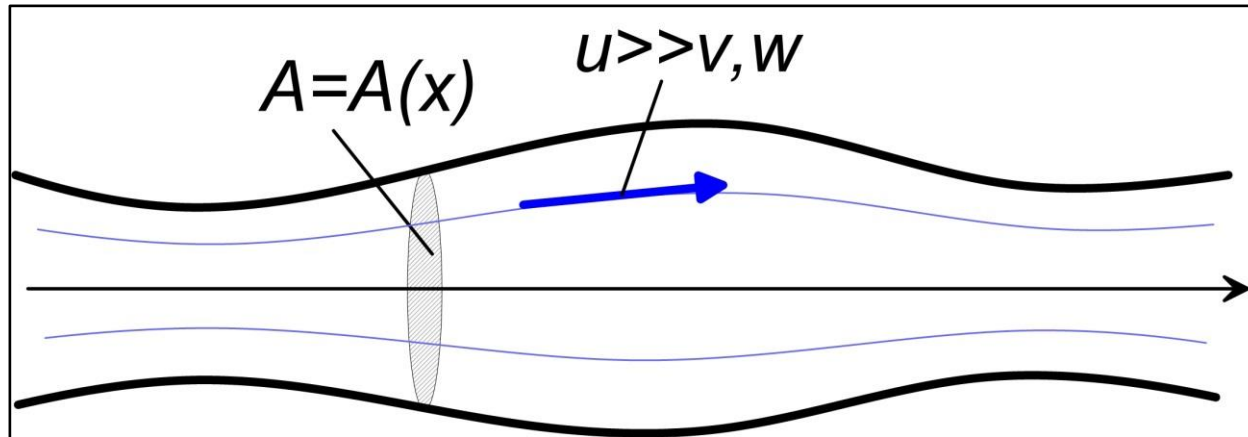


## **WYKŁAD 14 C**

# **STAJCONARNY RUCH GAZU W KANAŁACH O ZMIENNYM PRZEKROJU**

## Geometria



Zakładamy, że

$$\frac{1}{A(x)} \frac{dA(x)}{dx} \ll 1$$

W konsekwencji

$$u(x) \gg v(x), w(x) \quad , \quad v(x) \approx u(x) e_x$$

Zakładamy również, że **przepływ jest adiabatyczny i ciągły, czyli – w efekcie – izentropowy.**

Wydatek masowy nie zależy od przekroju kanału

$$Q_m = \rho(x)u(x)A(x) = \text{const}$$

Zasada zachowania masy może być napisana w formie

$$\rho(x)u(x)A(x) = \rho_*u_*A_*$$

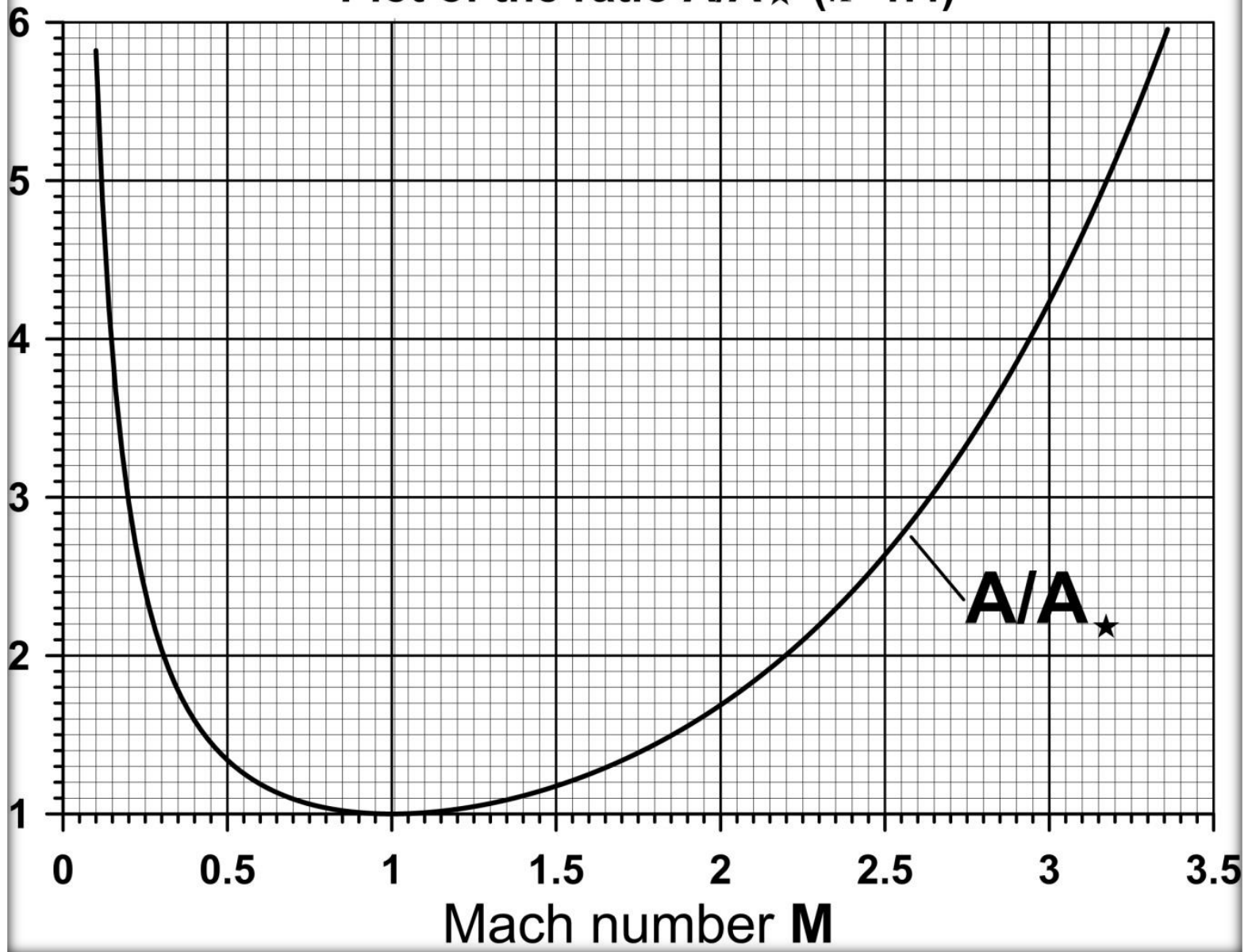
Stąd

$$\begin{aligned} \frac{A}{A_*} &= \frac{\rho_*}{\rho} \frac{u_*}{u} = \frac{\rho_*}{\rho_0} \left[ \frac{\rho}{\rho_0}(M) \right]^{-1} \frac{a_*}{a_0} \left[ \frac{a}{a_0}(M) \right]^{-1} \frac{a}{u} = \\ &= \frac{\rho_*}{\rho_0} \frac{a_*}{a_0} \left[ \frac{\rho}{\rho_0}(M) \right]^{-1} \left[ \frac{a}{a_0}(M) \right]^{-1} \frac{1}{M} = \mathcal{F}(M) \end{aligned}$$

czyli

$$\frac{A}{A_*} = \left( \frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} M^{-1}$$

Plot of the ratio  $A/A_\star$  ( $\kappa=1.4$ )



## Wniosek:

$$M < 1 \Rightarrow \begin{cases} A(x) \searrow & \text{then } M(x) \nearrow \\ A(x) \nearrow & \text{then } M(x) \searrow \end{cases}$$

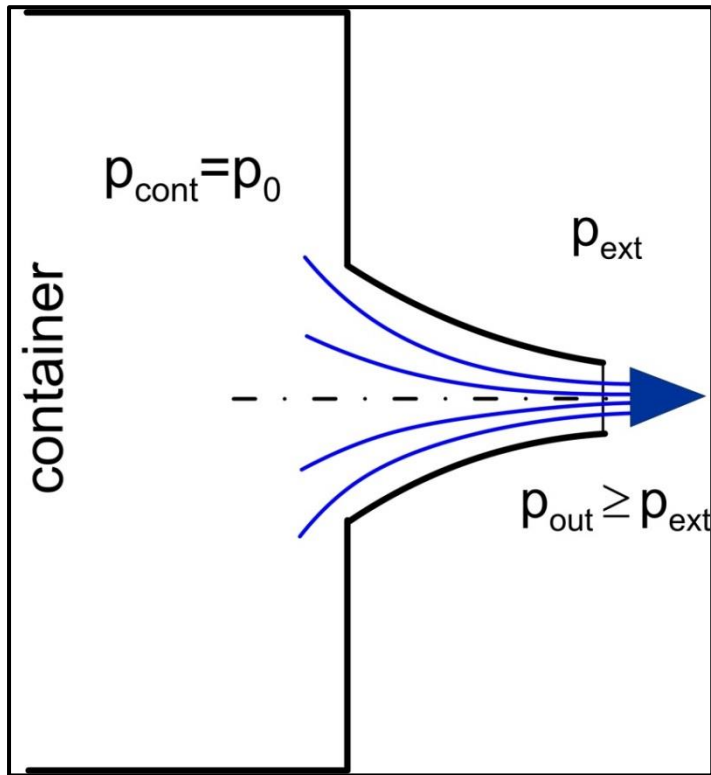
$$M > 1 \Rightarrow \begin{cases} A(x) \searrow & \text{then } M(x) \searrow \\ A(x) \nearrow & \text{then } M(x) \nearrow \end{cases}$$

czyli

- Przepływ poddźwiękowy przyspiesza z kanale zbieżnym i zwalnia w kanale rozbieżnym
- Przepływ naddźwiękowy zwalnia w kanale zbieżnym i przyspiesza w kanale rozbieżnym

**Opisane zachowanie przepływu jest przykładem „zasady odwrotnego działania” w dynamice gazów (na analogiczne „manipulacje” przepływy pod- i naddźwiękowe reagują odwrotnie).**

## Opróżnienie zbiornika ciśnieniowego przez dyszę zbieżną



Ciśnienie w przekroju wylotowym:

$$p_{out} = \begin{cases} p_{ext} & \text{if } M_{out} < 1 \\ p_* \geq p_{ext} & \text{if } M_{out} = 1 \end{cases}$$

Przepływ krytyczny na wylocie istnieje jeżeli

$$\frac{p_{cont}}{p_{ext}} \geq \frac{p_0}{p_*} = \left( \frac{\kappa + 1}{2} \right)^{-\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \approx \frac{1}{0.528} = 1.894$$

$\kappa=1.4$

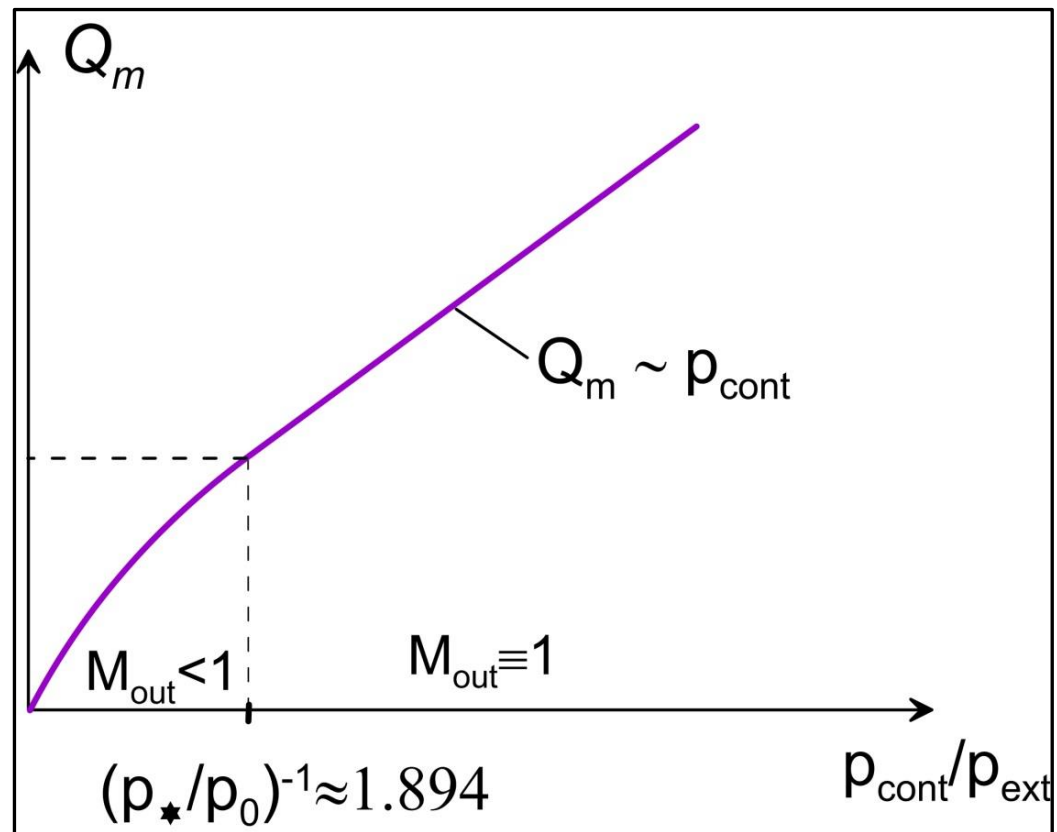
Ponieważ  $T_{cont} \equiv T_0$ , wydatek masowy  $Q_m = (\rho u A)_{out}$  można obliczyć następująco:

$$\begin{aligned} Q_m &= \rho_0 a_0 A_{out} \frac{\rho}{\rho_0} (M_{out}) \frac{a}{a_0} (M_{out}) \frac{u_{out}}{a_{out}} = \rho_0 a_0 A_{out} \frac{\rho}{\rho_0} (M_{out}) \frac{a}{a_0} (M_{out}) M_{out} = \\ &= \frac{p_{cont}}{RT_{cont}} \sqrt{\kappa RT_{cont}} A_{out} \frac{\rho}{\rho_0} (M_{out}) \frac{a}{a_0} (M_{out}) M_{out} \end{aligned}$$

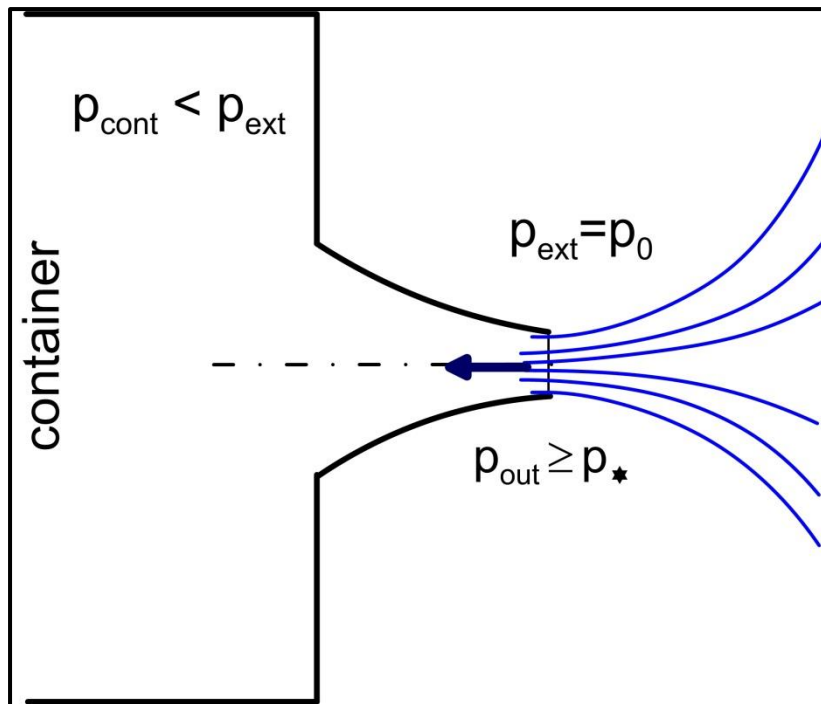
Zatem

$$Q_m = A_{out} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{p_{cont}}{\sqrt{T_{cont}}} \frac{\rho}{\rho_0} (M_{out}) \frac{a}{a_0} (M_{out}) M_{out} \sim \frac{p_{cont}}{\sqrt{T_{cont}}} \frac{\rho}{\rho_0} (M_{out}) \frac{a}{a_0} (M_{out}) M_{out}$$

Jeżeli  $M_{out} = 1$  to  $Q_m \sim \frac{p_{cont}}{\sqrt{T_{cont}}}$

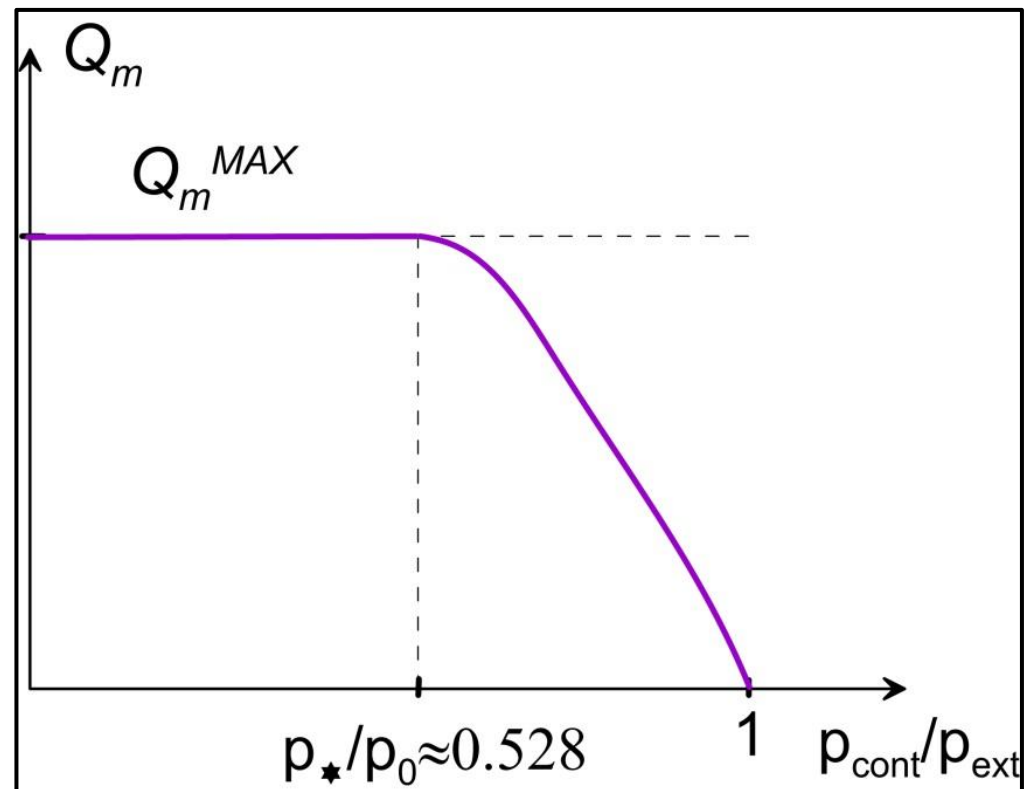


## Zasysanie gazu z otoczenia do zbiornika podciśnieniowego



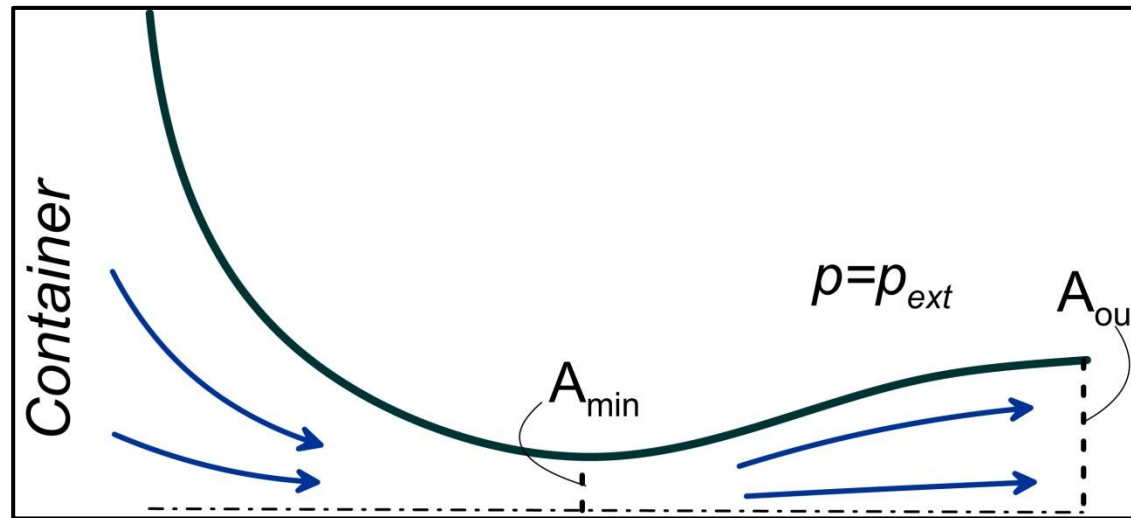
Ciśnienie otoczenia pełni rolę  $p_0$ . Przy obniżaniu ciśnienia w zbiorniku  $p_{cont}$  wydatek masowy wzrasta, aż do osiągnięcia przepływu krytycznego na wlocie. Dalsze obniżanie ciśnienia w zbiorniku nie ma wpływu na wydatek i przepływ w dyszy.

$$Q_m^{MAX} = \rho_0 a_0 A_{out} \frac{\rho_*}{\rho_0} \frac{a_*}{a_0}$$





## Przepływ przez dyszę zbieżno-rozbieżną (Laval)



Dwa „ekstremalne” przypadki ruchu:

### Przypadek 1

Przepływ przyspiesza w części zbieżnej (konfuzorze) i osiąga stan krytyczny w gardzieli. Następnie, w części rozbieżnej (dyfuzorze) przepływ wraca do postaci poddźwiękowej i zwalnia w miarę zbliżania się do wylotu. **Na wylocie ciśnienie gazu jest takie samo jak w otoczeniu.**

Taka forma ruchu jest możliwa tylko wtedy, gdy stosunek ciśnień  $(p_{ext} / p_{cont})_1$  jest odpowiedni, tj. - typowo - nieznacznie mniejszy od 1.

## Przypadek 2 (tzw. projektowy):

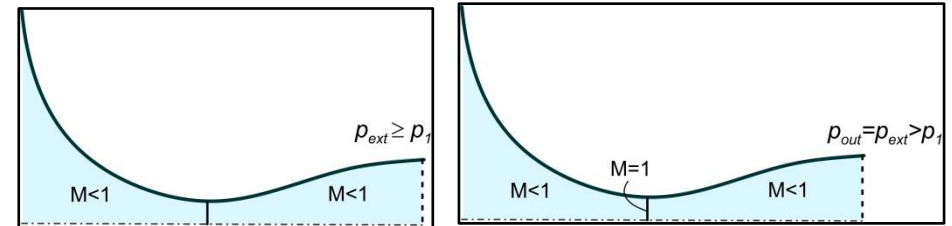
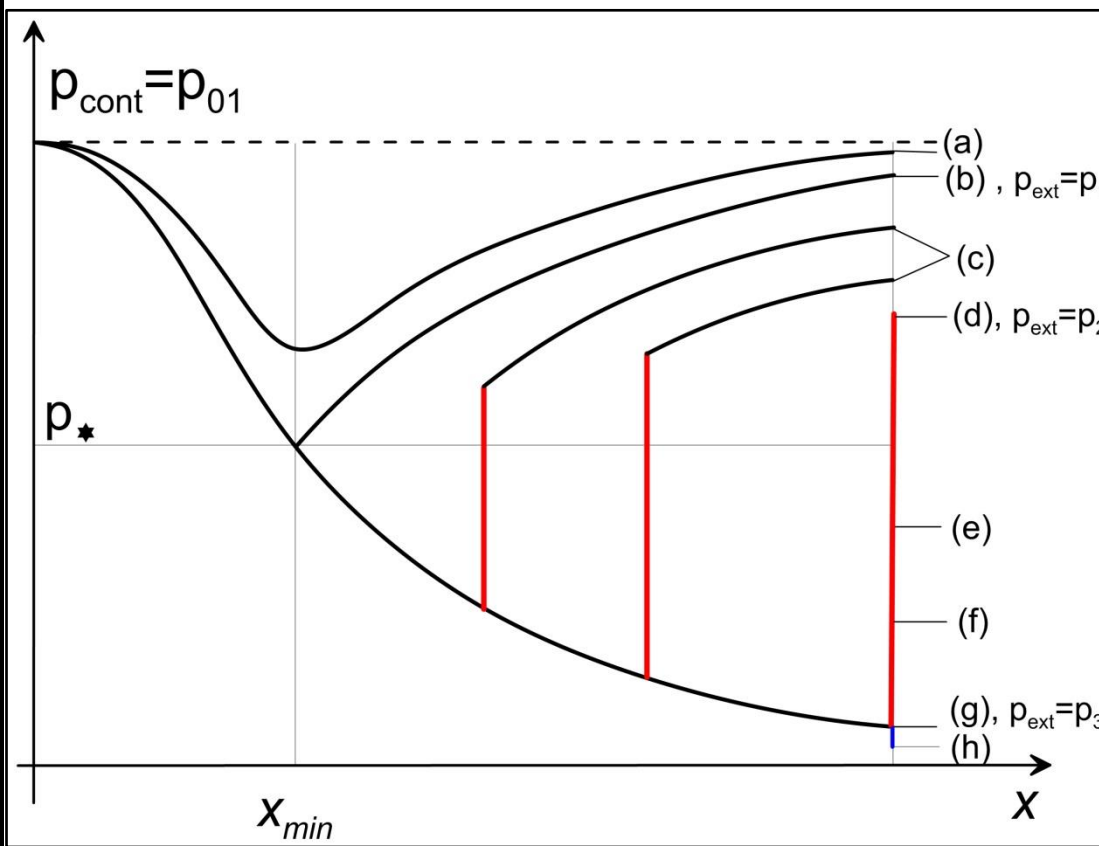
Przepływ przyspiesza w części zbieżnej (konfuzorze), osiąga stan krytyczny w gardzieli. Następnie, w części rozbieżnej (dyfuzorze) przepływ przyjmuje postać naddźwiękową i przyspiesza w miarę zbliżania się do wylotu. **Ciśnienie gazu w przekroju wylotowym jest takie samo jak w otoczeniu.**

Taka forma ruchu jest możliwa tylko wtedy, gdy stosunek ciśnień  $(p_{ext} / p_{cont})_1$  jest odpowiedni, tj. - typowo – znacznie większy od 1.

### **UWAGA:**

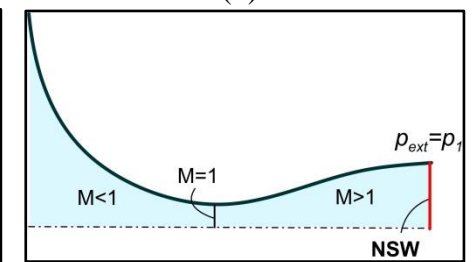
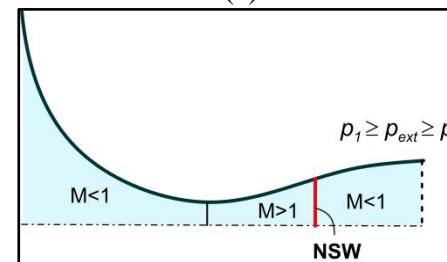
1. Odpowiednie stosunki ciśnień w obu przypadkach zależą wyłącznie od stosunku pól przekrojów  $A_{out} / A_{min}$
2.  $(p_{ext} / p_{cont})_1 \gg (p_{ext} / p_{cont})_2$

# Repertuar form stacjonarnego ruchu gazu z dyszy Laval (kwazi-1D)



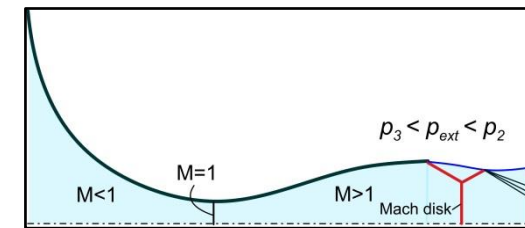
(a)

(b)

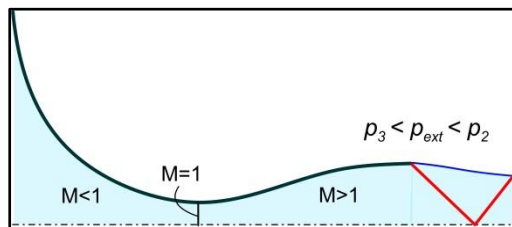


(c)

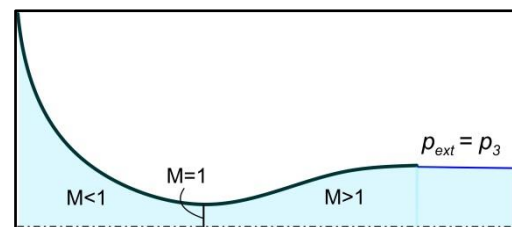
(d)



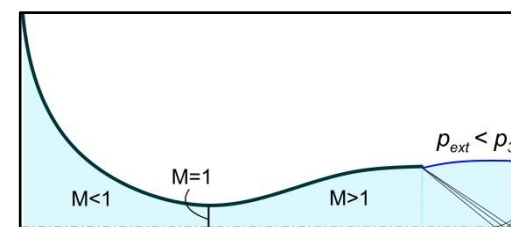
(e)



(f)



(g)



(h)

# Rozkłady wybranych parametrów wzdłuż dyszy Laval – przepływ z falą uderzeniową w dyfuzorze

