrivare alla p_u , è maggiore di quello che si avrebbe se l'onda fosse in condizioni stazionarie (p_B''/p_A'').

Infatti, per garantire questo maggiore rapporto di pressione, **il numero di Mach effettivo a monte dell'onda** (quello relativo ad un sistema di riferimento che si muove con l'onda) **deve essere senz'altro maggiore**.

Se l'onda muovesse verso valle nella stessa direzione della corrente, questa ultima dovrebbe raggiungere l'onda e **il numero di Mach effettivo si ridurrebbe**.

Quindi, **l'onda deve muoversi verso monte** e cioè **tornare indietro**.

ONDA NEL DIVERGENTE



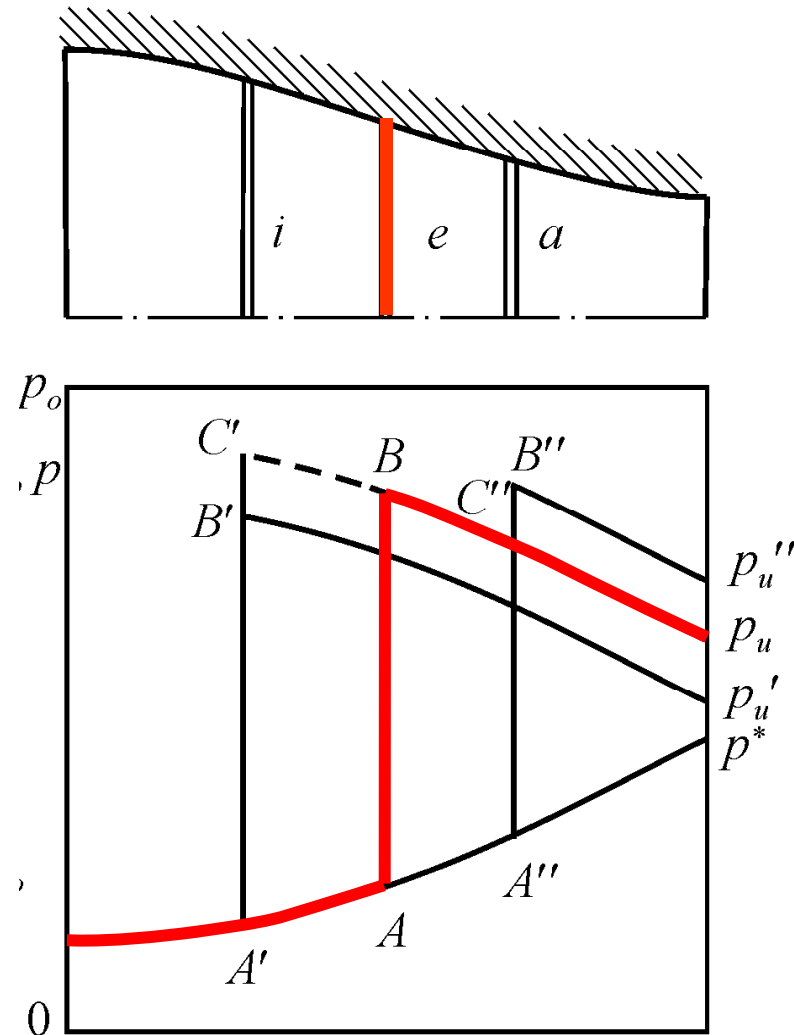
La necessità di un aumento del Mach effettivo della corrente provoca, quindi, un moto dell'onda che la **riporta verso monte**

L'onda tende perciò a ritornare verso la posizione *e* di equilibrio che essa aveva inizialmente.

Ne risulta che per un condotto divergente, l'onda è intrinsecamente **stabile per tutti i piccoli spostamenti verso valle**.

Il caso opposto, piccolo spostamento dell'onda verso monte, **indietro** (dalla sezione *e* alla sezione *i*) risulta essenzialmente analogo, potendosi fare considerazioni del tutto simili al caso precedente.

ONDA NEL CONDOTTO CONVERGENTE



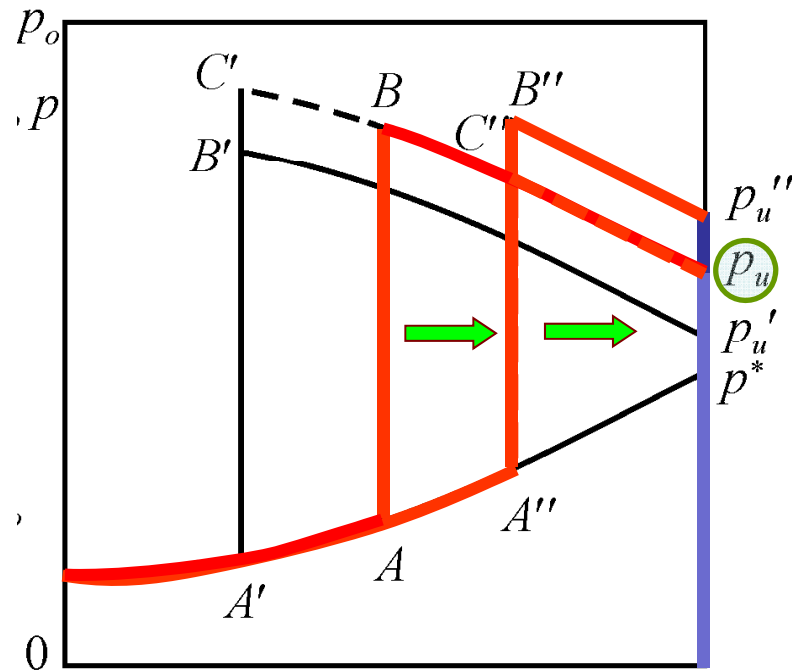
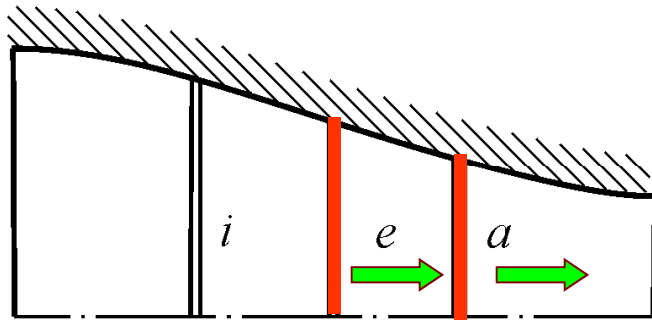
Quando il condotto è convergente gli andamenti della pressione sono completamente differenti da quelli nel divergente, così come mostrato in figura.

Si supponga nuovamente che l'onda d'urto si trovi in equilibrio nella sezione *e*.

Essendo il fluido inizialmente in moto supersonico, la pressione dapprima aumenta per la diminuzione del numero di Mach dovuta al restringimento della sezione.

A valle dell'onda d'urto normale il moto diventa subsonico e successivamente la pressione tende a diminuire per la diminuzione di area.

ONDA NEL CONVERGENTE



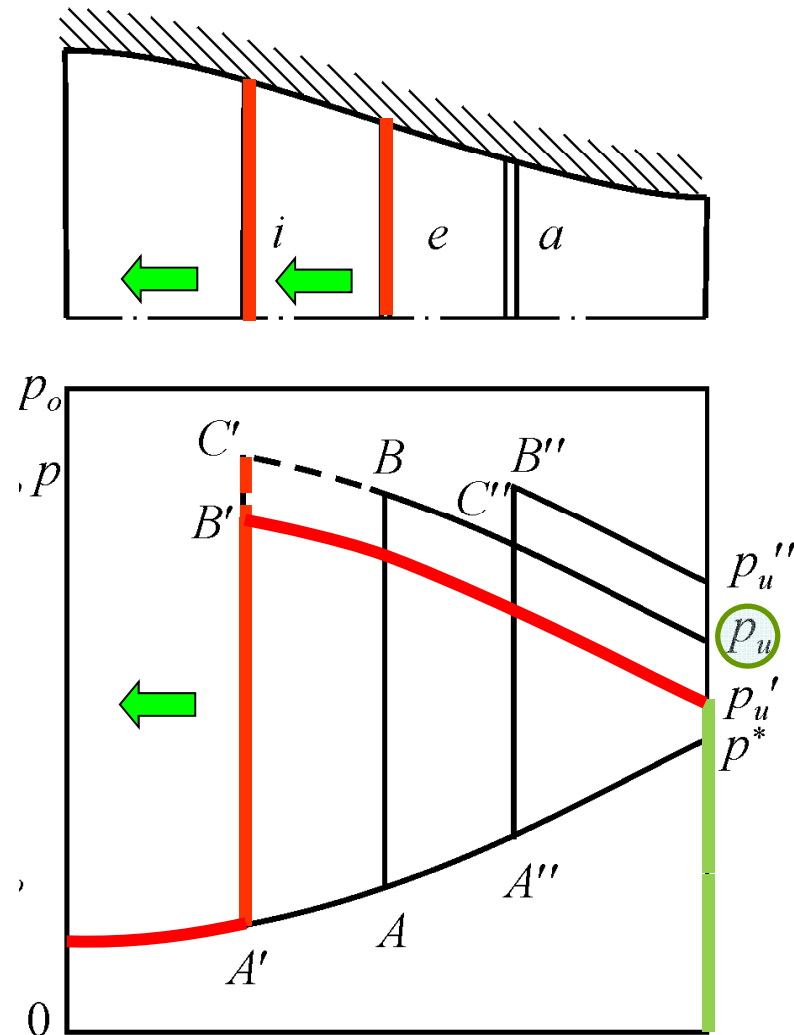
Un eventuale spostamento dell'onda d'urto dalla sezione e a quella **avanti** (a valle), sempre indicata con a , provocherebbe un innalzamento della pressione p_u'' all'uscita del condotto rispetto a quella ambiente, cosa che per la condizione di Kutta non può verificarsi.

Quindi, in questo caso, il salto di pressione che l'onda dovrebbe garantire nella sezione a ($p_{C''}/p_{A''}$) deve essere minore di quello che si ha se l'onda si trova in condizioni stazionarie ($p_{B''}/p_{A''}$).

L'onda d'urto dovrebbe, di conseguenza, continuare a muoversi verso valle per poter ridurre il numero di Mach effettivo della corrente e la compressione.

Essa verrebbe quindi ingoiata a valle.

ONDA NEL CONVERGENTE



Viceversa, uno spostamento dell'onda d'urto verso monte, **indietro**, provocherebbe una pressione p'_u all'uscita del condotto minore rispetto a quella ambiente, cosa che non è possibile.

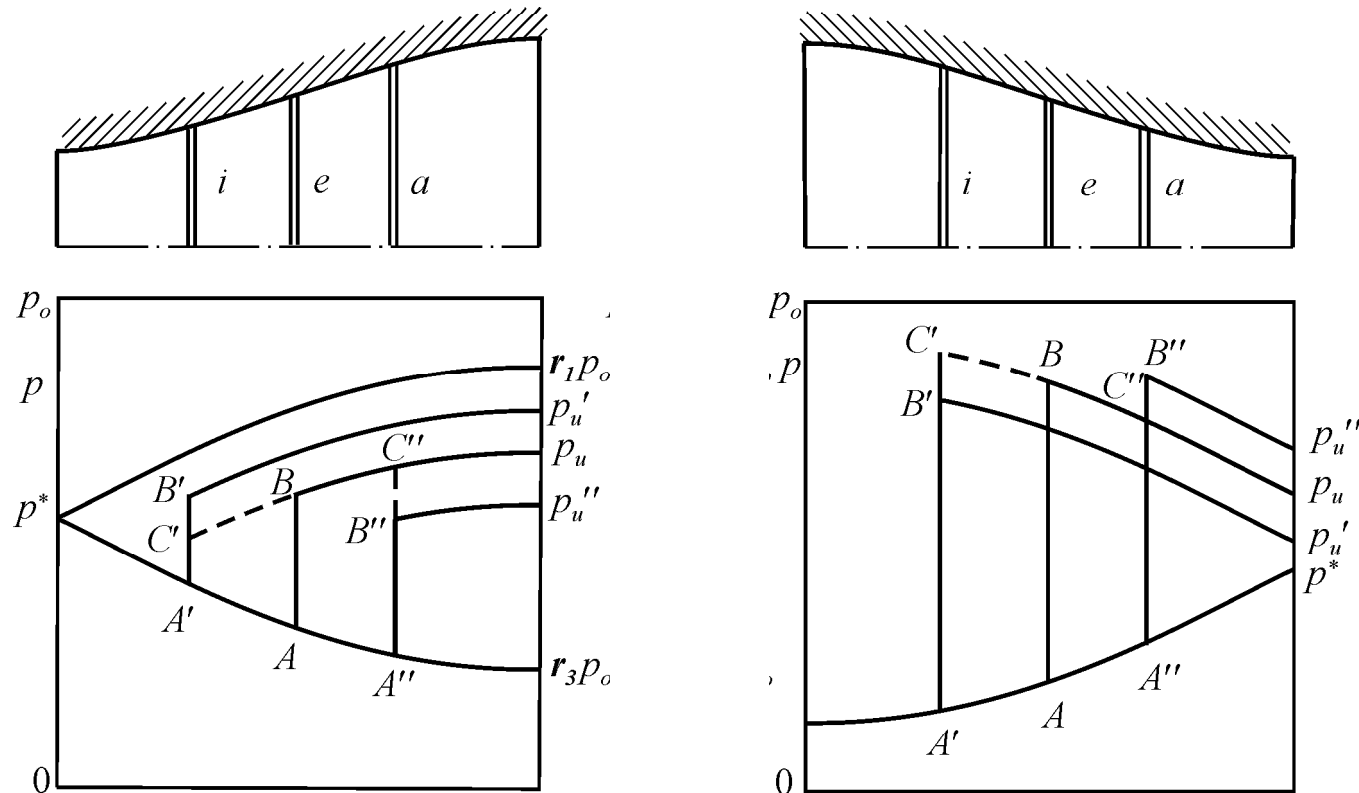
Invece, il rapporto di pressione che l'onda, nella sezione i , dovrebbe garantire ($p_{C'}/p_{A'}$) è maggiore di quello che si avrebbe se l'onda fosse in condizioni stazionarie ($p_{B'}/p_{A'}$).

L'onda d'urto dovrebbe quindi continuare a muoversi verso monte aumentando così il numero di Mach effettivo della corrente che la attraversa e la conseguente compressione.

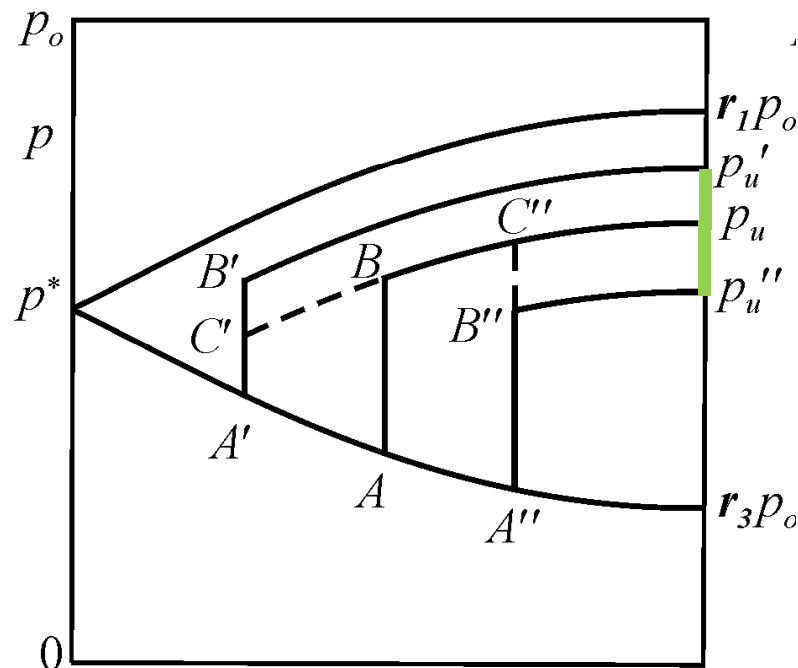
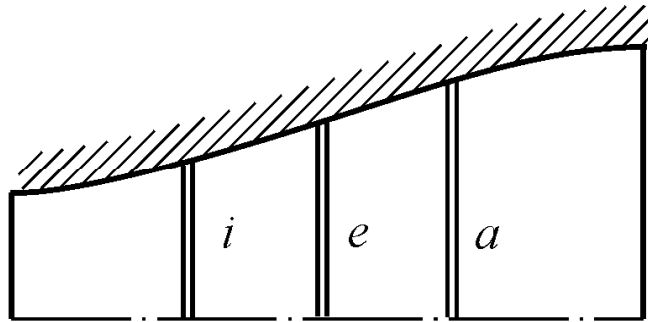
Essa verrebbe, quindi, espulsa a monte del condotto.

Quanto detto mostra che, **in un condotto convergente, l'onda d'urto è instabile** per piccoli spostamenti sia in avanti che indietro e che quindi tende rispettivamente, o ad essere **ingoiata a valle**, ovvero ad essere **espulsa a monte**.

L'analisi della stabilità di un'onda d'urto in condotti a sezione variabile può essere eseguita, partendo dai diagrammi delle due figure, anche in altro modo ipotizzando che, dopo l'onda, il moto continui a seguire la distribuzione di pressione nel condotto corrispondente ad essa per il moto stazionario.



ONDA NEL DIVERGENTE



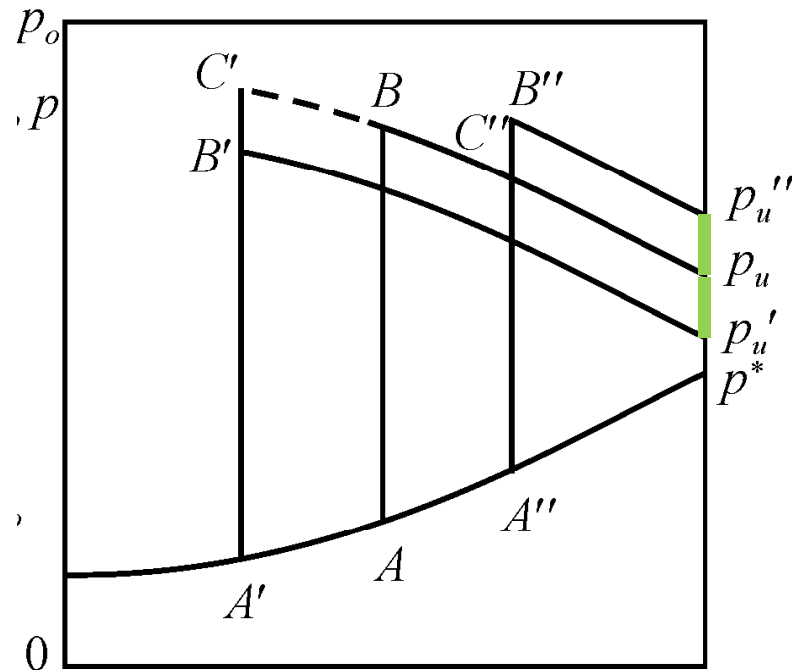
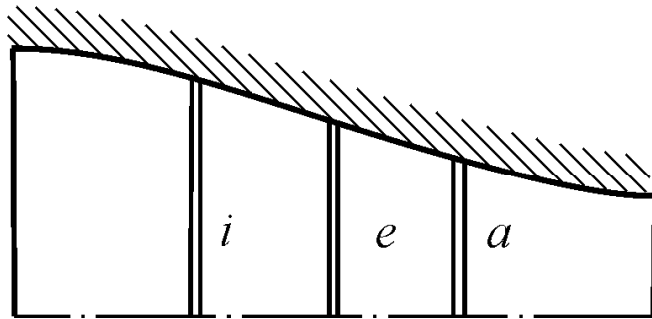
Nel caso di un condotto divergente si è visto che lo spostamento dell'onda nella sezione a provoca la diminuzione della pressione p''_u all'uscita del condotto.

Se ciò avvenisse, nella sezione di uscita si avrebbe la presenza di un'ulteriore **onda d'urto** che si **propagherebbe verso monte** perché il moto è subsonico.

Questa onda farebbe accelerare il fluido nella direzione di propagazione, quindi rallentandolo e causando, così, anche **il ritorno dell'onda d'urto nella posizione di equilibrio**.

Di converso, lo spostamento verso monte dell'onda causerebbe un aumento della pressione d'uscita rispetto all'ambiente e, quindi, la formazione di un treno di onde d'espansione che propagandosi verso monte alla velocità del suono, accelererebbe il fluido verso valle.

ONDA NEL CONVERGENTE



Per un condotto convergente il discorso è del tutto simile.

Per uno spostamento dell'onda d'urto in avanti (sezione a), l'aumento della pressione p_u'' all'uscita del condotto provocherebbe la formazione di un ventaglio d'espansione.

Questo ventaglio, propagandosi verso monte e facendo accelerare il fluido nella direzione opposta a quella della sua propagazione, causerebbe anche ***l'ulteriore allontanarsi dell'onda d'urto dalla posizione d'equilibrio.***

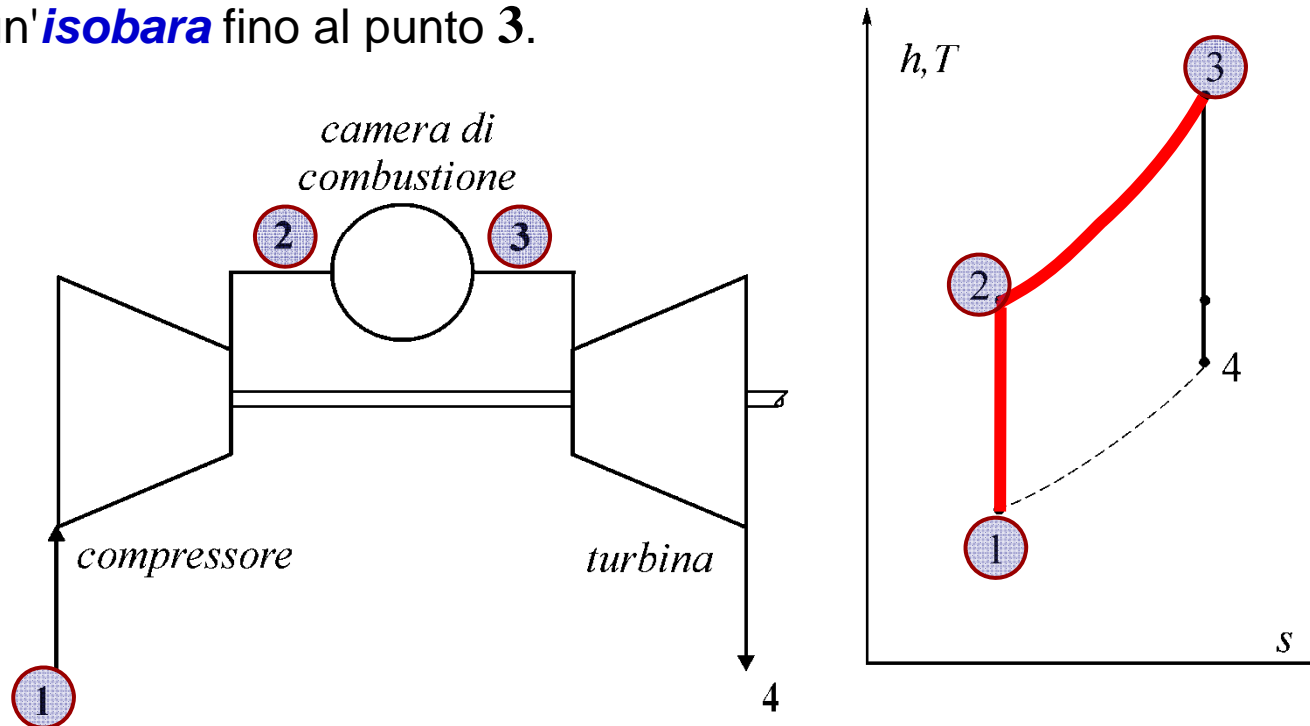
Viceversa, il contrario accadrebbe nel caso di una perturbazione dell'onda d'urto che la spostasse verso monte.

PRESE D'ARIA SUBSONICHE

Il cosiddetto **ciclo Joule** (che forse più correttamente dovrebbe essere chiamato **ciclo Brayton**), mostrato sul piano $h, T-s$ in figura, è quello che meglio descrive il funzionamento di una turbina a gas, anch'essa schematicamente rappresentata in figura nei suoi principali componenti.

Il fluido (normalmente aria), inizialmente nelle condizioni ambiente indicate dal punto **1**, passa attraverso il **compressore**, che ne fa **isoentropicamente** aumentare la pressione fino al punto **2**

Successivamente, attraversa la **camera di combustione**, ove la sua entalpia totale aumenta seguendo una trasformazione che può essere schematizzata come un'**isobara** fino al punto **3**.

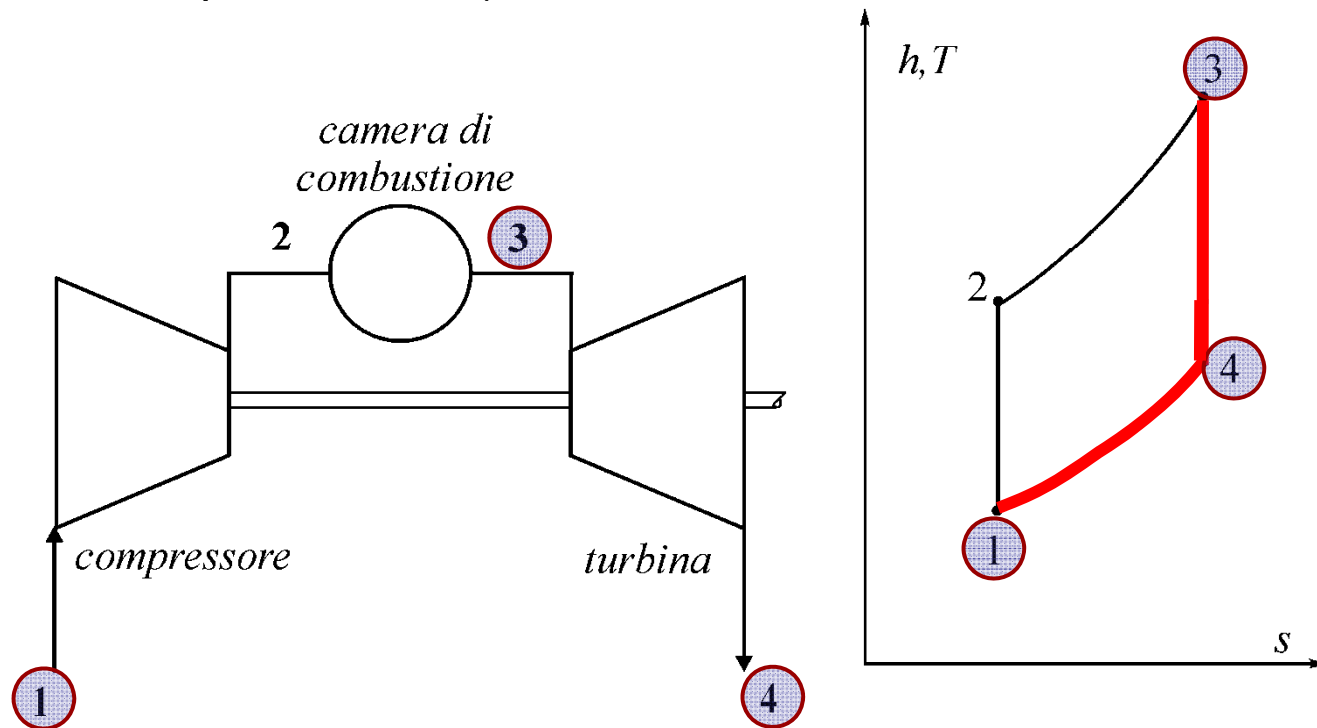


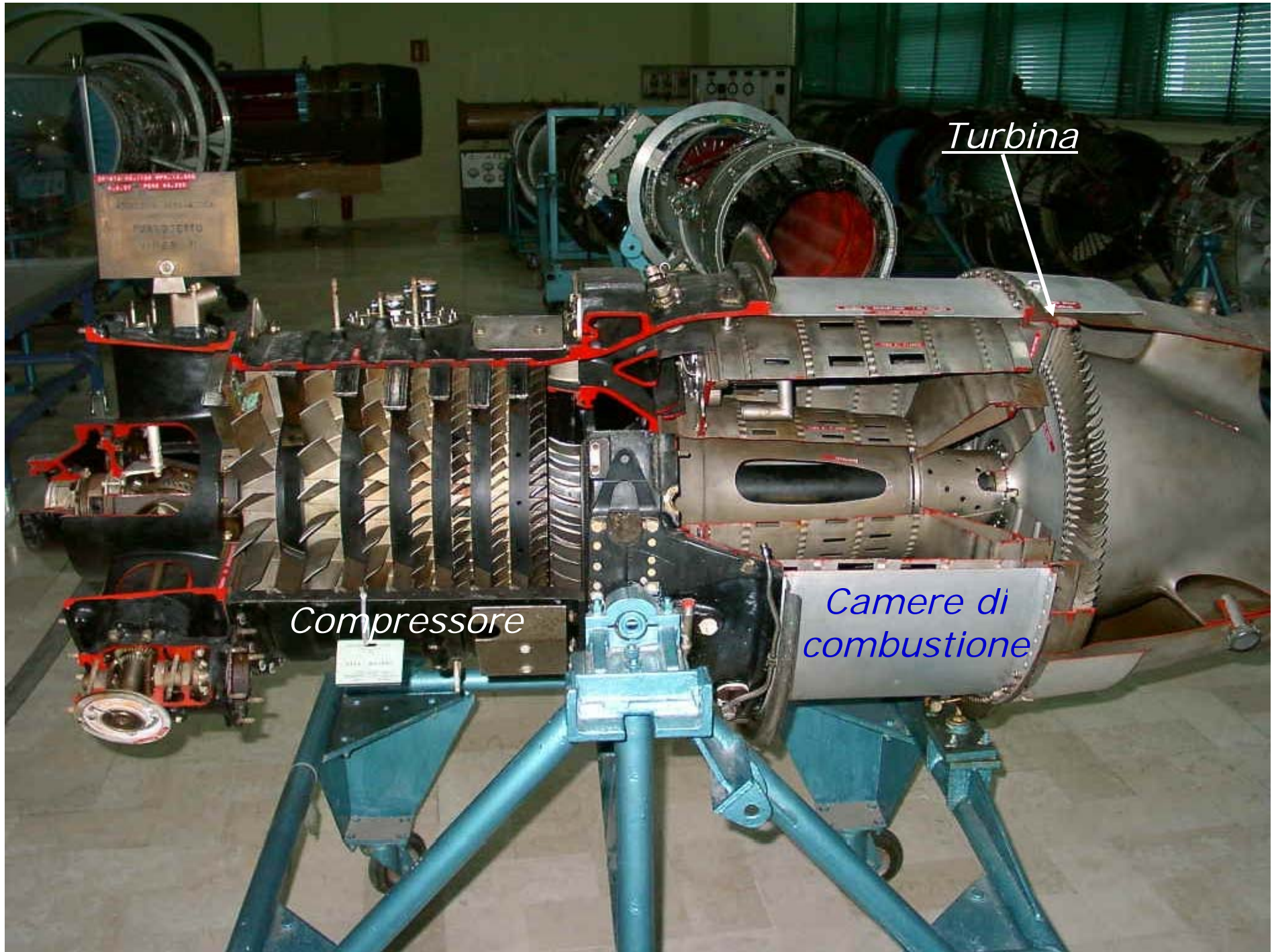
Successivamente il fluido **espande in turbina** fino al punto **4** raggiungendo nuovamente la pressione ambiente relativa al punto **1**.

Idealmente, il ciclo si chiude con la trasformazione **4** \rightarrow **1** che rappresenta uno **scambio di calore dal sistema all'ambiente**, anch'esso isobaro.

In realtà, c'è un continuo ricambio di fluido anche perché la combustione tenderebbe ad esaurire rapidamente l'ossigeno presente nell'aria.

La maggiore lunghezza del tratto **3** \rightarrow **4** rispetto al tratto **1** \rightarrow **2**, dovuta alla divergenza delle isobare sul piano T - s , permette di ottenere in turbina un lavoro maggiore di quello speso per muovere il compressore (uguale a quello relativo alla sola parte **3** \rightarrow **3a**).



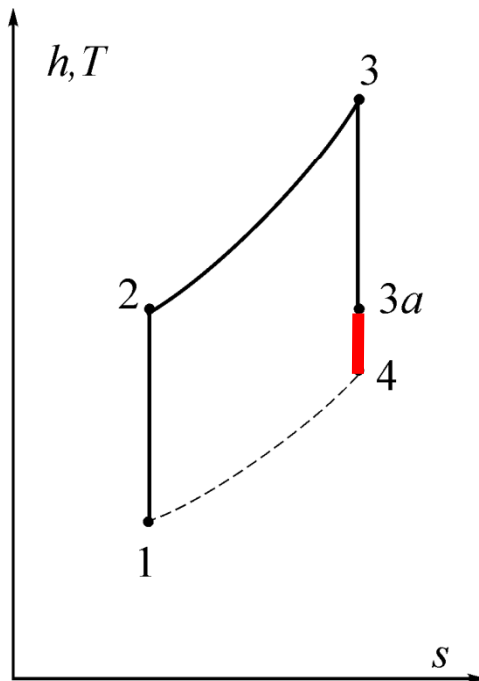


Turbina

Compressore

*Camere di
combustione*

L'eccesso di energia disponibile ($3a \rightarrow 4$) si potrebbe, ad esempio, impiegare per muovere una macchina operatrice (un alternatore, una pompa, etc.). Peraltro, una turbina a gas può essere utilizzata anche per applicazioni propulsive aeronautiche e, allora, questo eccesso di energia serve, o per accelerare il fluido a valle della turbina e generare così una maggiore spinta (**turbogetto**), ovvero per muovere un'elica (**turboelica**), o, infine, per realizzare entrambe le cose (**turbofan**). Gli aerei di linea moderni sono spesso propulsi da turbofan.



Per un buon funzionamento del compressore è necessario che il numero di Mach del fluido sia sufficientemente **basso** e, possibilmente, abbia una distribuzione uniforme della velocità nella sezione d'ingresso al motore.

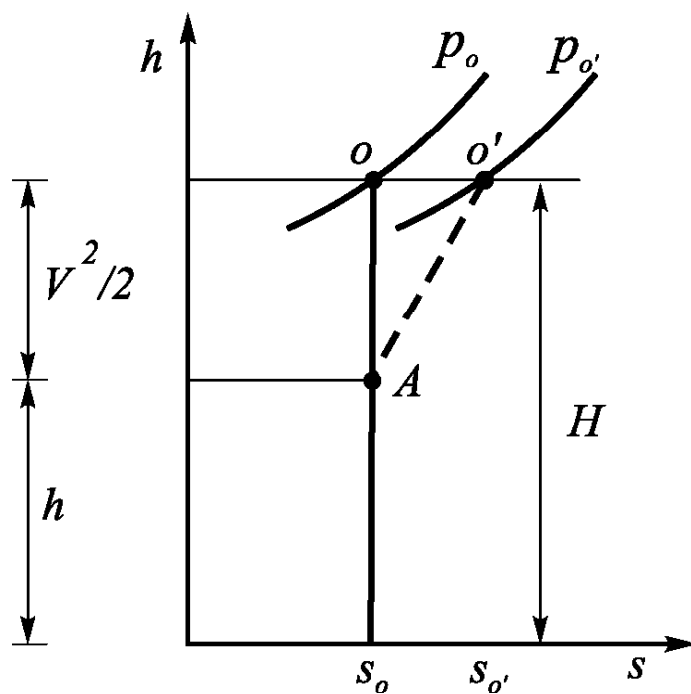
Evidentemente, qualsiasi macchina che utilizzi l'aria come fluido di lavoro consiste in un sistema aperto (cioè con continuo ricambio d'aria) e deve esserci una **presa d'aria** che la capti dall'esterno (in inglese: **air inlet**).

Se la macchina è ferma, la presa d'aria è costituita da un convergente che serve solo ad accelerare e convogliare l'aria (anch'essa inizialmente ferma perché proveniente dall'ambiente) nel compressore.

In queste circostanze, la presa d'aria si comporta come un effusore ed il suo progetto è relativamente semplice.

Nel seguito si studieranno turbine a gas per impieghi aeronautici, e, anche se semanticamente improprio, si utilizzerà il termine presa d'aria solo per indicare quei condotti che, nelle condizioni di progetto, si comportano da diffusori, ossia quelli che rallentano il fluido.

Infatti, la funzione principale delle prese d'aria per applicazioni aeronautiche è di decelerare l'aria ma, se progettate bene, esse possono essere utilizzate anche per aumentare nel contempo la pressione all'ingresso del compressore, risparmiando lavoro al compressore stesso e aumentando di conseguenza l'efficienza del ciclo termodinamico.



Poiché la trasformazione del fluido nella presa è omoenergetica (perché il fluido non ha praticamente modo di scambiare calore, né scambia lavoro), questo aumento è tanto maggiore quanto minore è la produzione di entropia derivante dal processo di decelerazione.

L'aumento massimo si ottiene, quindi, con una trasformazione omoenergetica e reversibile (isoentropica).

Evidentemente, l'aumento della pressione idealmente ottenibile isoentropicamente a monte del compressore è una funzione crescente del numero di Mach di crociera del velivolo M_c . Ciò deriva dalla:

$$p_o = p_a \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_c^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

in cui p_o rappresenta la pressione di ristagno e p_a la pressione ambiente.

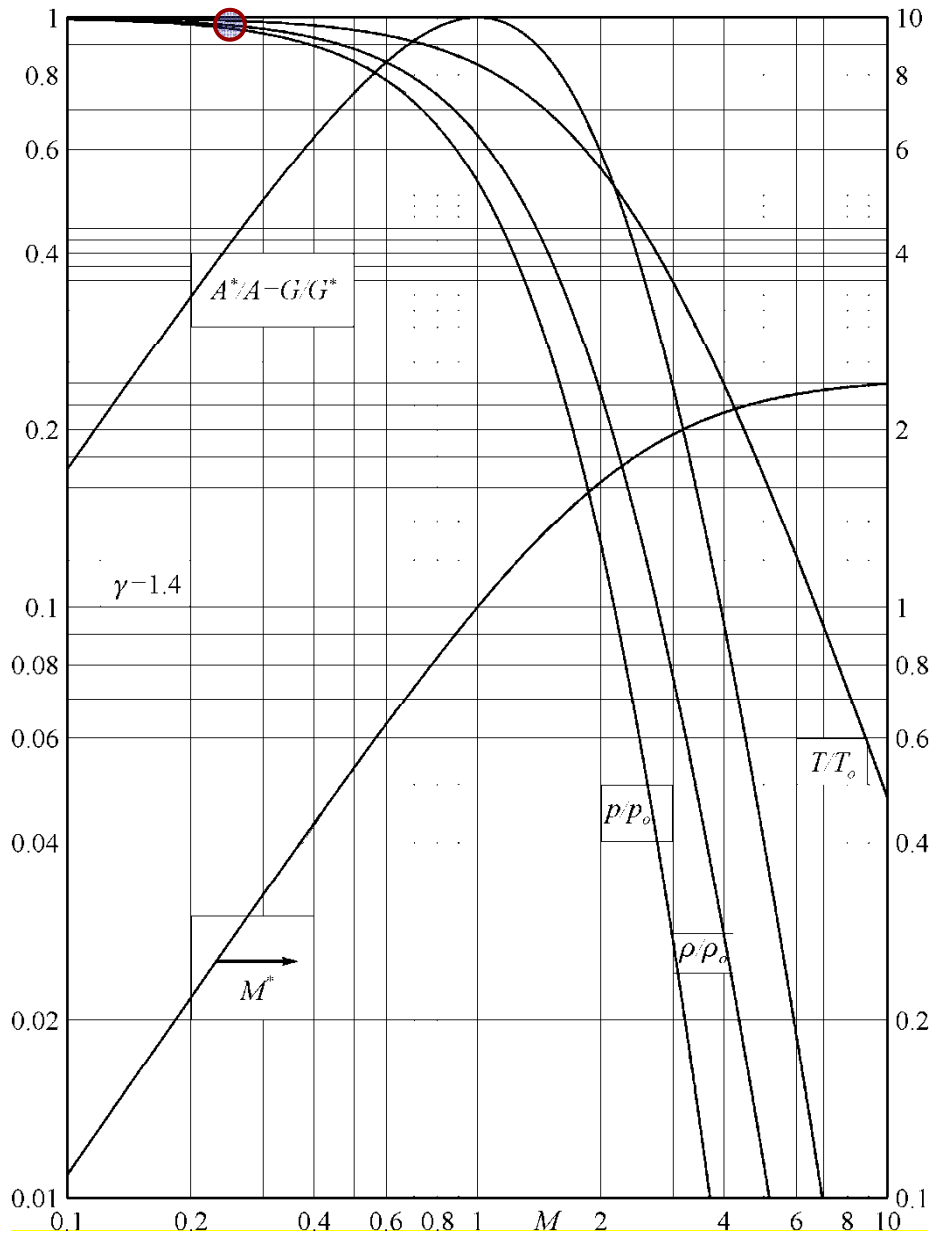
Da questa relazione si intuisce che, per avere un aumento significativo della pressione, è necessario avere numeri di Mach relativamente elevati.

Perciò, le prese d'aria propriamente dette sono utilizzate prevalentemente nei motori dei velivoli a relativamente alto numero di Mach.

Anche nelle applicazioni automobilistiche, un aumento della pressione a monte del sistema d'iniezione consentirebbe di ottenere un migliore rendimento volumetrico del motore ma, normalmente, non sono utilizzate prese d'aria particolari perché il numero di Mach delle vetture è relativamente basso.

L'unica eccezione si ha per le **automobili da competizione** per le quali anche un piccolo aumento del rendimento volumetrico può essere significativo.

Ad una velocità pari a 300km/h , il massimo aumento di pressione ottenibile è di poco superiore al 4%, mentre quello di densità di circa il 3%.



$$p_o = p_a \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_c^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

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

$$300 \text{ km/h} = 300/3.6 = 83.3 \text{ m/s}$$

$$M = 83.3/340 = 0.245$$

$$p_o/p_a = 1.043$$

$$\rho_o/\rho_a = 1.030$$

Nella quasi totalità dei casi, ***i motori per applicazioni aeronautiche devono funzionare sia in condizioni di crociera che al punto fisso (cioè con l'aeroplano fermo) che, infine, in situazioni intermedie.***

Ciò comporta la necessità di studiare il funzionamento del sistema presa d'aria–compressore all'aumentare della velocità del velivolo fino a quella massima di crociera V_c .

Questa fase iniziale viene generalmente denominata **di avviamento**.

L'unico tipo di motore aeronautico che non ha al suo interno un compressore è l'**autoreattore** (**ramjet**, or **scramjet**, utilizzato talvolta nei missili supersonici). Però, anche in questo caso, è necessario **avviare** la presa.

In questo contesto si indicherà con M_c il **numero di Mach di crociera** ed, invece, con M_∞ il **numero di Mach del velivolo se diverso da quello di crociera**.

Inoltre, si intende sempre valida la trasformazione galileiana del sistema di riferimento e, pertanto, si tratterà **il velivolo (e quindi il motore) fermo, cioè investito da una corrente a velocità V_∞** .

Come si vede dalla figura, una **presa d'aria subsonica** è costituita solo da un condotto divergente che, in condizioni di crociera, deve far rallentare l'aria.

Inizialmente (**al punto fisso**) l'aeroplano, e cioè l'aria esterna, non si muovono.

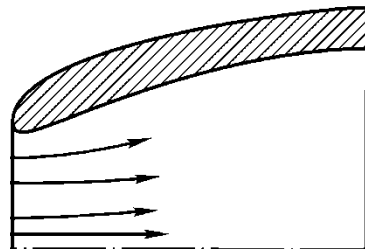
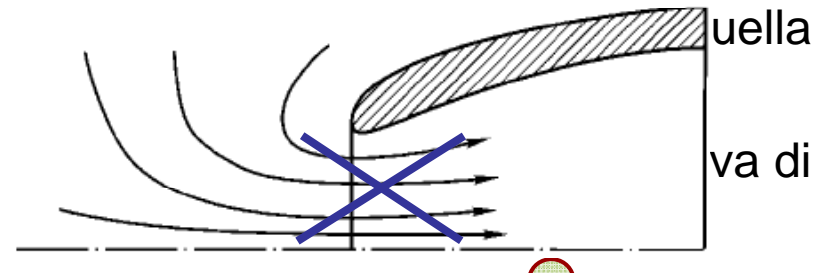
Con ***il motore spento, la portata e la velocità sono, chiaramente, nulle.***

Anche la pressione nella presa non varia, ovunque uguale alla pressione ambiente (coincidente con quella di ristagno), come indicato dalla curva ρ .

La curva di non funzionamento si protrae ovviamente fino all'infinito a monte.

Con aeroplano sempre al punto fisso all'accensione del motore il compressore inizia a girare riducendo la pressione ambiente e fissandola, per esempio, al

Se il moto nella presa è isoentropico, il funzionamento $A' - A$, indicata con a , è f

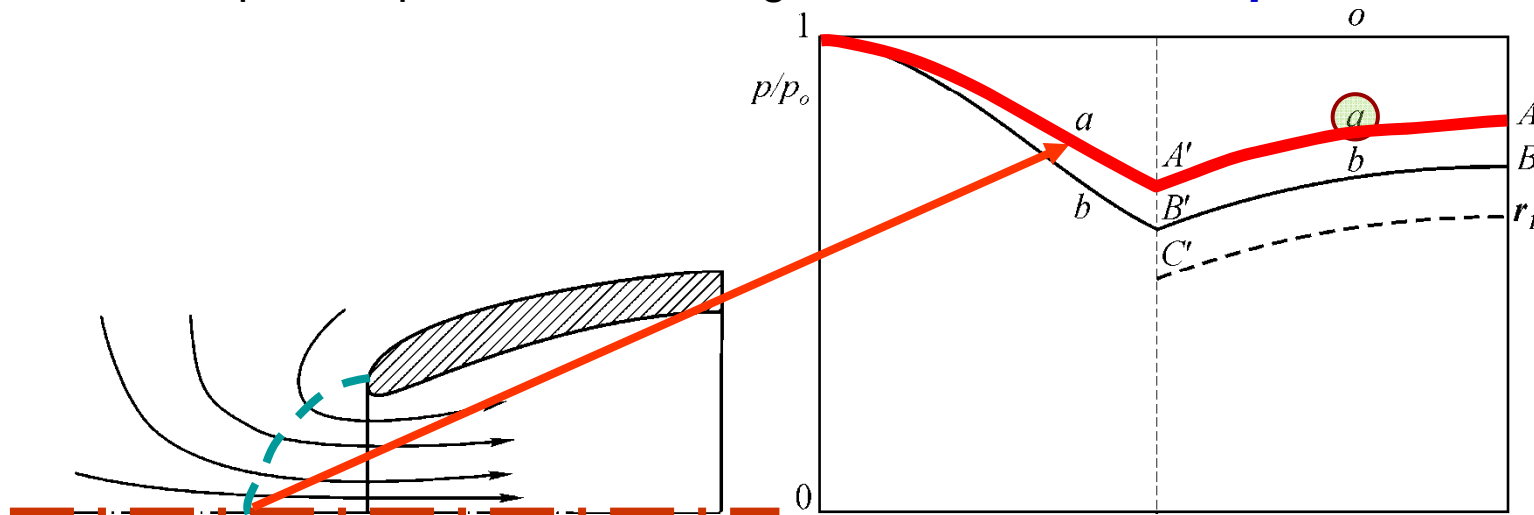


Poiché anche la pressione ambiente è fissata, l'aria in prossimità della presa deve accelerare, diminuendo così la sua pressione statica all'esterno della presa in modo da portarsi nelle condizioni del punto A' imposte dalla curva a . Quest'accelerazione avviene, come mostrato in figura, con un convergente fittizio che si sviluppa all'esterno della presa d'aria e convoglia in essa aria proveniente da tutte le direzioni.

Anche per questo motivo, la presa d'aria, come mostrato in figura, deve avere un bordo d'attacco arrotondato per evitare fenomeni di separazione.

Occorre, poi, osservare che, poiché le linee di corrente convergono da tutte le direzioni, la parte sinistra della curva a (relativa all'esterno della presa d'aria) rappresenta il profilo di pressione solo sull'asse della presa stessa.

Ad una certa distanza dalla presa, dove la velocità (il numero di Mach) è molto bassa, si recupera la pressione di ristagno coincidente con quella ambiente.

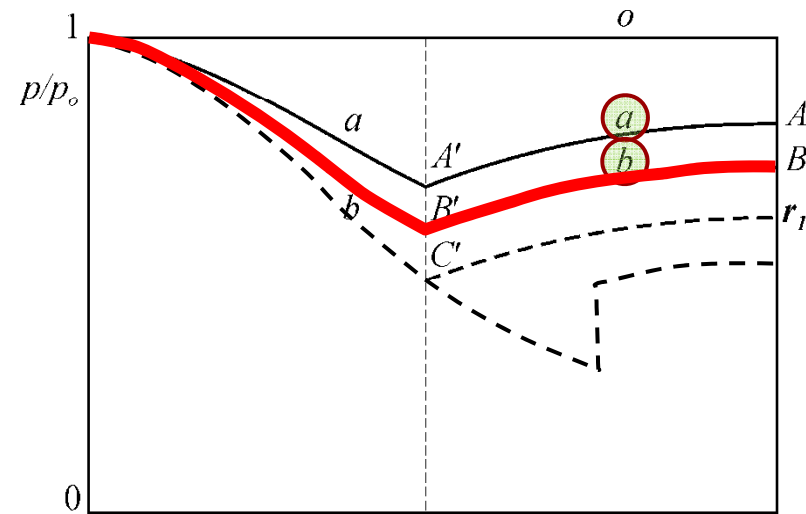
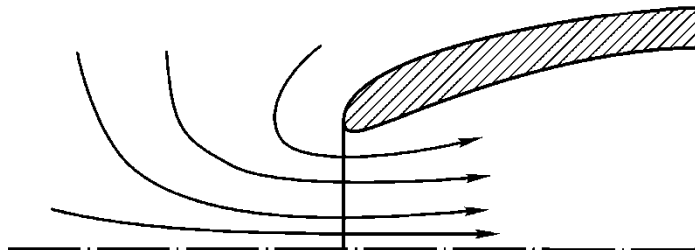


All'aumentare della velocità di rotazione del compressore, la pressione nella sezione di uscita della presa (ingresso al compressore) può diminuire al punto B , mentre la portata aumenta e la curva di funzionamento diventa la b .

Se si facesse diminuire la pressione all'uscita della presa d'aria fino al valore definito dal rapporto r_1 , si raggiungerebbero il valore massimo della portata e la condizione sonica nella sezione d'ingresso della presa (**bocca della presa**), punto di funzionamento C' .

Un'ulteriore diminuzione della pressione provocherebbe la formazione di un'onda d'urto nel divergente della presa d'aria ma non un aumento di portata.

Attenzione: Come sarà più chiaro in seguito, **in altre condizioni di funzionamento, all'esterno della presa d'aria, si può avere sia un'espansione che una compressione.**



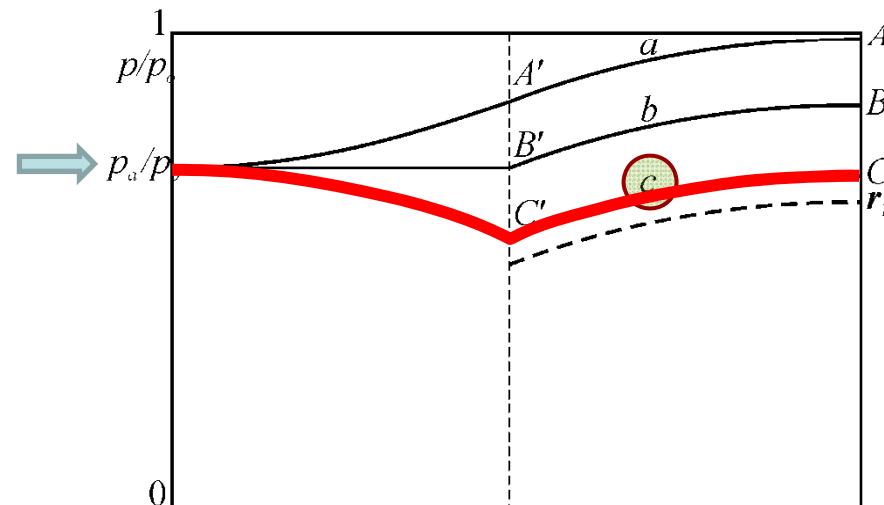
Come mostrato in figura, se ora **l'aereo si muove alla velocità subsonica** V_∞ , anche se la pressione ambiente non varia, il rapporto p_a/p_o (che è uguale a p_∞/p_o) diminuisce perché la pressione di ristagno aumenta.

Variando la pressione del compressore, si hanno **tre modi di funzionamento.**

Quello descritto dalla curva c è simile a quanto prima analizzato. La pressione imposta dal compressore è tale che nel punto C' la pressione risulta minore di quella ambiente ed è quindi necessario avere un'espansione all'esterno della presa con un convergente esterno (figura in basso a sinistra).

Solo ad una certa distanza dalla presa, lì dove i filetti fluidi risultano praticamente paralleli tra di loro, si recupera la pressione ambiente.

$$p_o = p_a \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_c^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

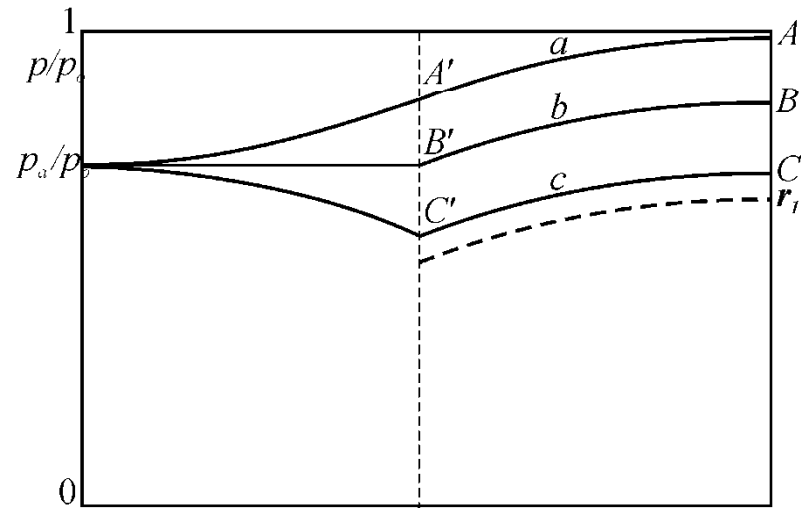
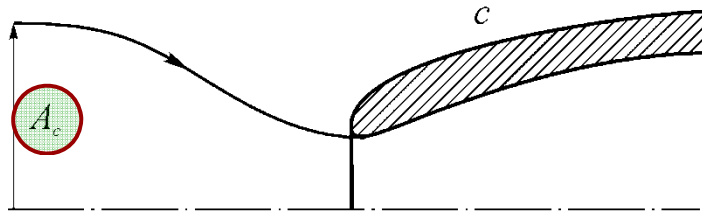


È utile, a questo punto, introdurre il concetto di **area di cattura** che è definita come **l'area della sezione retta, posta all'infinito a monte** (in pratica, dove i filetti fluidi risultano paralleli tra loro), **da cui proviene l'aria che passa attraverso la presa.**

Per come è definita, l'area di cattura (**che può essere maggiore o minore dell'area della bocca**) si può calcolare, dall'equazione di conservazione della massa, mediante la:

$$A_c = \rho VA / (\rho_\infty V_\infty) = \dot{m} / (\rho_\infty V_\infty)$$

$$p_o = p_a \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_c^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$



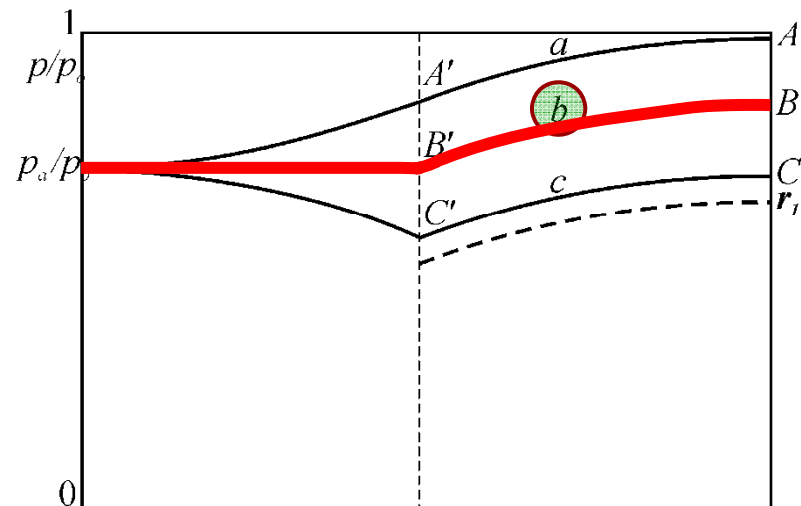
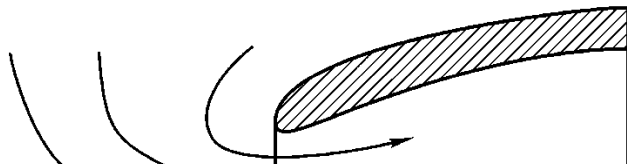
Nel caso della curva c , l'area di cattura è maggiore dell'area della bocca e le linee di corrente, fuori della presa, sono convergenti per avere un'espansione.

Al punto fisso, poiché la V_∞ è identicamente nulla, l'area di cattura deve essere infinitamente grande, il che comporta che le linee di corrente convergono **da tutte le direzioni**.

Se la pressione imposta dal compressore è quella particolare relativa al punto B , la curva seguita è la b e **il funzionamento della presa si dice corretto**.

La pressione relativa al punto B' è proprio uguale alla pressione ambiente e **l'area di cattura è uguale a quella della bocca della presa d'aria**.

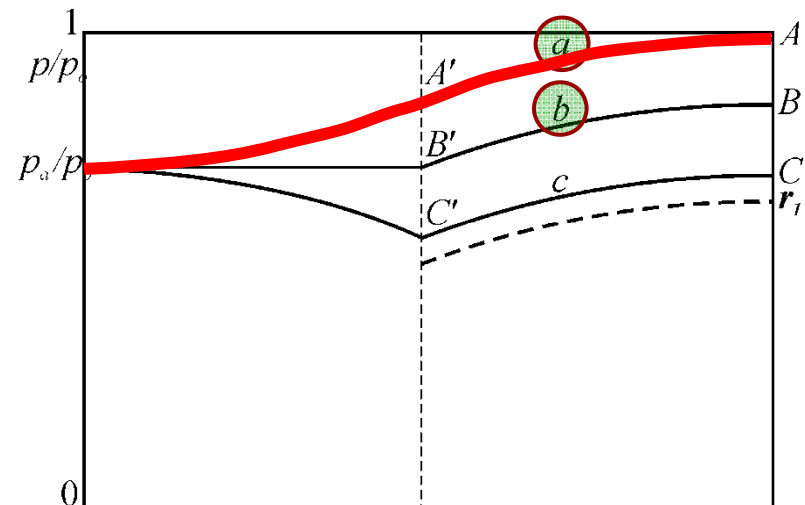
All'esterno della presa il fluido non deve né espandersi né comprimersi, per cui il relativo tubo di flusso ha sezione costante.



Aumentando ulteriormente la pressione immediatamente a monte del compressore fino al valore indicato con il punto A , si ha un funzionamento con **spillamento d'aria** all'esterno della presa. I filetti fluidi della corona circolare tra l'area di cattura e quella di ingresso della presa non entrano nel motore.

In questo caso la pressione a monte della presa deve aumentare cosicché deve essere ivi presente un divergente; **l'area di cattura risulta quindi minore di quella all'ingresso della presa** e si segue la curva a .

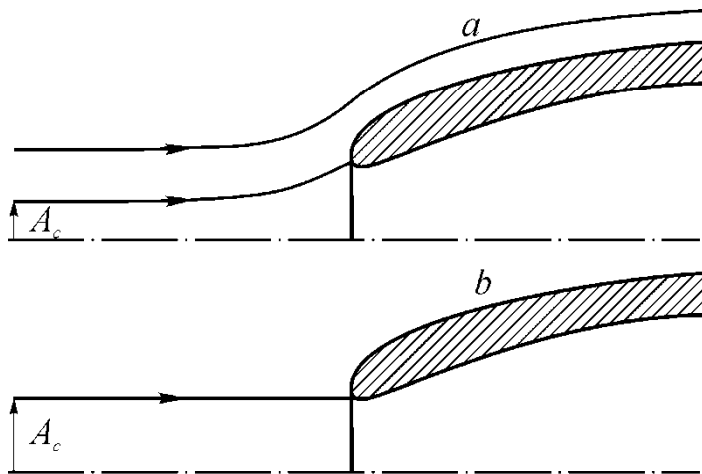
In conclusione, le prese d'aria divergenti possono innalzare la pressione del fluido con una compressione solo **interna**, o di **tipo misto**. Nel primo caso, l'aumento di pressione avviene solo all'interno del diffusore (curva b) mentre, nel secondo, la compressione ha luogo anche all'esterno (curva a).



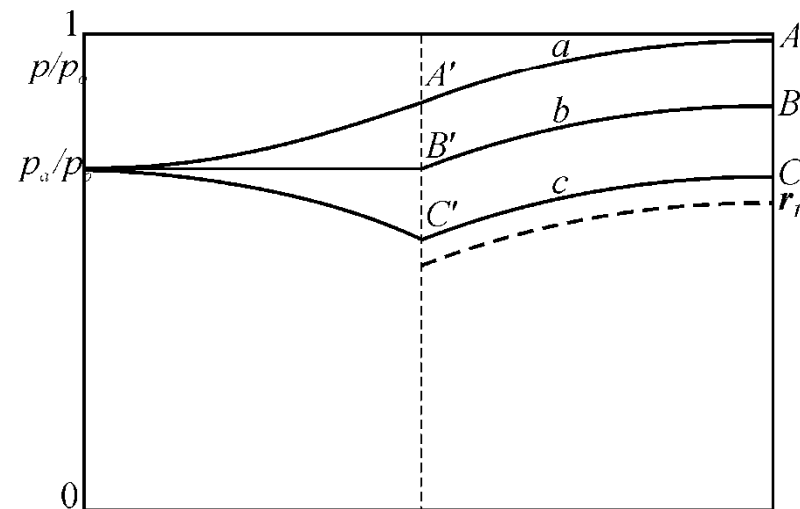
Fra i tre tipi di funzionamento elencati, il più efficiente è chiaramente quello corretto; infatti in questo caso **la resistenza aerodinamica sulle pareti esterne della presa d'aria è minore.**

Si noti che, qualora la presa funzionasse seguendo la curva di funzionamento corretto **b**, un aumento della velocità del velivolo (del numero di Mach M_∞) condurrebbe a una diminuzione del rapporto p_a/p_o e dell'area di cattura. Ci si sposterebbe, quindi, su una curva di funzionamento del tipo indicato con **a**.

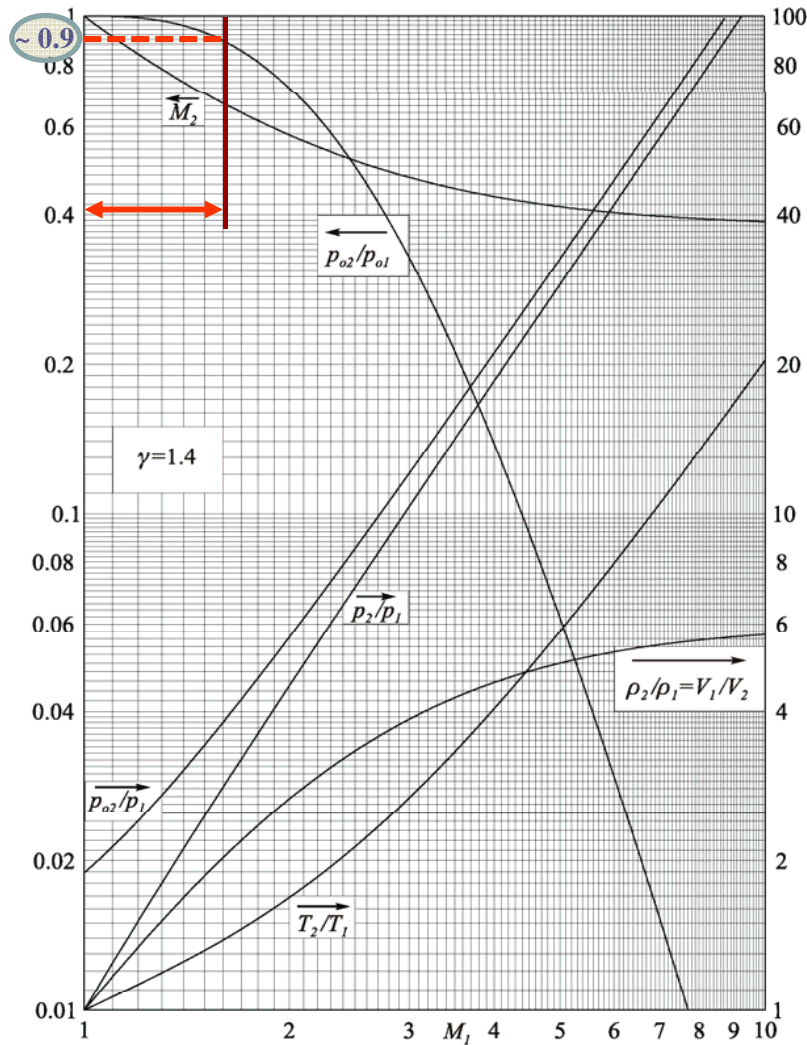
Viceversa, una diminuzione della velocità aumenterebbe il rapporto p_a/p_o e l'area di cattura, portando a una curva di funzionamento del tipo **c**.



$$p_o = p_a \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_c^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$



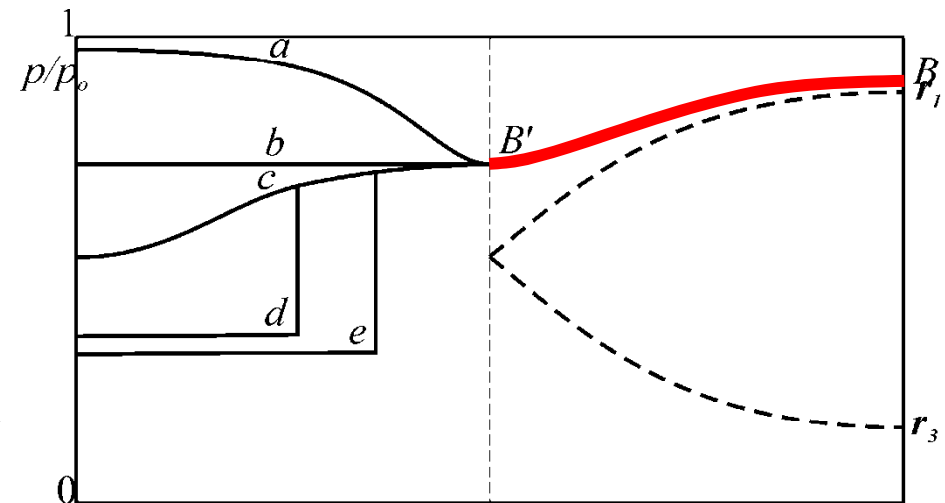
PRESE D'ARIA SUPERSONICHE



Se il numero di Mach di crociera M_c del velivolo è basso ($M_c \leq 1.6$), la presa d'aria semplicemente divergente può essere utilizzata anche in regime supersonico.

La perdita di p_o è, infatti bassa.

Per fissare le idee, si supponga che il compressore mantenga costante il rapporto p/p_o all'uscita della presa d'aria (ingresso al compressore) e, cioè, si fissi una curva di funzionamento all'interno della stessa, ad esempio quella individuata dai punti $B-B'$ di figura.



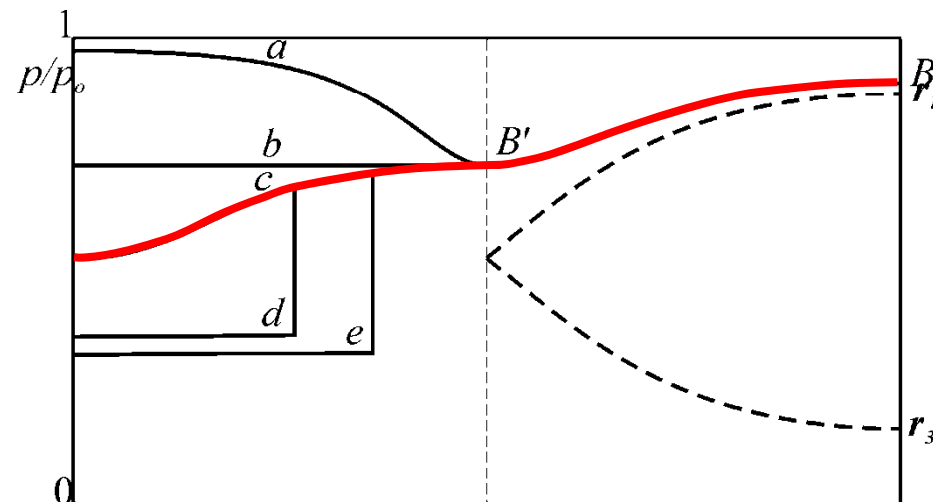
Nel caso in cui la condizione di volo provochi la formazione di un'onda d'urto, i diagrammi delle figure seguenti sono sempre adimensionalizzati rispetto alla pressione di ristagno a valle dell'onda d'urto.

È necessario sottolineare che questa ipotesi è equivalente a fissare il numero di Mach in ogni sezione della presa d'aria, in particolare quello nel punto B' , e implica che $p_{B'}$ aumenti all'aumentare del numero di Mach.

L'ipotesi fatta non lede la generalità del problema e consente una notevole semplificazione nella descrizione dello stesso permettendo una migliore comprensione della fenomenologia coinvolta.

Il funzionamento, a partire dal punto fisso fino al raggiungimento del Mach unitario, è analogo a quello descritto in precedenza. La curva c è stata rappresentata per un velivolo che vola in condizioni soniche ($M_\infty = 1$).

$$p_o = p_a \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_c^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$



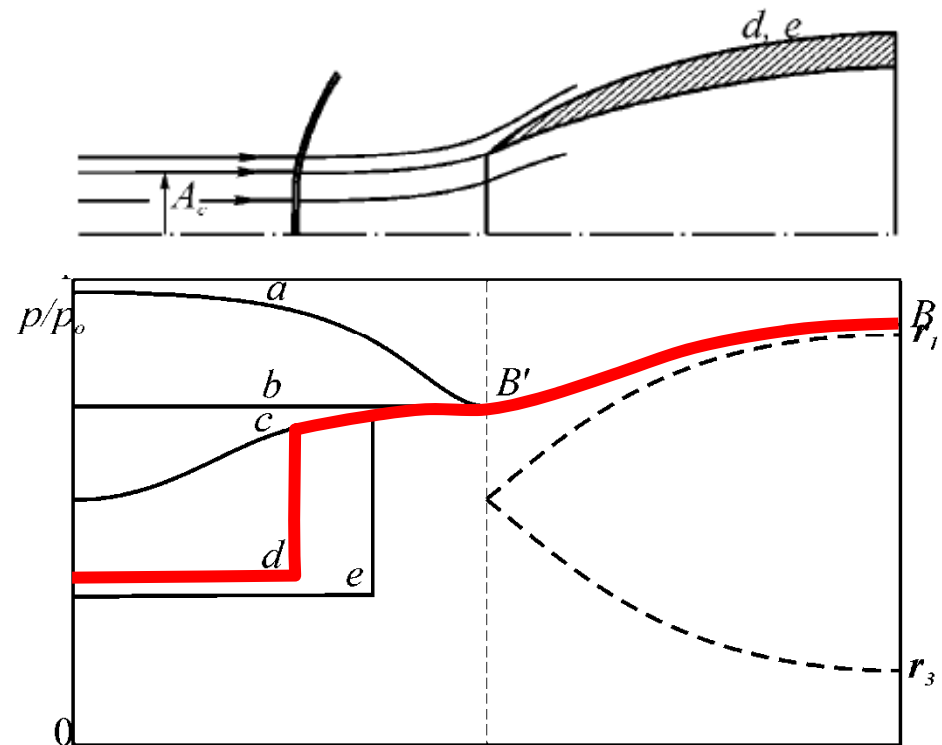
Quando si supera la velocità del suono si ha, come mostrato dalla curva *d*, la **formazione di un'onda d'urto a monte della presa d'aria**, praticamente normale nella zona di interesse (zona dell'area di cattura).

Il diffusore si comporta, infatti, quasi come un corpo tozzo ed è quindi necessario avere un'onda d'urto staccata che **informi** la corrente della presenza della presa.

Il diagramma di pressione indicato dalla curva *d* mostra che, a valle dell'urto, è necessario che si formi un divergente esterno per comprimere ulteriormente il fluido. Quindi, anche in queste condizioni **l'area di cattura è minore dell'area della bocca della presa d'aria**.

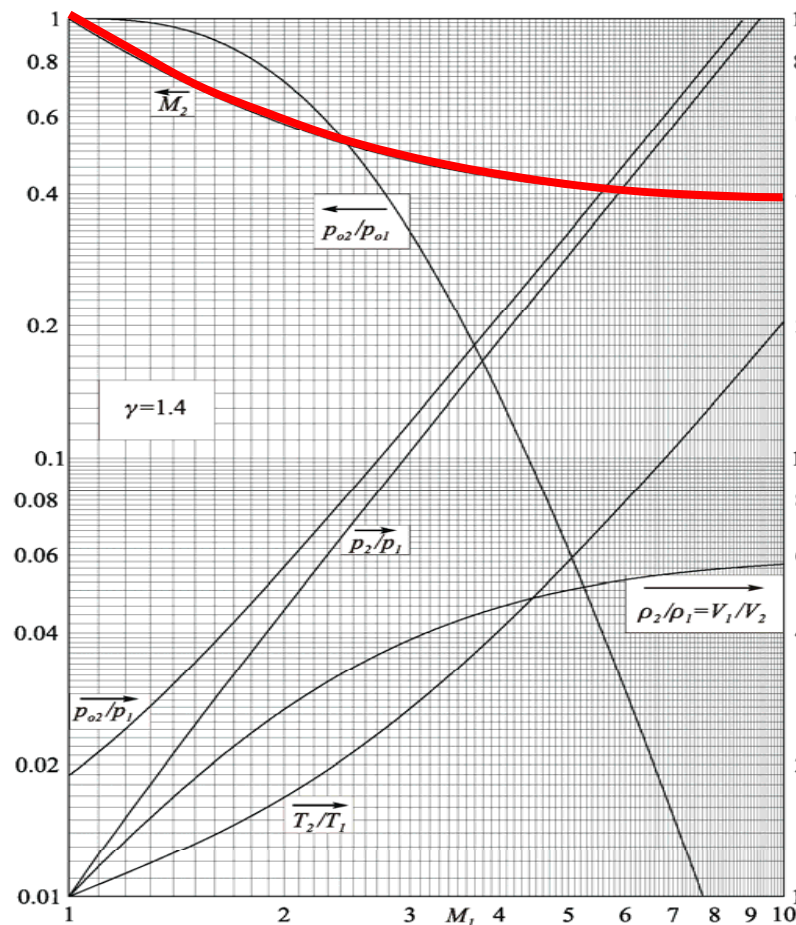
Per semplicità di rappresentazione, questa compressione esterna è descritta ancora dalla parte della curva *c* a valle dell'onda d'urto.

$$p_o = p_a \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_c^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$



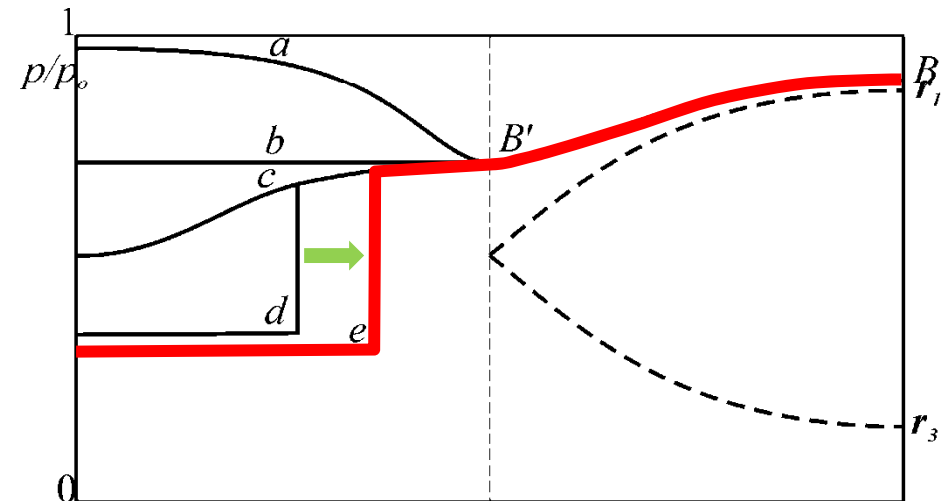
Aumentando ancora il numero di Mach, l'onda tende ad avvicinarsi alla presa d'aria e il diagramma di pressione diventa quello indicato, ad esempio, dalla curva *e*.

L'avvicinarsi dell'onda d'urto alla presa d'aria all'aumentare del numero di Mach si può spiegare considerando che **il Mach a valle di un'onda d'urto è una funzione decrescente di quello a monte.**



M_∞ il numero di Mach imposto nel punto 'onda d'urto, al diminuire di quest'ultimo avvicina alle condizioni del punto B' ed è esterna minore.

nel numero di Mach, **l'onda d'urto si 'ia.**

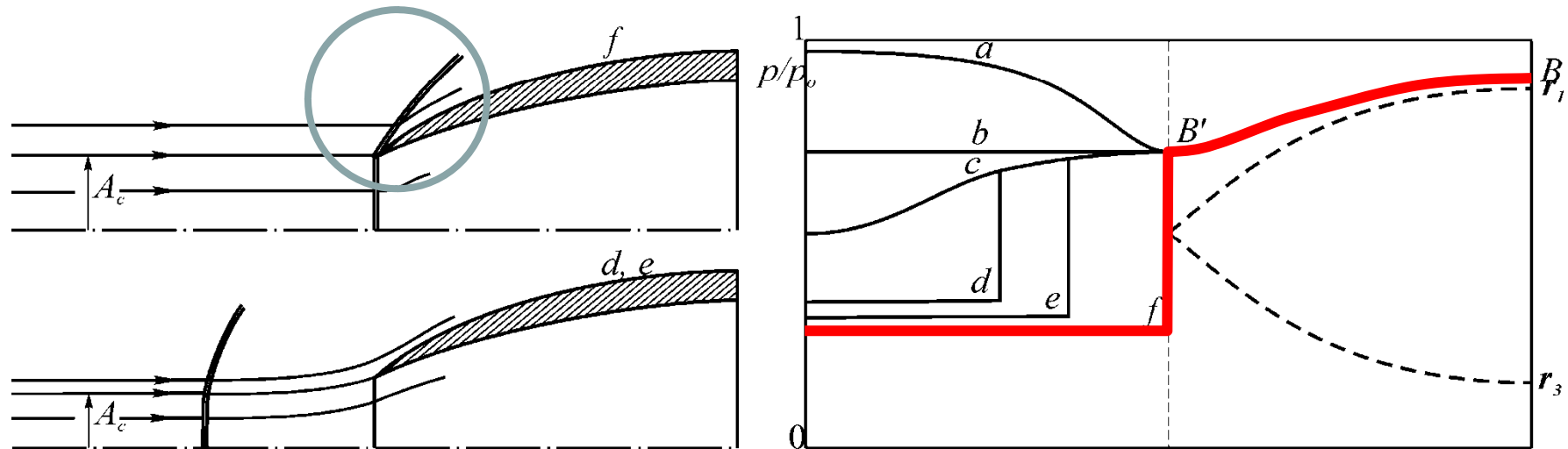


Quando M_∞ è tale che il numero di Mach dopo l'onda d'urto è uguale a quello corrispondente al punto B' , l'onda si porta esattamente sulla bocca della presa d'aria e si ha il cosiddetto **funzionamento corretto** (curva f) **della presa d'aria**.

Ciò potrà avvenire **purché il numero di Mach del punto B' non sia inferiore a quello dettato dal punto B' stesso** (dipendente da B e dal rapporto tra le aree).

In queste condizioni **la parete esterna della presa d'aria provoca la formazione di onde d'urto oblique** e, per ridurre la resistenza aerodinamica, essa è normalmente costruita con uno **spigolo per quanto possibile vivo** e con un **angolo di deviazione relativamente basso**, così come mostrato in figura.

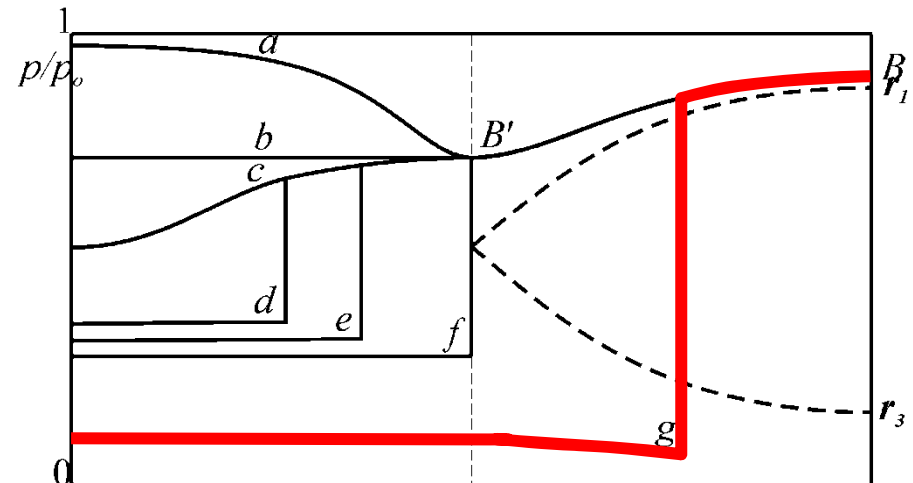
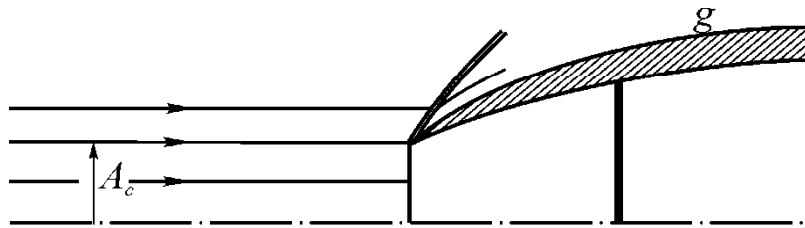
Va comunque osservato che una tale geometria può causare **separazione della corrente, in particolare al punto fisso**.



Un **ulteriore aumento del numero di Mach di volo provoca l'ingresso dell'onda d'urto all'interno della presa d'aria** con un aumento del numero di Mach a monte dell'onda e, di conseguenza, una **maggiore caduta di pressione di ristagno**.

La curva di funzionamento è quella indicata con la lettera *g* e, per le ipotesi fatte, a valle dell'onda si segue la restante porzione della curva *B'-B*.

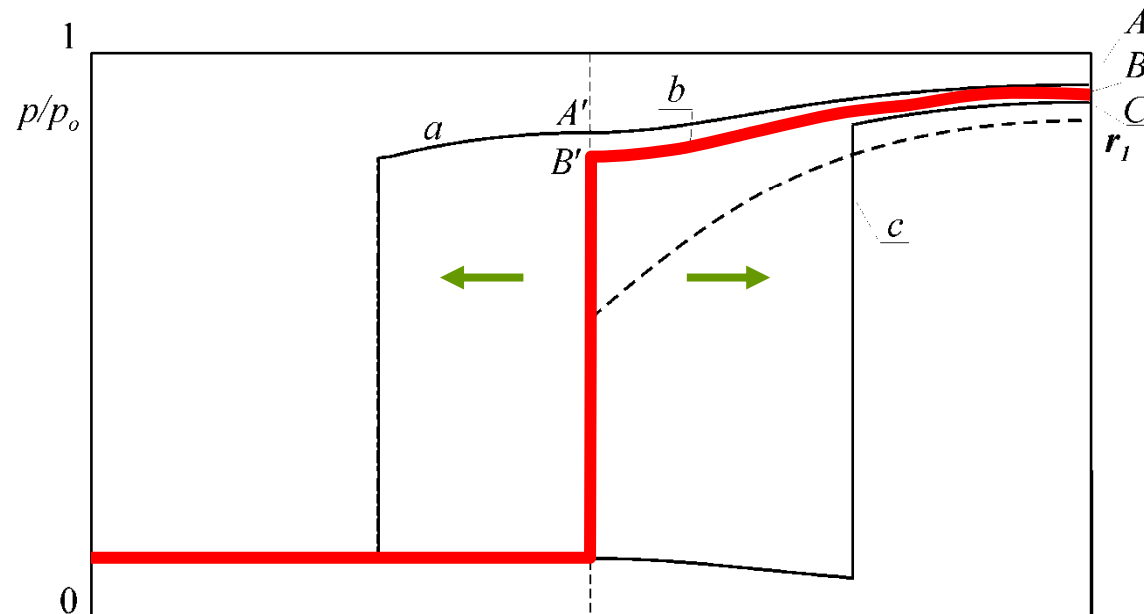
Più esattamente, **nell'ambito di una trattazione bidimensionale**, sulla bocca della presa esisterebbe un **ventaglio di espansione** per la presenza di una **convessità** che, dopo la riflessione sull'asse di simmetria, riflettendosi sulla superficie concava del divergente, genererebbe l'onda d'urto interna.



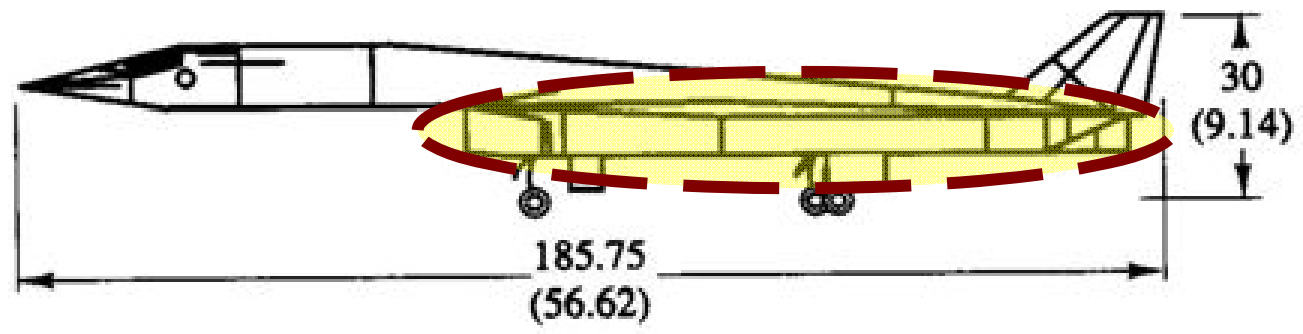
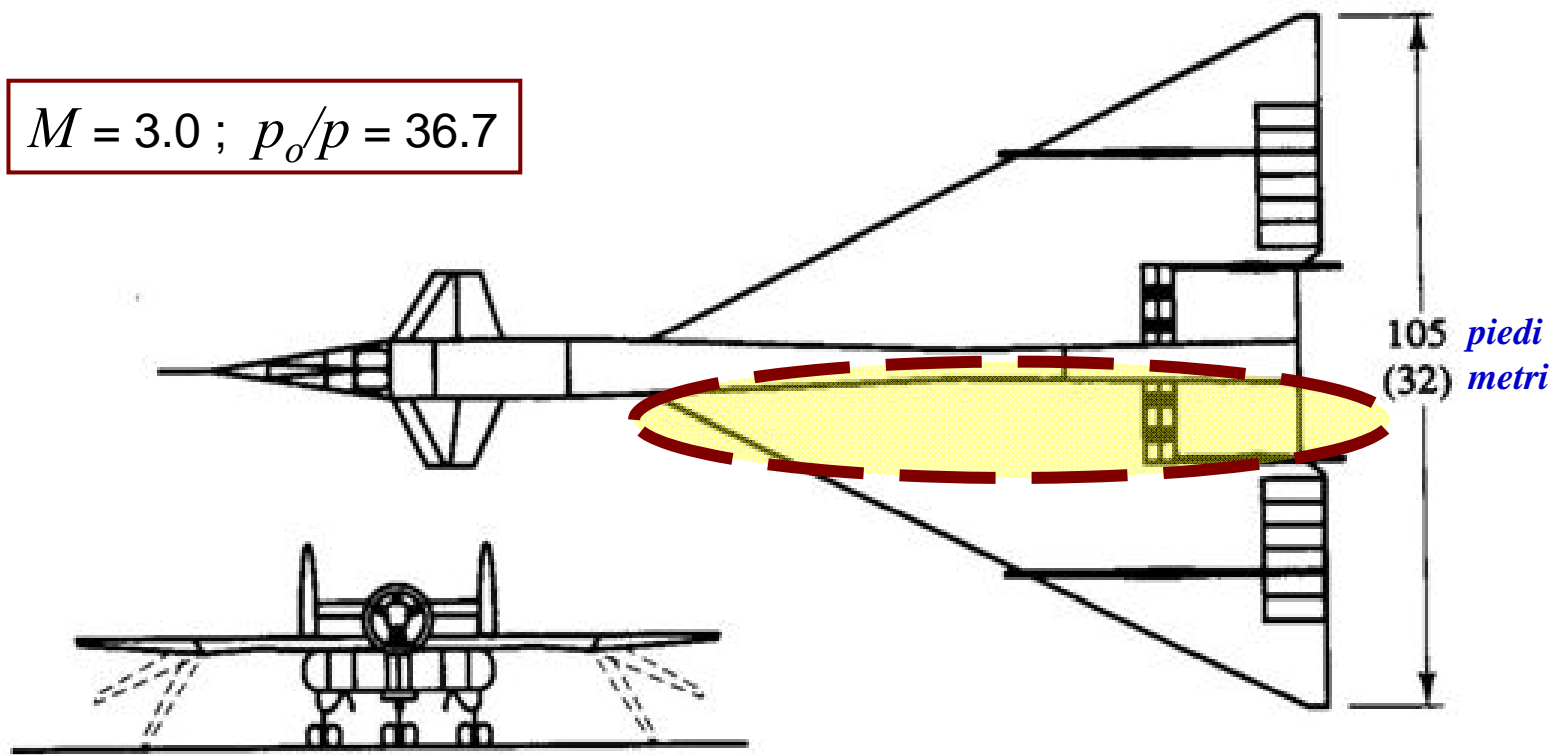
Per completare l'analisi, è opportuno discutere come si modificano le curve di funzionamento **all'aumentare, o al diminuire, della pressione imposta dal compressore** (cioè immediatamente prima di esso) rispetto a quella relativa al funzionamento corretto (curva *b*), per un fissato valore del numero di Mach.

Nel caso di **aumento della pressione** (curva *a*), **l'onda si allontana** dalla bocca della presa perché il numero di Mach all'ingresso deve diminuire ed è quindi necessaria una compressione esterna; lo spillamento dovuto alla compressione esterna provoca una **diminuzione della portata di massa**.

Nel caso in cui si ha una **diminuzione della pressione** in ingresso al compressore (curva *c*), **l'onda d'urto si porta all'interno del divergente** ma **la portata rimane costante** perché le condizioni sulla bocca non variano.

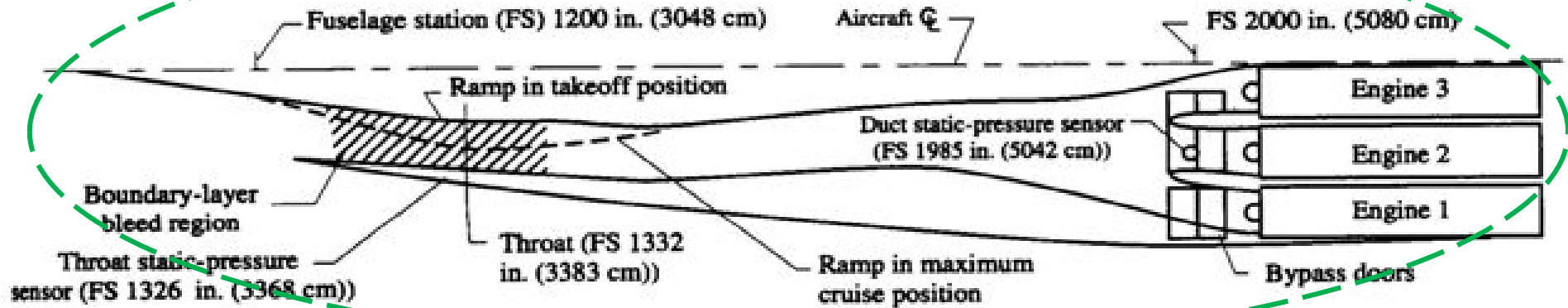


$M = 3.0 ; p_o/p = 36.7$

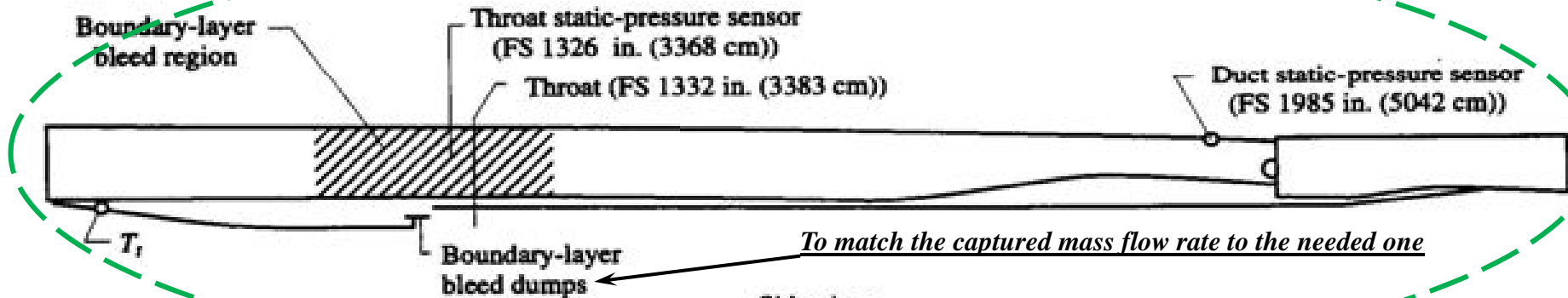


(a) XB-70 Aircraft three-view *Gallagher (1970)*

bleed = sfiato ; dump = scarico



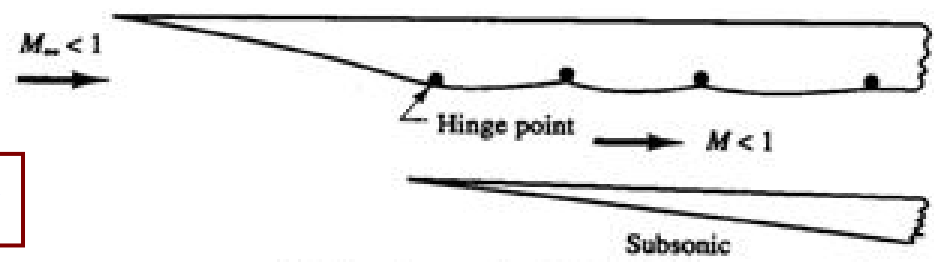
Top view



Side view

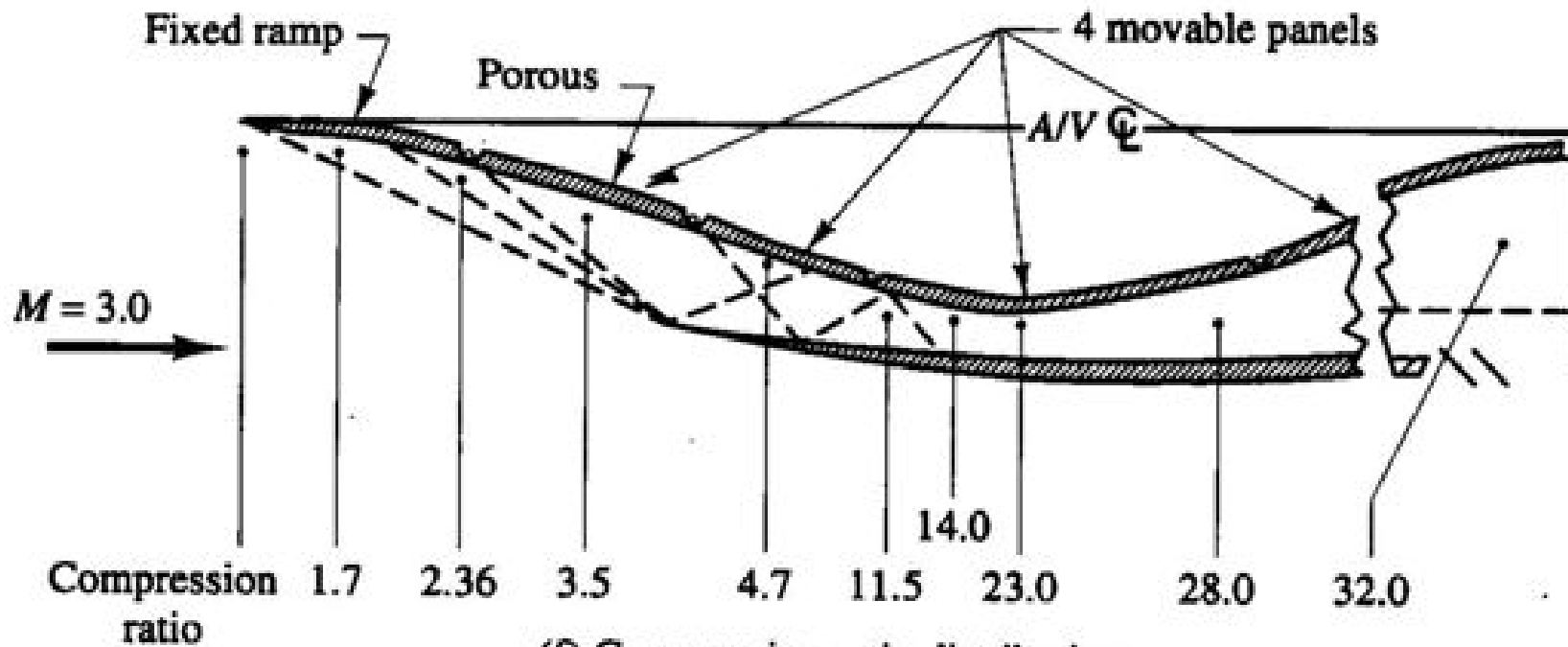
(b) Inlet arrangement Martin (1970)

hinge = cerniera



(c) Subsonic operation *Martin (1970)*

$$M = 3.0 ; p_o/p = 36.7 = 32/0.87$$



(f) Compression ratio distribution

PROPULSIONE A GETTO

Per *propulsione si dovrebbe intendere l'operazione con la quale, comun-que, si dà ad un corpo mobile la spinta necessaria a vincere le resistenze che si oppongono al suo moto ed, eventualmente, ad accelerarlo.*

Tuttavia, *il termine propulsione è, spesso, riservato a quelle situazioni per le quali la spinta si ottiene accelerando un fluido, o meglio, aumentandone la portata di quantità di moto.*

Tali sono i casi, ad esempio, del volo degli uccelli e della propulsione ad elica, o a getto, di navi e aeroplani e anche, in taluni casi, di auto.

In questi casi, *l'aumento della quantità di moto del fluido per unità di tempo produce una spinta* che, quasi sempre, agisce all'incirca nella stessa direzione del moto del corpo.

L'elica di un aeroplano aumenta la portata di quantità di moto dell'aria che attraversa il cerchio che spazza e ciò genera la spinta. L'aumento della portata di quantità di moto è uguale alla forza di trazione esercitata dall'elica.

La **propulsione a getto** è considerata generalmente diversa da quella ad elica poiché, ***accelera un fluido ad alta, o relativamente alta, pressione, attraverso un condotto*** (di qui la diversità) dando luogo a una corrente **confinata** ad alta velocità (**getto**) con conseguente generazione della spinta.

Va, comunque, precisato che, ***anche a valle di un'elica, è presente un getto di aria ad alta velocità, ma non confinato.***

In linea di principio, non vi è alcuna limitazione sul tipo di fluido da utilizzare nella propulsione a getto anche se dal punto di vista pratico sono più facil-mente realizzabili **tre tipi diversi di condizioni e quindi di propulsori.**

- 1 - Il fluido è acqua, o aria, che, captato dall'ambiente, si muove in un condotto in cui si trova un'**elica mossa da un motore esterno** che ne aumenta la pressione consentendo quindi di accelerare successivamente il fluido in un ugello ed, in definitiva, facendone aumentare la portata di quantità di moto (**elica intubata, ducted fan**)

2 - Il fluido è aria che, dopo essere stata prelevata dall'atmosfera, viene **inizialmente compressa, successivamente riscaldata** (bruciando in essa del combustibile) ed **infine accelerata** ad una velocità maggiore di quella in ingresso per aumentarne la portata di quantità di moto (**ramjet**, o **turbojet**).

Nel caso del **ramjet** (in italiano: **statoreattore**), la compressione avviene **esclusivamente nella presa d'aria** (supersonica), **senza l'ausilio di organi mobili**.

Viceversa nel caso del **turbogetto (turbojet)**, la compressione pur avvenendo parzialmente nella presa d'aria, essa è spesso **prevalentemente realizzata mediante un compressore**.

In questo ultimo caso, come già visto, il compressore è azionato da una turbina che sfrutta parte del salto entalpico disponibile. la restante parte potendo essere utilizzata per accelerare il fluido.

Lo statoreattore e il turbogetto sono detti **motori respiranti** in quanto, come l'uomo, **hanno bisogno dell'aria esterna per funzionare**.

Si noti che anche il primo tipo di propulsore può essere considerato un motore respirante, perché preleva dall'esterno il fluido da accelerare.

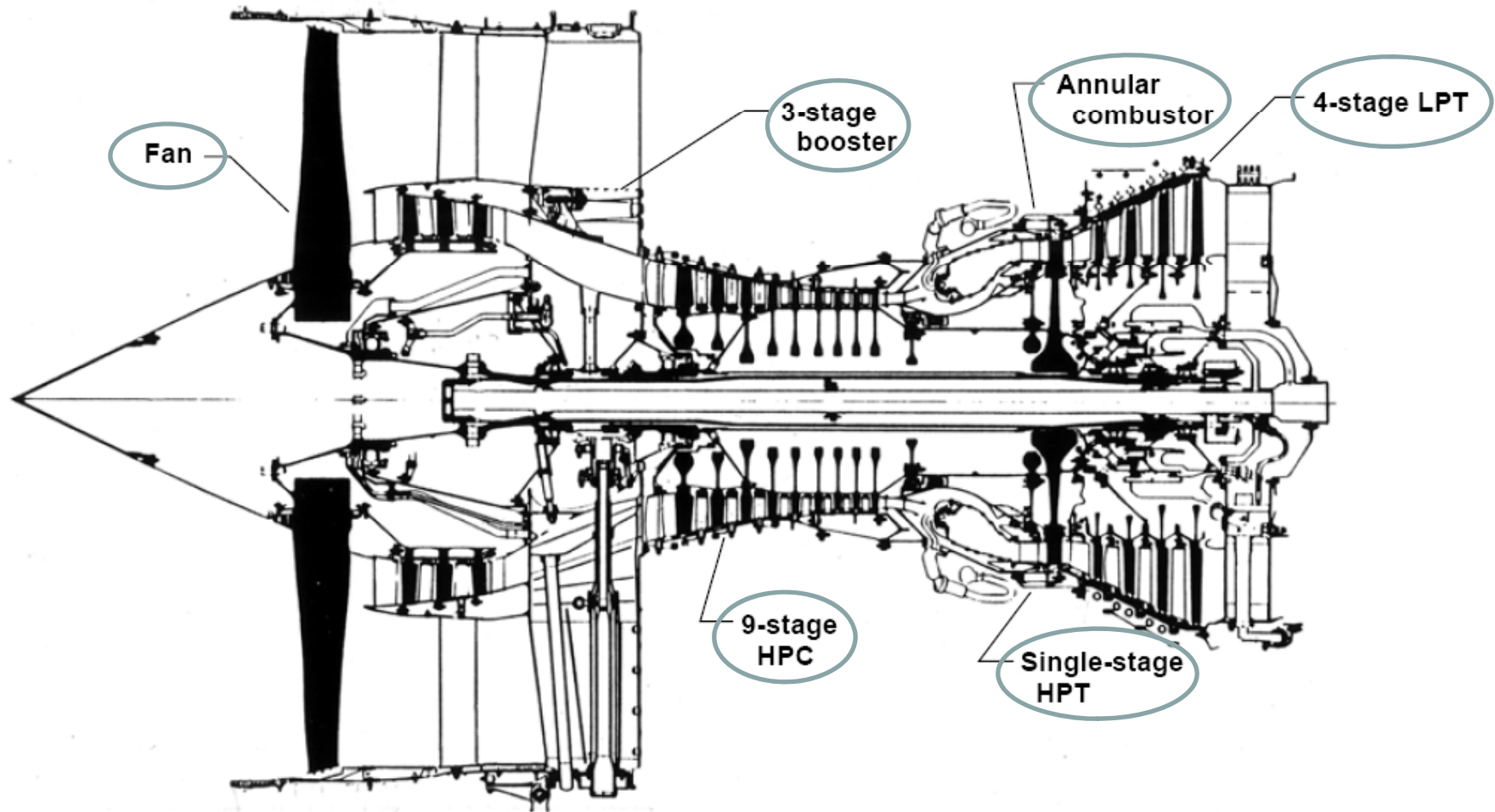
3 - Il terzo tipo di propulsore a getto utilizza come fluido ad alta pressione i prodotti gassosi di una reazione chimica (combustione) tra un combustibile e un comburente, entrambi portati a bordo del motore (motore a razzo, o endoreattore, in lingua inglese rocket engine o più semplicemente rocket).

Non avendo bisogno di respirare fluidi, il motore a razzo può funzionare anche nello spazio, dove non esistono comburenti nell'ambiente circostante, ed è, quindi, un motore non respirante.

In pratica, ***i primi due tipi di propulsori hanno in comune il fatto che il fluido entra ed esce dal propulsore stesso (respirano) mentre nel terzo esiste solo l'uscita di fluido.***

Attenzione: Per ***motivi di rendimento termico***, nel caso del turbogetto, si può anche ***utilizzare una parte del salto entalpico rimanente nei gas combusti per muovere un'elica intubata***, generalmente posta all'esterno del turbogetto, che accelera una quantità di aria che non passa attraverso la camera di combustione.

Si parla in questo caso di turbofan, che è, tipicamente, il propulsore dei moderni aerei di linea.



Rappresentazione schematica di un turbofan
12 compression stages – 5 turbine stages

MOTORE A RAZZO

Il motore a razzo, detto anche endoreattore, è quasi sempre composto da:

- uno, o due, serbatoi nei quali sono presenti sia il combustibile che il comburente (reagenti, in generale separati tra loro se almeno uno dei due è fluido, ovvero mescolati tra loro se entrambi in fase solida);
- una camera di combustione, nella quale avviene la reazione chimica;
- un ugello, che ha lo scopo di accelerare i gas combusti.

Nella camera di combustione, i gas combusti realizzano un'elevata temperatura e un'elevata pressione, mentre la velocità (o meglio, il numero di Mach) è generalmente bassa per cui:

Le condizioni dei gas combusti nella camera di combustione possono essere praticamente assunte pari a quelle di ristagno.

Attraverso l'ugello, generalmente del tipo convergente divergente, i gas combusti sono di solito accelerati a velocità supersonica V_u che dipende:

- dalla natura dei reagenti,
- dalla loro velocità di reazione,
- dalle aree di gola A^* e della sezione di uscita A_u dell'ugello.

Come è facile comprendere, una analoga dipendenza esiste per la pressione nella sezione di uscita p_u .

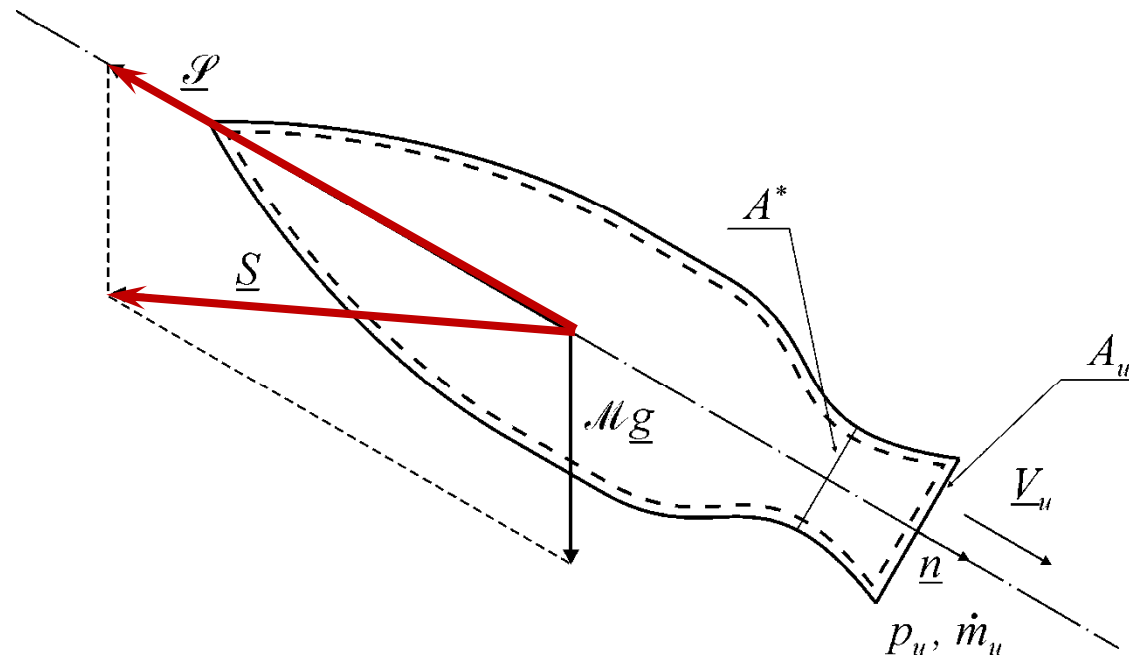
Nell'ipotesi di moto quasi unidimensionale e quasi stazionario nella sezione di uscita, l'applicazione dell'equazione del bilancio della quantità di moto al volume di controllo tratteggiato in figura conduce alla determinazione della **spinta totale sulla superficie interna del razzo**:

$$\dot{m}(V_2 - V_1) + p_1 A_1 n_1 + p_2 A_2 n_2 + \underline{S} = \mathcal{M} \underline{g} \quad \Rightarrow \quad \underline{S} = \mathcal{M} \underline{g} - \dot{m}_u V_u - p_u A_u \underline{n}$$

nella quale \dot{m}_u rappresenta la portata di massa dei prodotti della combustione scaricati dall'ugello.

Non considerando la forza peso della massa contenuta nel razzo e supponendo, verosimilmente, i vettori V_u e \underline{n} paralleli tra loro, si può scrivere:

$$\underline{\mathcal{P}} = \underline{S} - \mathcal{M} \underline{g} = -(\dot{m}_u V_u + p_u A_u) \underline{n}$$



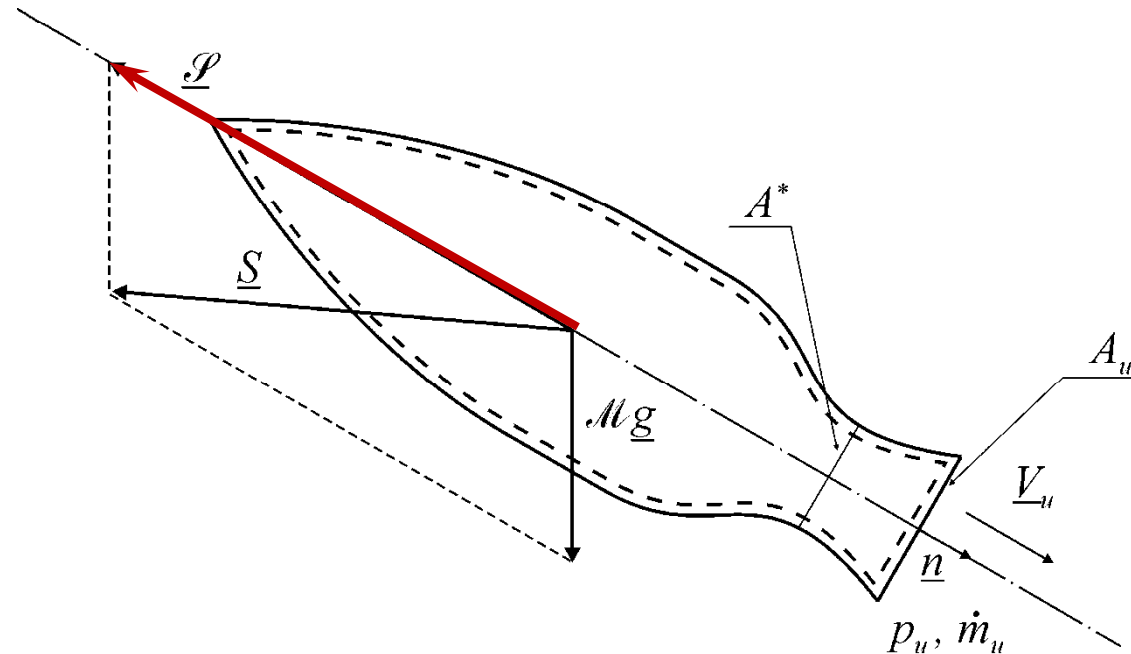
$$\underline{\mathcal{P}} = \underline{S} - \mathcal{M} \underline{g} = -(\dot{m}_u V_u + p_u A_u) \underline{n}$$

Attenzione: Questa spinta è quella che il fluido esercita sulla superficie interna delle pareti del razzo.

La positività della quantità in parentesi mostra che la direzione e il verso della spinta, così come rappresentati in figura, sono corretti e sono quelli di $-\underline{n}$.

Il modulo della spinta generata dal razzo risulta quindi pari a:

$$\mathcal{P} = \dot{m}_u V_u + p_u A_u$$

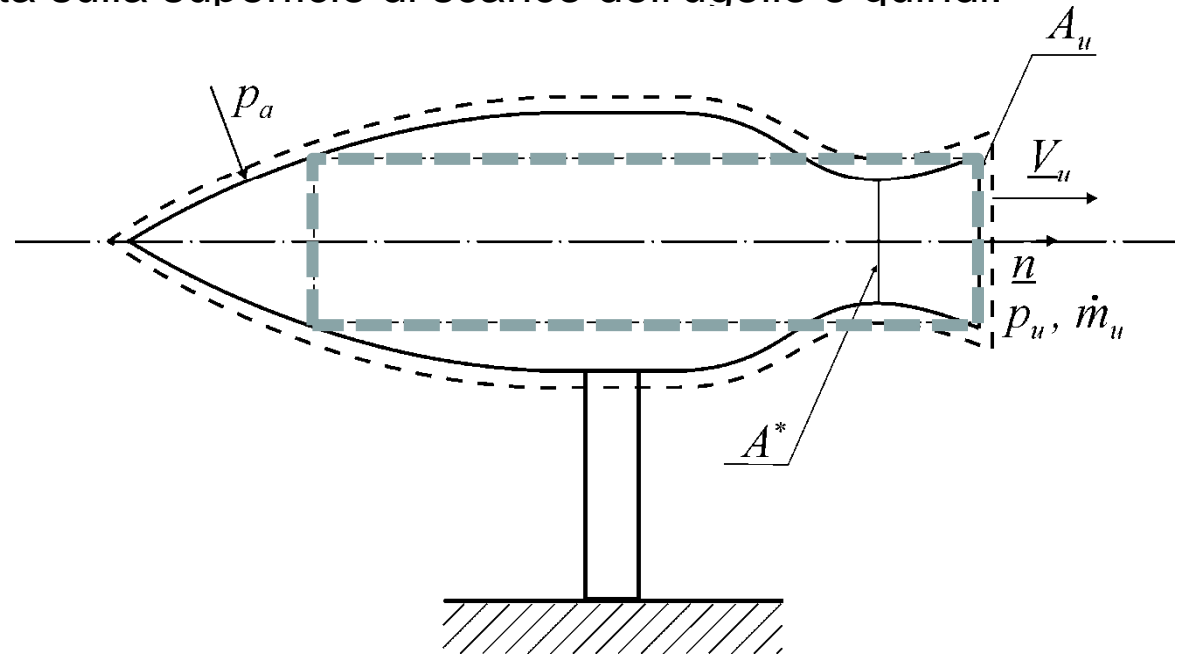


Nell'ipotesi di razzo fermo rispetto all'atmosfera (**al banco**, o al cosiddetto **punto fisso**) e considerando, invece, come volume di controllo quello indicato in figura, delimitato dalla superficie esterna delle pareti del razzo, su questa superficie agir  anche una **spinta addizionale**, dovuta alla pressione atmosferica. Il calcolo di questa spinta   semplice.

Considerando il razzo non funzionante e quindi circondato dalla pressione atmosferica, **sulla sua superficie esterna deve agire una forza risultante nulla** (a meno della trascurabile spinta di Archimede sul volume di controllo, comunque diretta secondo la verticale).

Pertanto, la spinta risultante sulle pareti solide esterne (che in pratica non cambia se il razzo funziona) deve essere uguale ed opposta a quella che la pressione atmosferica esercita sulla superficie di scarico dell'ugello e quindi:

$$\underline{\mathcal{S}}_{add} = p_a A_u \underline{n}$$



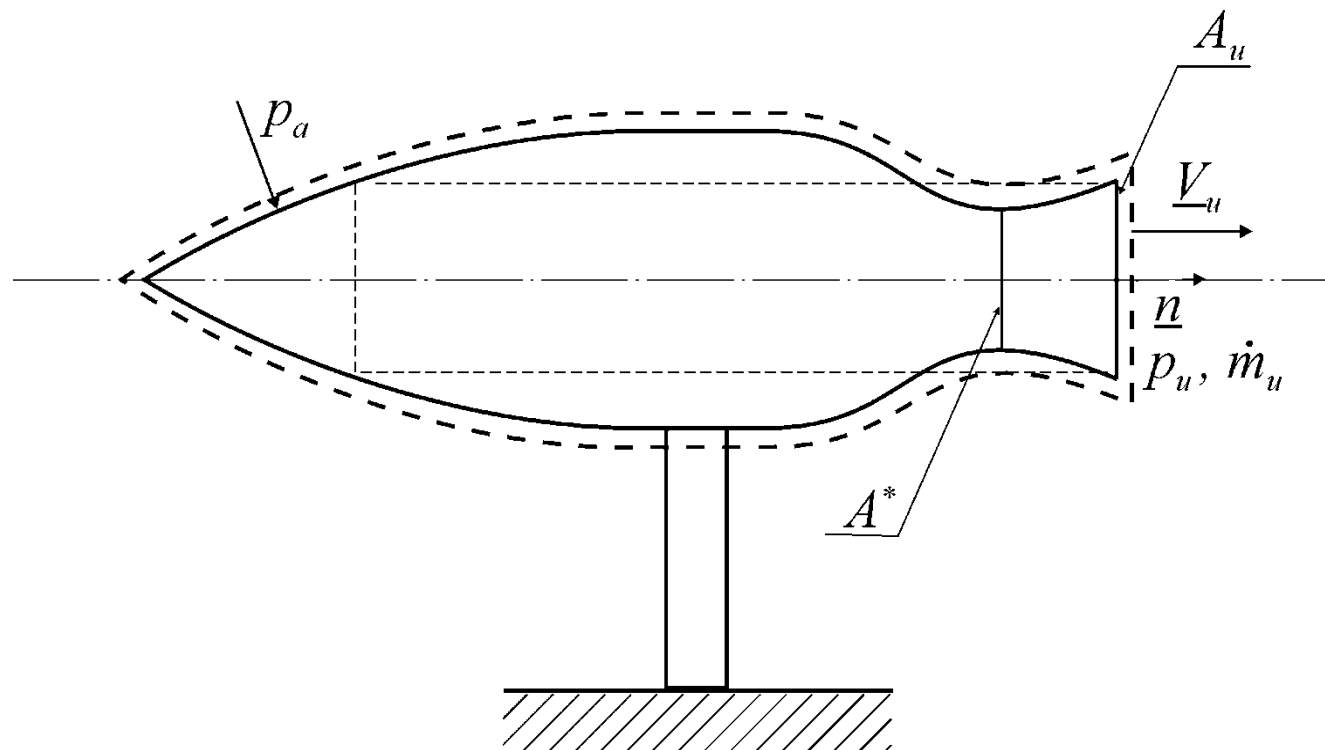
La spinta addizionale $\underline{\mathcal{S}}_{add} = p_a A_u \underline{n}$, ovviamente, va a sommarsi vettorialmente a quella data dalla:

$$\underline{\mathcal{S}} = \underline{S} - \mathcal{M} \underline{g} = -(\dot{m}_u V_u + p_u A_u) \underline{n} \qquad \underline{\mathcal{S}}_{add} = p_a A_u \underline{n}$$

Ne consegue che la **spinta netta sulle pareti del razzo** (inclusa cioè quella derivante dalla pressione atmosferica) risulta uguale a:

$$\mathcal{S}_{net} = \dot{m}_u V_u + (p_u - p_a) A_u$$

La quantità $\dot{m} V_u$ è detta **spinta dovuta al getto** (**jet thrust**) mentre la restante parte è chiamata **spinta dovuta alla pressione** (**pressure thrust**).



Risulta interessante trovare le condizioni per le quali, per un assegnato valore della portata dei gas di scarico, ed al variare dell'area della sezione di uscita dell'ugello, corrisponde il valore massimo della spinta netta. Differenziando la:

$$\mathcal{P}_{net} = \dot{m}_u V_u + (p_u - p_a) A_u$$

si ha:

$$d\mathcal{P}_{net} = \dot{m}_u dV_u + p_u dA_u + A_u dp_u - p_a dA_u$$

Ritenendo valida (nelle ipotesi di moto omoenergetico e isentropico e cioè in assenza di onde d'urto interne all'ugello) l'equazione di Bernoulli:

$$dp/\rho + VdV + g dz = 0$$

nella quale si trascura il termine gravitazionale e ricordando che:

$$\dot{m}_u = \rho_u V_u A_u$$

si ottiene infine:

$$\frac{d\mathcal{P}_{net}}{dA_u} = p_u - p_a$$

Questa relazione mostra che **il valore massimo della spinta si ha per** $p_u = p_a$ e cioè quando la spinta dovuta alla pressione è nulla. Ne consegue che la A_u deve essere tale da condurre all'**espansione corretta** della corrente.

In tale ipotesi, la massima spinta del razzo è data dalla sola **jet thrust**:

$$\mathcal{P}_{net\ max} = \dot{m}_u V_u$$

La quantità:

$$I_{sp} = \frac{\mathcal{P}_{net\ max}}{\dot{m}_u} = V_u$$

viene detta **impulso specifico** (diversa da quella già definita in precedenza).

L'impulso specifico I_{sp} , per razzi ben proporzionati, risulta **funzione essenzialmente della natura della coppia combustibile-comburente**.

E' d'uso introdurre anche il **coefficiente di spinta**, parametro adimensionale, definito come:

$$C_{\mathcal{P}} = \frac{\mathcal{P}_{net}}{p_o A^*} = \frac{\dot{m}_u V_u}{p_o A^*} + \left(\frac{p_u}{p_o} - \frac{p_a}{p_o} \right) \frac{A_u}{A^*}$$

Sostituendo le:

$$V = a_o \left\{ \frac{2}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{p}{p_o} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right] \right\}^{1/2} ; \quad \dot{m} = \frac{p_o A^*}{a_o} \psi^*$$

si ottiene:

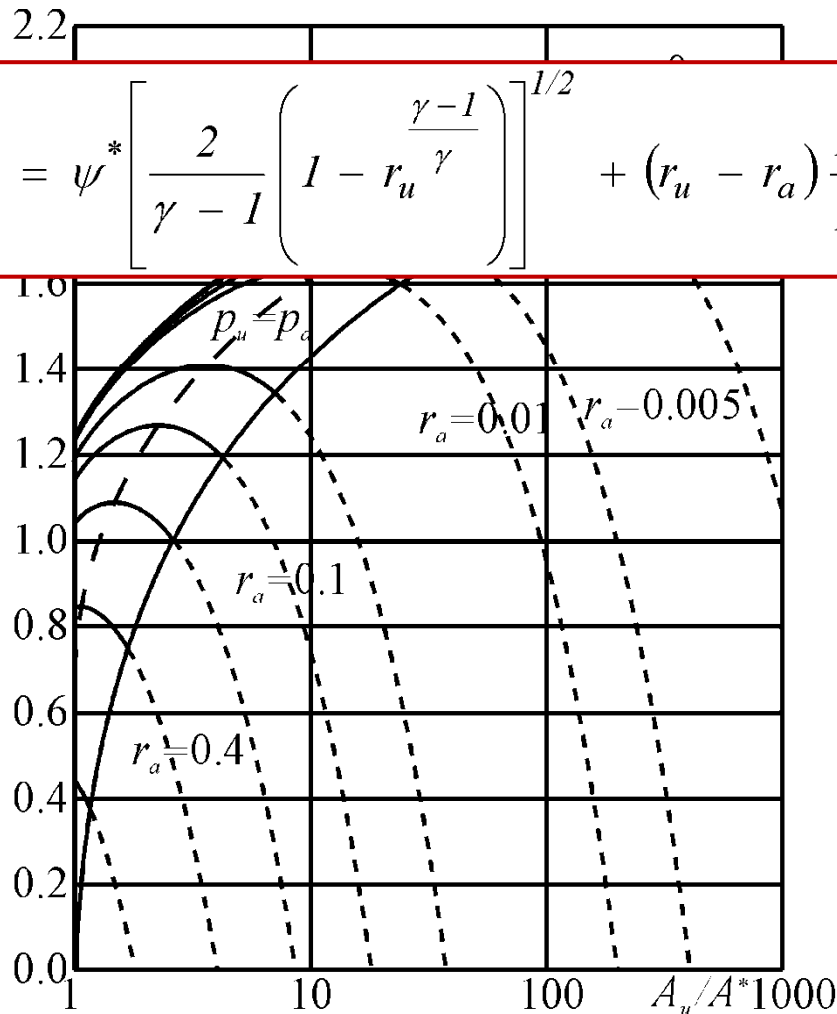
$$C_{\mathcal{P}} = \psi^* \left[\frac{2}{\gamma - 1} \left(1 - r_u^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) \right]^{1/2} + (r_u - r_a) \frac{A_u}{A^*}$$

dove con $r = p/p_o$ è stato indicato il **rapporto di espansione**, sia rispetto alla pressione di uscita p_u che a quella ambiente p_a .

Per un dato gas ed in assenza di onde d'urto, il rapporto di espansione r_u è funzione di γ e del rapporto tra le aree A_u / A^* attraverso le:

$$p_o = p \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad ; \quad \frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \left[\frac{2}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}}$$

$$C_{\mathcal{P}} = \psi^* \left[\frac{2}{\gamma - 1} \left(1 - r_u^\gamma \right) \right]^{1/2} + (r_u - r_a) \frac{A_u}{A^*}$$



Ne consegue che il coefficiente di spinta risulta essere funzione del rapporto tra le aree A_u/A^* , oltre che di r_a e γ .

In figura è stato diagrammato il valore del **coefficiente di spinta** in funzione di A_u/A^* per diversi valori di r_a e per $\gamma = 1.2$.

Questo valore medio, $\gamma = 1.2$, risulta abbastanza vicino al vero nel caso dei gas combustibili, quando si ha una combustione stechiometrica, o quasi.

Come già visto in precedenza, è possibile notare che il coefficiente di spinta è massimo per $p_u = p_a$, cioè quando la spinta dovuta alla pressione è nulla.

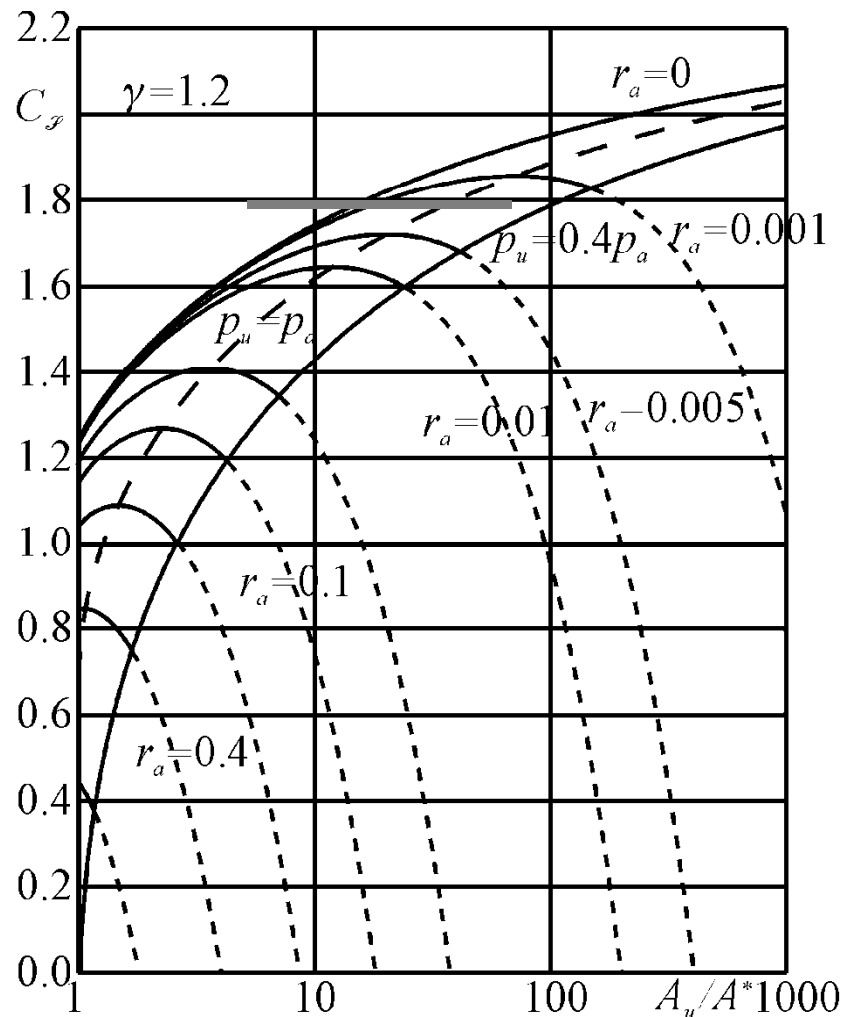
Poiché peraltro le curve per un dato r_a sono abbastanza piatte in prossimità del massimo, nella pratica si preferisce progettare l'ugello con un valore del

rapporto A_u/A^* leggermente minore di quello ottimale.

Ciò, soprattutto al fine di contenere il peso e le dimensioni del razzo.

Per quanto detto in precedenza, il funzionamento dell'ugello per valori di $r_u < 0.4 r_a$ dà luogo a una **separazione** della corrente all'interno dell'ugello.

Per questo motivo, il relativo tratto delle curve non risulta più valido e, per questo stesso motivo, è stato rappresentato con una curva tratteggiata.



MOTORI RESPIRANTI

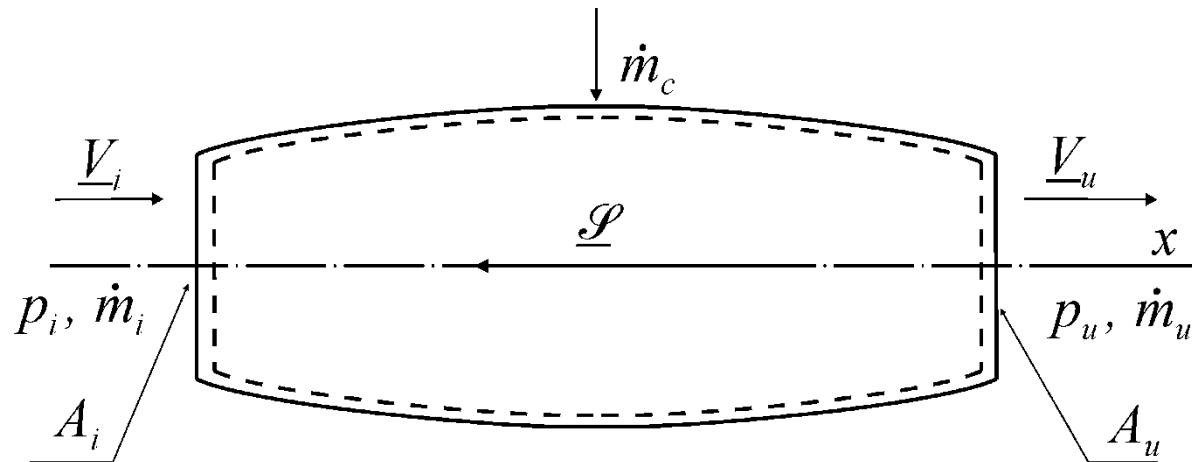
Per completezza, nel seguito si deriverà anche la spinta su un motore respirante applicando semplicemente l'equazione del bilancio della quantità di moto ***nella quale non verrà considerata la forza peso***.

Con riferimento alla figura, si supponga il moto quasi unidimensionale nelle sezioni di ingresso ed uscita del motore.

Applicando il bilancio della quantità di moto al volume di controllo si può calcolare il modulo della spinta agente sulle sue pareti interne, dato dalla:

$$\dot{m}(V_2 - V_1) + p_1 A_1 n_1 + p_2 A_2 n_2 + \underline{S} = \cancel{\mathcal{M} \underline{g}} \quad \rightarrow \quad \boxed{\mathcal{P} = \dot{m}_u V_u - \dot{m}_i V_i + p_u A_u - p_i A_i}$$

nella quale il segno positivo indica una spinta orientata in verso opposto a quello della x e si suppone trascurabile il contributo di q. d. m. dovuto a \dot{m}_c .



$$\mathcal{P} = \dot{m}_u V_u - \dot{m}_i V_i + p_u A_u - p_i A_i$$

Per un'elica intubata:

$$\dot{m}_i = \dot{m}_u$$

mentre per il ramjet, o un turbogetto, si ha:

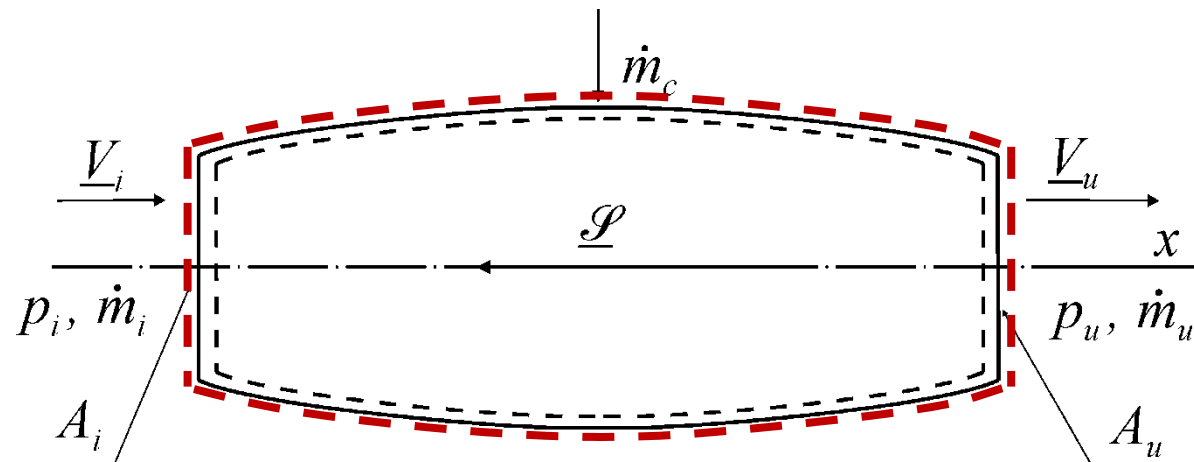
$$\dot{m}_u = \dot{m}_i + \dot{m}_c$$

dove \dot{m}_c rappresenta la portata di carburante, generalmente piccola rispetto alla portata di massa totale.

Per un turbogetto che utilizzi un **idrocarburo**, la \dot{m}_c risulta generalmente compresa tra il 4% ed il 6% della \dot{m}_i qualora non sia presente anche una eventuale post-combustione.

In analogia con quanto fatto per il motore a razzo, la spinta netta sul motore al banco risulterà pari a:

$$\mathcal{P}_{net} = \dot{m} V_u - \dot{m}_i V_i + (p_u - p_a) A_u - (p_i - p_a) A_i$$

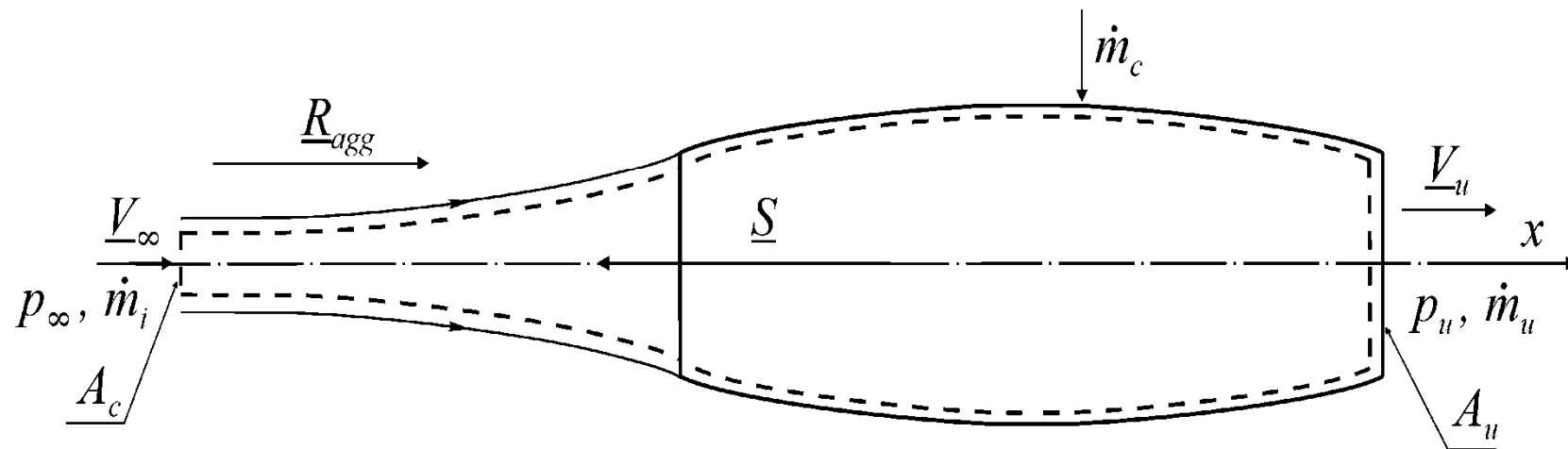


Quando il motore è investito da un fluido in moto subsonico, si preferisce spesso riferire la spinta non alle condizioni nella sezione di ingresso bensì alle **condizioni di pressione e velocità della corrente indisturbata che lo investe**, e cioè alle condizioni presenti nella sezione di cattura.

In tal caso conviene riferirsi al volume di controllo, rappresentato in figura, composto da una parte esterna al motore (a monte di esso e costituita dal tubo di flusso del fluido che entra nel motore) e dal motore stesso.

Applicando il bilancio della quantità di moto al volume in esame, si ottiene:

$$S = \mathcal{P} + R_{agg} = \dot{m}_u V_u - \dot{m}_i V_\infty + p_u A_u - p_\infty A_c$$



$$\mathcal{P} = \dot{m}_u V_u - \dot{m}_i V_i + p_u A_u - p_i A_i$$

$$S = \mathcal{P} + R_{agg} = \dot{m}_u V_u - \dot{m}_i V_\infty + p_u A_u - p_\infty A_c$$

- la S è la spinta su tutte le superfici impermeabili del volume di controllo scelto (superficie laterale del tubo di flusso più le pareti interne del motore);
- la R_{agg} è la resistenza cosiddetta **aggiuntiva** derivante dall'integrale di pressione esteso alla sola superficie laterale del tubo di flusso in direzione assiale;
- la \mathcal{P} è la spinta sulle pareti interne del motore;
- la A_c è l'area della sezione di cattura in cui il fluido ha velocità V_∞ .

In questa formulazione la **spinta** può essere espressa mediante la:

$$\mathcal{P} = \dot{m}_u V_u - \dot{m}_i V_\infty + p_u A_u - p_\infty A_c - R_{agg}$$

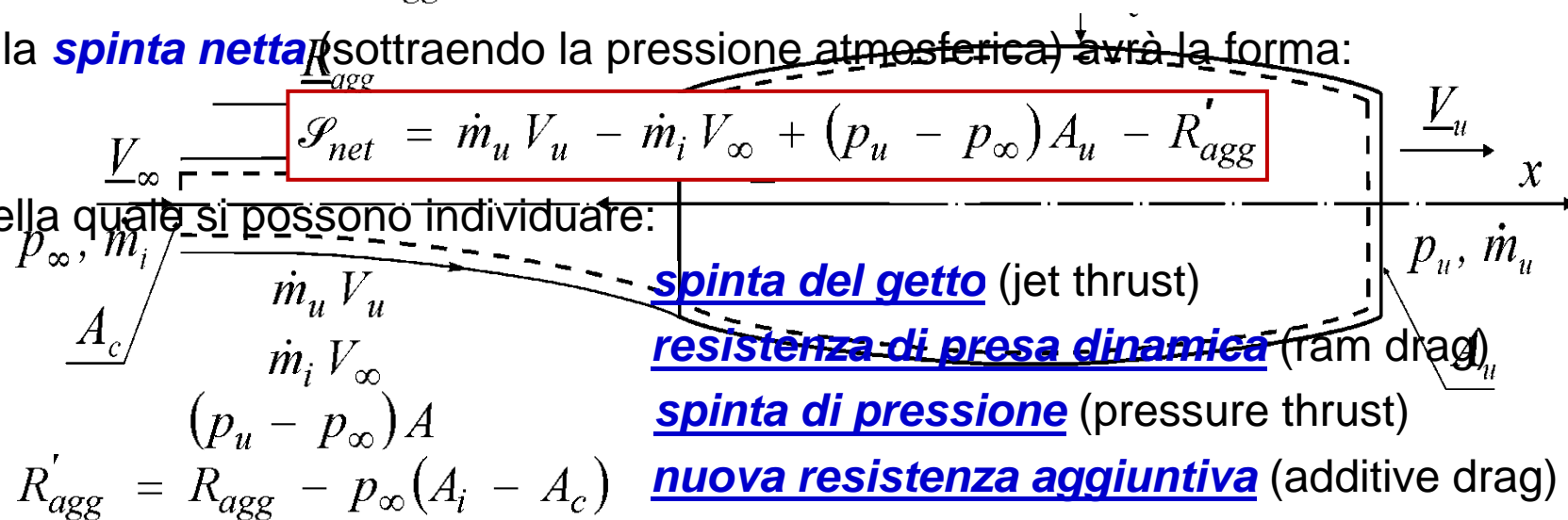
per cui la **resistenza aggiuntiva** è data da:

$$R_{agg} = \dot{m}_i V_i - \dot{m}_i V_\infty + p_i A_i - p_\infty A_c$$

e la **spinta netta** (sottraendo la pressione atmosferica) avrà la forma:

$$\mathcal{P}_{net} = \dot{m}_u V_u - \dot{m}_i V_\infty + (p_u - p_\infty) A_u - R'_{agg}$$

nella quale si possono individuare:



$$R'_{agg} = R_{agg} - p_\infty (A_i - A_c) \quad \text{nuova resistenza aggiuntiva (additive drag)}$$

Se l'area di cattura coincide con quella di ingresso al motore si ha:

$$R_{agg} = \dot{m}_i V_i - \dot{m}_i V_\infty + p_i A_i - p_\infty A_c \quad \boxed{R'_{agg} = R_{agg} = 0} \quad R'_{agg} = R_{agg} - p_\infty (A_i - A_c)$$

Tale è anche il caso di un fluido che investe il motore a velocità supersonica senza alcuna onda d'urto a monte della presa d'aria.

Anche in condizioni di fuori progetto, la resistenza aggiuntiva è una piccola frazione della spinta così come lo è generalmente la spinta di pressione.

Per **condizioni di progetto** si intendono ancora quelle di $p_u = p_\infty$, per le quali la spinta di pressione è nulla e la spinta totale è massima.

Trascurando le quantità di cui sopra e considerando che, per quanto detto, è possibile trascurare la portata del combustibile, si può scrivere:

$$\mathcal{S}_{net} = \dot{m} V_u - \dot{m}_i V_i + (p_u - p_a) A_u - (p_i - p_a) A_i \quad \longrightarrow \quad \boxed{\mathcal{S}_{net} \cong \dot{m}_i (V_u - V_\infty)}$$

relazione che mostra che **la spinta netta è praticamente uguale alla differenza tra la spinta del getto e la resistenza di presa dinamica.**

In realtà, ciascuna di queste due quantità assume, in un turbogetto, un valore **notevolmente più elevato della spinta netta.**

Di conseguenza, **un piccolo aumento percentuale della spinta del getto,** realizzato attraverso una accurata progettazione dell'ugello propulsivo e comunque degli organi interni del motore, **si traduce in un aumento sostanziale della spinta netta del motore.**

In un turbogetto, la spinta generata dalla portata unitaria di aria che lo attraversa:

$$I_a = \frac{\mathcal{P}}{\dot{m}_i}$$

è chiamata **spinta specifica** (**specific thrust**). Un altro parametro molto utilizzato è il **consumo specifico di carburante** (**Thrust Specific Fuel Consumption**) *TSFC* definito dalla:

$$TSFC = \frac{\dot{m}_c}{\mathcal{P}} = 1 / (\beta I_a)$$

dove con:

$$\beta = \dot{m}_i / \dot{m}_c$$

è stato indicato il rapporto tra le portate massiche di aria e carburante.

Per determinare la spinta nelle relazioni viste in precedenza è necessario determinare sia la p_u che la V_u .

Queste grandezze possono essere valutate con buona approssimazione applicando la teoria del moto omoenergetico, isoentropico, quasi-unidimensionale e quasi-stazionario al moto nell'ugello posto a valle della turbina del turbogetto, o della camera di combustione del motore a razzo.