

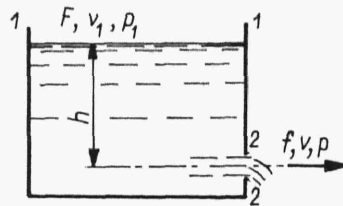
niego podano na rys.5.11. Z wykresów na rys.5.11 widać, że najmniejsze straty ciśnienia występują w zwężce Venturiego.

5.2. WYPŁYW CIECZY PRZEZ MAŁE OTWORY

5.2.1. WYPŁYW USTALONY PRZEZ MAŁY OTWÓR WSPÓŁCZYNNIK PRĘDKOŚCI, KONTRAKCJI I WYDATKU

Wypływ ustalony cieczy ze zbiornika zachodzi wówczas, gdy powierzchnia swobodna (zwierciadło) cieczy w zbiorniku pozostaje na niezmienniej wysokości $h = \text{const}$ (rys.5.12).

Oznaczmy przez F , v_1 , p_1 , powierzchnię zwierciadła cieczy w zbiorniku, prędkość i ciśnienie w przekroju 1-1, przez f , v , p , powierzchnię otworu, prędkość wypływu i ciśnienie w przekroju wylotowym 2-2. Przeprowadźmy poziom porównawczy przez środek otworu, pamiętając, że wzniesienie zwierciadła cieczy nad środkiem otworu f jest przy wypływie ustalonym wielkością stałą, $h = \text{const}$.



Rys.5.12

Równanie Bernoulliego dla rozważanego wypływu cieczy będzie miało następującą postać

$$\frac{v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + h = \frac{v^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} . \quad (5.2)$$

Jeżeli $h = \text{const}$, to $v_1 = 0$.

Jeżeli ponadto rozważymy wypływ do atmosfery ze zbiornika otwartego, to zarówno na powierzchni zwierciadła, jak i w otworze wylotowym panują jednakowe ciśnienia $p_1 = p = p_a$.

Uwzględniając powyższe założenia w równaniu (5.2), otrzymamy w szczególnym przypadku prędkość wypływu cieczy ze zbiornika w postaci znanego w mechanice prawa Torricelliego

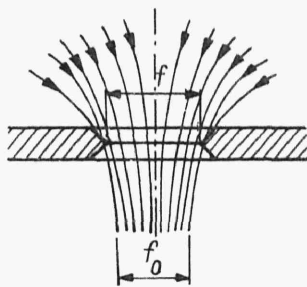
$$v = \sqrt{2g h} . \quad (5.3)$$

Zależność ta jest analogiczna do wyrażenia na prędkość spadania ciała w próżni, a mianowicie: prędkość wypływu cieczy ze zbiornika otwartego w atmosferę jest równa prędkości spadku ciała z wysokości h w polu grawitacji ziemskiej.

Do wyznaczenia prędkości wypływu cieczy ze zbiornika przez mały otwór stosowaliśmy równanie Bernoulliego dla cieczy doskonałej, zaniebując opory w cieczy lepkiej, a w szczególności straty przy wypływie cieczy z otworu. Rzeczywista więc prędkość wypływu v_r jest nieco mniejsza od teoretycznej, obliczonej według wzoru (5.3). W związku z tym wprowadzamy do wzoru poprawkowy współczynnik α , który nazywamy współczynnikiem prędkości, a zatem

$$v_r = \alpha v = \alpha \sqrt{2g h}. \quad (5.4)$$

Współczynnik prędkości α jest niewiele mniejszy od jedności i mieści się w granicach $0,96 \div 0,99$. W praktycznych obliczeniach przyjmuje się wartość $\alpha = 0,98$. Wynika z tego, że nie ma tu dużych rozbieżności między prędkością rzeczywistą i teoretyczną.



Rys. 5.13

Podczas wypływu cieczy przez otwór następuje przewężenie strumienia cieczy (rys. 5.13) wskutek bezwładności strug cieczy spływających wzdłuż ścianek zbiornika po liniach łagodnie zakrzywionych. Zjawisko przewężenia strumienia nazywamy kontrakcją strumienia.

Stosunek przewężonego przekroju strumienia f_0 do przekroju otworu f nazywamy współczynnikiem kontrakcji

$$\beta = \frac{f_0}{f}. \quad (5.5)$$

Według danych doświadczalnych współczynnik kontrakcji mieści się w granicach $0,60 \div 0,64$ i zależy od grubości ścianki zbiornika, od kształtu i położenia otworu, jak również od rodzaju brzegów samego otworu.

Rzeczywisty wydatek Q_r równy jest prędkości rzeczywistej v_r pomnożonej przez przewężony przekrój strumienia f_0 , czyli $Q_r = v_r f_0$. Uwzględniając zależności (5.4) i (5.5), otrzymamy

$$Q_r = \alpha \beta f \sqrt{2g h} = \alpha \beta Q. \quad (5.6)$$

Iloczyn współczynnika prędkości α i współczynnika kontrakcji β oznaczmy symbolem $\mu = \alpha \beta$, który nazywamy współczynnikiem wydatku. Ze wzoru (5.6) można wyrazić współczynnik wydatku μ jako stosunek wydatku rzeczywistego Q_r do wydatku teoretycznego Q w postaci

$$\mu = \alpha \beta = \frac{Q_r}{Q} = \frac{Q_r}{f \sqrt{2g h}}.$$

Wartość współczynnika wydatku przy wypływie wody z otworu znajdującego się w cienkiej ścianie zbiornika zależy głównie od współczynnika kontrakcji strumienia.

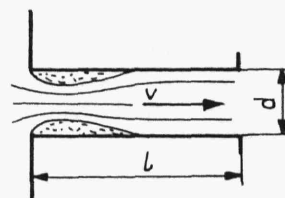
Wartości współczynnika wydatku μ dla małych otworów zawarte są w granicach $0,60 \div 0,62$.

5.2.2. WYPŁYW PRZEZ PRZYSTAWKI

Współczynniki wydatku mogą być w dość dużych granicach zmieniane stosowaniem tzw. przystawek. Przystawką nazywamy krótką rurę o dowolnych kształtach, stanowiącą obramowanie otworu.

Długość przystawek powinna być od 3 do 5 razy większa od jej wewnętrznej średnicy, aby nastąpił wypływ cieczy z przystawki pełnym przekrojem. Rozpatrzmy najczęściej stosowane przystawki walcowe i stożkowe.

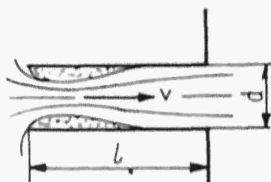
Przystawka walcowa zewnętrzna. Przystawkę walcową stanowi rura o długości l , równej od 3 do 4 średnic wewnętrznych d (rys. 5.14). Tuż przy samym wlocie przystawki następuje przewężenie przekroju strumienia, następnie strumień się rozszerza wypełniając przekrój wylotowy przystawki. W tym przypadku współczynnik kontrakcji strumienia na wylocie przystawki jest równy jedności $\beta = 1$. Z zależności $\mu = \alpha\beta$ wynika, że współczynnik wydatku na wylocie przystawki walcowej zewnętrznej równy jest współczynnikowi prędkości $\mu = \alpha$. Widzimy więc, że stosowanie przystawki walcowej znacznie wpływa na zwiększenie współczynnika wydatku. Otóż według danych doświadczalnych współczynnik wydatku przy zastosowaniu przystawki walcowej wynosi $\mu = 0,82$, natomiast współczynnik wydatku cieczy wypływającej przez mały otwór jest równy $\mu = 0,62$. A więc przystawka walcowa spowodowała w tym przypadku wzrost współczynnika wydatku, a więc i samego wydatku o 32%.



Rys.5.14

Wartość współczynnika wydatku zależy w dużym stopniu od kształtu brzegów przekroju wlotowego przystawki. Brzegi zaokrąglone zwiększają współczynnik wydatku do $\mu = 0,95$.

Przystawka walcowa wewnętrzna. W przystawkach walcowych wewnętrznych (rys.5.15) zachodzą analogiczne zjawiska, jak i w przystawkach zewnętrznych. W przystawce wewnętrznej następuje tylko większe dławienie strumienia, który następnie raptownie się rozszerza. Zjawisko to wpływa na wzrost oporów wewnętrznych przystawki wewnętrznej, co z kolei obniża współczynnik wydatku. Gdy $l \geq 3d$, a więc, gdy cały przekrój przystawki jest wypełniony, wtedy współczynnik kontrakcji $\beta = 1$, $\mu = \alpha = 0,71$.



Rys.5.15