

Истечение жидкости через отверстия и насадки.

Истечение через малое отверстие с острой кромкой в тонкой стенке при постоянном напоре.

Рассмотрим цилиндрическое отверстие в вертикальной плоской стенке (рис.3.6).

Малым отверстием называется отверстие, диаметр которого $d_{отв}$ настолько мал по сравнению с заглублением под уровнем СП жидкости H_1 его ЦТ, что можно считать все точки сечения этого отверстия расположенными на одной глубине с ЦТ отверстия ($d_{отв} \leq 0,1H_1$). Стенку, толщина которой меньше диаметра отверстия и не оказывает влияния на условия истечения и форму её струи, $\delta < d_{отв}$, называют тонкой стенкой.

Термин острая кромка означает, что отверстие выполнено сверлением перпендикулярно плоскости без обработки кромок (закругления или образования фасок) и наличия заусенцев.

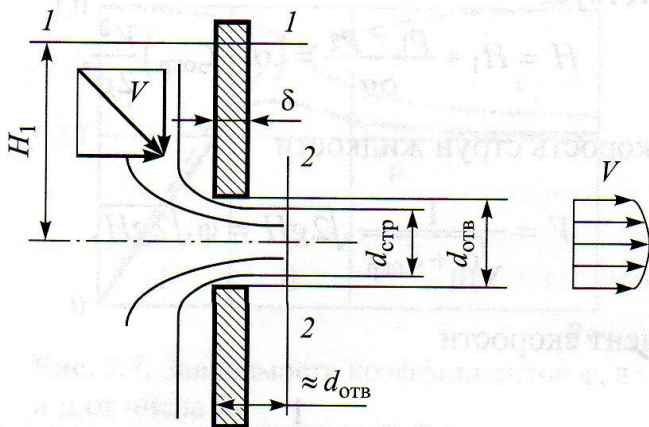


Рис. 3.6. Схема истечения жидкости через малое отверстие с острой кромкой в тонкой стенке

Частицы ускоренно движутся от периферии по криволинейным траекториям и по торцевой стенке устремляются к отверстию. У кромки отверстия частицы отрываются от торцевой стенки и далее движутся не касаясь внутренней поверхности самого отверстия, и поперёчное сечение струи в отверстии несколько уменьшается. Уменьшение сечения струи в литературе часто называют сжатием струи, **но жидкость в этом про-**

цессе несжимаема.

Под действием сил поверхностного натяжения струя принимает цилиндрическую форму на расстоянии, равном примерно диаметру $d_{отв}$ от кромки, и сохраняется на некотором отрезке струи.

При истечении жидкости через отверстия некруглой формы на расстоянии, превышающем размеры отверстия от кромки, происходит изменение формы сечения свободной струи, называемое инверсией струи. Например, при истечении через прямоугольное или

треугольное отверстие струя в поперечном сечении принимает форму четырех- или трех-лепесткового креста.

Если напор $H_1 \gg d_{\text{отв}}$, и боковые стенки канала, расположенные на значительном расстоянии от отверстия, не оказывают влияния на поток, такое истечение называют истечением с совершенным сжатием струи.

Уменьшение сечения струи $S_{\text{стр}}$ характеризуется коэффициентом сжатия:

$$\varepsilon = S_{\text{стр}}/S_{\text{отв}} \quad (\text{через круглое отверстие} - \varepsilon = (d_{\text{стр}}/d_{\text{отв}})^2).$$

Уравнение Бернулли для потока жидкости с сечениями **1-1** и **2-2**, имеет вид (рис. 3.6):

$$H_1 + \frac{p_1}{\rho g} = \frac{p_2}{\rho g} + \alpha_2 \frac{V_2^2}{2g} + \zeta_{\text{окр}} \frac{V_2^2}{2g},$$

где H_1 и p_1 - высота расположения и давление жидкости в сечении **1-1**;

p_2 и V_2 - давление и средняя скорость жидкости в сечении **2-2**;

$\zeta_{\text{окр}}$ - коэффициент потерь напора на острой кромке отверстия.

Введём $\alpha_2 = \alpha$ и $V_2 = V$. В рассматриваемом случае полный напор соответствует:

$$H = H_1 + \frac{p_1 - p_2}{\rho g} = (\alpha + \zeta_{\text{окр}}) \frac{V^2}{2g}.$$

Отсюда скорость струи жидкости:

$$V = \frac{1}{\sqrt{\alpha + \zeta_{\text{окр}}}} \sqrt{2gH} = \sqrt{2gH}, \quad \text{где коэффициент скорости} - \varphi = \frac{1}{\sqrt{\alpha + \zeta_{\text{окр}}}}.$$

Для ИЖ - $\alpha=1$; $\zeta_{\text{окр}}=0$; $\varphi=1$; $V_{\text{идеал}}=\sqrt{2gH}$; Для РЖ - $\varphi = V/V_{\text{идеал}} < 1$.

Распределение скоростей по сечению струи равномерно лишь в средней его части (практически равны идеальной), по краям сечения скорости немного заторможены. Поэтому введенный коэффициент скорости следует рассматривать как коэффициент средней скорости.

При истечении в атмосферу давление по всему сечению цилиндрической струи равно атмосферному.

Расход $Q = S_{\text{стр}}V = \varepsilon S_{\text{отв}} \varphi \sqrt{2gH} = \varepsilon \varphi S_{\text{отв}} \sqrt{2gH}$, с учётом $\mu = \varepsilon \varphi$ имеем:

$$Q = \mu S_{\text{отв}} \sqrt{2gH},$$

где μ - коэффициент расхода.

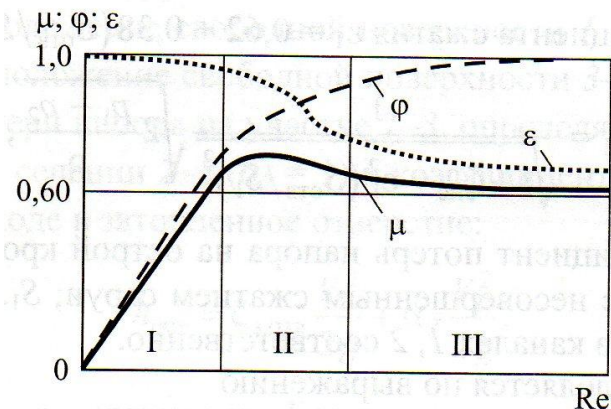


Рис. 3.7. Зависимость коэффициентов φ , ε и μ от числа Re

Значения коэффициентов ε , φ и μ , называемых коэффициентами истечения жидкости через круглое малое отверстие с острой кромкой в тонкой стенке, зависят от формы его кромок, условий подвода жидкости к отверстию и числа Рейнольдса (Re).

Из представленных на рис.3.7 графических зависимостей можно видеть, что при

увеличении числа $Re = V_{идеал} d_{отв} / \nu = d_{отв} \sqrt{2gH} / \nu$, уменьшается влияние сил вязкости и возрастает φ (уменьшается $\zeta_{окр}$); уменьшается ε вследствие уменьшения скорости торможения у кромки отверстия и увеличения радиусов кривизны поверхности струи.

На рис.3.7 показаны три области изменения коэффициентов истечения в зависимости от числа Re :

- I** - область линейных зависимостей, поток ламинарный;
- II** - область переходного режима;
- III** - область квадратичного режима (автомодельности), поток турбулентный.

При проведении расчётов для турбулентных режимов течения жидкости ($Re \geq 10^5$) через отверстия с острой кромкой обычно принимают усредненные значения:

$$\varepsilon = 0,62; \varphi = 0,97; \mu = 0,60; \zeta_{окр} = 0,06 \quad \text{при} \quad \alpha = 1.$$

Несовершенное сжатие (НС).

Сжатие струи, при котором на формирование струи оказывают влияние стенки подводящего канала (рис.3.8), называют несовершенным.

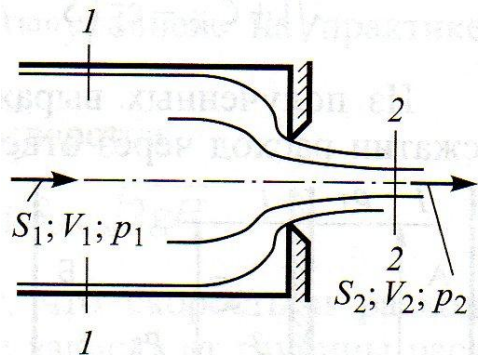


Рис. 3.8. Схема истечения жидкости с несовершенным сжатием струи

Размеры струи на выходе изменяются меньше по сравнению с предыдущим вариантом, когда траектории движения частиц направлены от боковых стенок, а не по торцевой стенке, что не способствует уменьшению сечения струи и увеличению коэффициентов сжатия и расхода.

Уравнение Бернулли для сеч. **1-1** и **2-2** при $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$:

$$\frac{p_1}{\rho g} + \frac{V_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + \frac{V_2^2}{2g} + \zeta_{нс} \frac{V_2^2}{2g}.$$

Так как $V_1 S_1 = V_2 S_2 = V_2 \varepsilon_1 S_{отв}$ и с учётом эмпирически определенного коэффициента сжатия $\varepsilon_1 = 0,62 + 0,38(S_{отв}/S_1)^2$, получаем:

$$V_2 = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_{нс} - \varepsilon_1^2 (S_{отв}/S_1)^2}} \sqrt{2 \frac{p_1 - p_2}{\rho}}$$

где $\zeta_{нс}$ - коэффициент потерь напора на острой кромке отверстия при истечении с несовершенным сжатием струи;

$S_{отв}$ - площадь отверстия;

S_1 и S_2 - площадь сечений 1-1 и 2-2 потока соответственно.

Расход определяется по выражению:

$$Q = \frac{\varepsilon_1}{\sqrt{1 + \zeta_{нс} - \varepsilon_1^2 (S_{отв}/S_1)^2}} S_{отв} \sqrt{2 \frac{p_1 - p_2}{\rho}} = \mu_1 S_{отв} \sqrt{2 \frac{\Delta p}{\rho}},$$

где $\mu_1 = \frac{\varepsilon_1}{\sqrt{1 + \zeta_{нс} - \varepsilon_1^2 (S_{отв}/S_1)^2}}$ - коэффициент расхода отверстия при НС.

Из полученных выражений следует, что при НС расход через отверстие больше расхода при совершенном сжатии струи.

Затопленное отверстие (истечение под уровень).

Рассмотрим истечение жидкости под уровень (рис.3.9), а не в атмосферу. В этом случае жидкость течёт из резервуара А в резервуар Б. В обоих резервуарах давление распределяется в соответствии с гидростатическим законом.

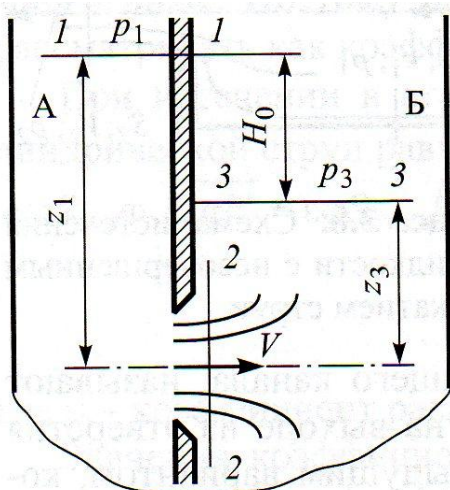


Рис. 3.9. Схема течения жидкости через затопленное отверстие

Формирование струи при истечении через затопленное отверстие не отличается от рассмотренного случая (рис. 3.6). При выходе струи после встречи с острой кромкой происходит ВР потока и вся кинетическая энергия струи теряется на вихреобразование, как при ВРК.

Для сечений 1-1 и 3-3 ($V_1=0$ и $V_3=0$) уравнение Бернулли примет вид:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} = \frac{p_3}{\rho g} + z_3 + h_{ном},$$

где z_1 и p_1 – положение СП 1-1 и давление на ней;

z_3 и p_3 – положение СП 3-3 и давление на ней;

$h_{ном}$ - потери напора на участке от 1-1 до 3-3, определяемые

скоростью V_2 жидкости в сечении 2-2 ($\alpha_2 = 1$) и коэффициентом потерь напора $\zeta_{з.отв.}$ при входе в затопленное отверстие:

$$h_{пот} = \zeta_{з.отв} \frac{V_2^2}{2g} + \alpha_2 \frac{V_2^2}{2g}.$$

Подставив в уравнение Бернулли $z_1 - z_3 = H_0$ и $H = H_0 + \frac{P_1 - P_3}{\rho g}$, получим:

$$V_2 = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_{з.отв}}} \sqrt{2gH} = \varphi \sqrt{2gH},$$

где H - полный напор;

H_0 - разность уровней;

на практике $\zeta_{з.отв.} = \zeta_{отв.}$

Расход жидкости через затопленное отверстие соответственно равен:

$$Q = V_2 S_{стр} = \varphi \varepsilon S_{отв} \sqrt{2gH} = \mu S_{отв} \sqrt{2gH}.$$

Т.о., имеем те же расчётные формулы, что и при истечении в воздух (газ), только расчётный напор H в данном случае представляет собой разность гидростатических напоров по обе стороны стенки, т.е. скорость и расход жидкости при истечении под уровень не зависят от глубины расположения отверстия.

Коэффициенты сжатия и расхода при истечении под уровень можно принимать те же, что и при истечении в воздушную среду.

Истечение жидкости через насадки.

Внешним цилиндрическим насадком называется короткая трубка длиной $(2...5)d$ без закругления входной кромки (острая кромка) (рис.3.10, а).

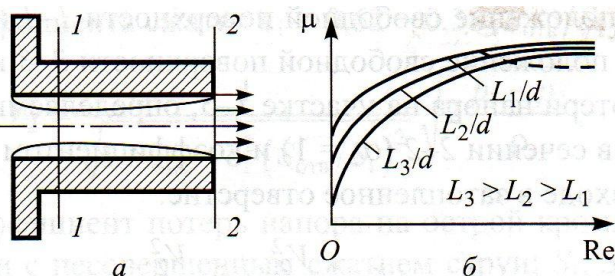


Рис. 3.10. Схема истечения жидкости через внешний цилиндрический насадок (а) и зависимость $\mu = f(Re)$ при различных значениях относительной длины (б)

При входе в канал насадка вследствие торможения частиц жидкости у кромки отверстия и увеличения радиусов кривизны поверхностей струи уменьшается площадь сечения струи. Поведение струи напоминает истечение жидкости через отверстие в тонкой стенке. Затем вследствие взаимодейст-

вия сжатой части струи с окружающей её завихренной жидкостью, струя постепенно расширяется до размеров отверстия и из насадка выходит полным сечением ($\varepsilon = 1$ и $\mu = \varphi$). Такой режим истечения называют безотрывным или первым режимом.

На величину расхода, определяемого по формуле $Q = \mu S_{отв} \sqrt{2gH}$, при истечении жидкости через внешний цилиндрический насадок оказывает влияние коэффициент расхода насадка μ , зависящий от относительной длины насадка $2 \leq L_{вн.н}/d \leq 5$ и определяемый экспериментально.

При турбулентном режиме истечения жидкости ($Re \geq 10^5$) через насадок с относительными размерами $L_{вн.н}/d=2$ имеем $\mu = \varphi = 0,80$ и $\zeta_{вн.н} = 0,5$.

С увеличением длины $L_{вн.н}$ насадка коэффициент сопротивления $\zeta_{вн.н}$ возрастает, а коэффициент расхода μ уменьшается (рис.3.10, б).

Сравнение истечения жидкости через цилиндрический насадок с истечением через отверстие в тонкой стенке показывает, что расход через насадок больше, чем через отверстие с острой кромкой вследствие меньшего сжатия струи в насадке. Скорость струи в сжатом сечении меньше вследствие значительно бóльшего коэффициента сопротивления ($\zeta_{вн.н}=0,5 > \zeta_{окр}=0,06$).

Определим давление внутри насадка. С учётом расширения струи уравнение Бернулли для сечений **1-1** и **2-2** примет вид:

$$\frac{p_{1абс}}{\rho g} + \frac{V_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + \frac{V_2^2}{2g} + \frac{(V_1 - V_2)^2}{2g}.$$

Если коэффициент сжатия струи оценить как $\varepsilon = (d_1/d_2)^2$, скорость в сечении **1-1** через $V_1 = \varepsilon V_2$ и в сечении **2-2** через $V_2 = \varphi \sqrt{2gH}$, то получим выражение, определяющее величину давления внутри насадка:

$$p_{1абс} = p_2 - 2\varphi^2 \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) \rho g H.$$

Если принять $\varphi = 0,80$ и $\varepsilon = 0,63$ (параметры струи на выходе из насадка), получим:

$$p_2 - p_{1абс} \approx 0,75 \rho \cdot g \cdot H.$$

При достижении абсолютного вакуума внутри насадка $p_{1абс} \rightarrow 0$ - критический напор:

$$H_{кр} = p_2 / 0,75 \rho \cdot g,$$

т.е. при таком $H_{кр}$ происходит отрыв струи от поверхности стенок - изменяется режим течения вследствие проникновения атмосферного давления в кольцевой вихревой канал - струя из факельной формы преобразуется в цилиндрическую с хлопком (срыв потока).

Наступает второй режим истечения жидкости, характеризующийся тем, что струя после выхода из отверстия не расширяется, а сохраняет цилиндрическую форму и перемещается внутри насадка, не соприкасаясь с поверхностями стенок. Истечение становится точно таким же, как и из отверстия в тонкой стенке с теми же параметрами.

Следовательно, при переходе от первого режима ко второму скорость движения жидкости увеличивается, а расход уменьшается, вследствие уменьшения площади сечения струи.

Таким образом:

- первый режим - безотрывное истечение – большое сопротивление ($\zeta = 0,55$), и относительно высокий коэффициент расхода ($\mu = 0,80$);

- второй режим – сравнительно меньший коэффициент расхода ($\mu = 0,60$).

Для воды при давлении $p_2=0,1$ МПа критический напор равен $H_{кр}=10,33/0,75\approx 14$ м.

При истечении жидкости через цилиндрический насадок под уровень (наличие давления p_2 на выходе из насадка) истечение до полного расширения будет таким же как в атмосферу. Но при падении давления в кольцевом канале до насыщенного пара наступает кавитация и расход перестает зависеть от давления p_2 , т.е. получается эффект стабилизации расхода, связанный с уменьшением коэффициента расхода от 0,80 до 0,60 при $Re \geq 2,5 \cdot 10^3$ (см. рис.3.10, б, штриховая линия), объясняемый уменьшением сечения струи внутри канала, повышением давления внутри струи и на выходе, увеличением потерь на трение по длине канала.

Для повышения коэффициента расхода входную кромку отверстия скругляют. Чем больше радиус скругления, тем больше будет коэффициент расхода и меньше коэффициент сопротивления. В пределе при радиусе закругления, равном толщине стенки, цилиндрический насадок приближается к конoidalному насадку или соплу.

Конoidalный насадок (или сопло).

Практически совпадает с формой поверхности естественно уменьшающейся по сечению струи (рис.3.11, а), благодаря этому обеспечивается безотрывность течения внутри насадка и параллельность струек в выходном сечении.

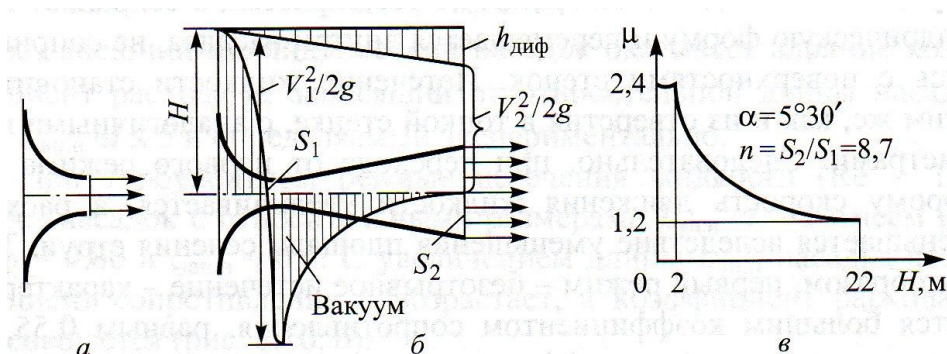


Рис. 3.11. Схема истечения жидкости через сопловый (а) и диффузорный (б) насадки; зависимость $\mu = f(H)$ для диффузорного насадка (в)

Такая форма потока позволяет исключить потери энергии на острой кромке отверстия ввиду её отсутствия и деформации при выходе и тем самым увеличить расход при тех же величинах энергии на входе.

Следует помнить, что, поскольку в конoidalном насадке поток жидкости движется вдоль его стенок безотрывно, то возникают дополнительно потери на трение. Однако доля этих потерь очень незначительна и конoidalный насадок обеспечивает коэффициент сжатия $\epsilon \rightarrow 1$, устойчивый режим истечения и очень малые потери энергии ($\mu \rightarrow 1$; $\zeta \rightarrow 0,03$ при больших Re ; $\zeta \rightarrow 0,1$ при малых Re ; $\epsilon = 1$).

Диффузорный насадок.

При соединении сопла на входе с диффузором на выходе (рис. 3.11, б) происходит снижение давления в узком месте насадка и увеличение скорости и расхода жидкости при истечении через насадок.

Для рассматриваемого соединения при значении $\alpha = 1$ имеем:

$$\varphi = \mu = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_c}}; \quad V = \varphi \sqrt{2gH}; \quad Q = \mu S_2 \sqrt{2gH}.$$

Потери удельной энергии равны сумме потерь на входном участке канала (сопло) и потерь на выходном участке (конический диффузор), т.е.

$$\zeta_{д.н.} \frac{V_2^2}{2g} = \zeta_c \frac{V_1^2}{2g} + \varphi_{диф} \frac{(V_1 - V_2)^2}{2g},$$

где $\zeta_{д.н.}$ - коэффициент сопротивления диффузорного насадка;

V_1 и V_2 - скорости жидкости во входном 1-1 и выходном 2-2 сечениях диффузора соответственно;

$\varphi_{диф}$ - коэффициент потерь (иногда называемый коэффициентом полноты удара) в коническом насадке, выражающий доли потерь при внезапном расширении.

При движении жидкости во входном сечении конического диффузора образуется ваку-

ум (рис.3.11, б):

$$\frac{p_{вак}}{\rho g} = \frac{V_1^2 - V_2^2}{2g} - \varphi_{диф} \frac{(V_1 - V_2)^2}{2g}.$$

Снижение давления в узком сечении насадка и повышение скорости и расхода жидкости через насадок достигается выбором размеров диффузора. При одинаковом диаметре и напоре жидкости диффузорный насадок обеспечивает значительно больший расход (до 2,5 раз) по сравнению с соплом вследствие образования вакуума в узком сечении потока.

При небольшом напоре ($H = 1...4$ м) применение диффузорного насадка ограничено, т.к. с повышением напора в узком сечении возникает кавитация, как следствие, увеличиваются потери напора и снижается пропускная способность насадка.

Внутренний цилиндрический насадок.

Истечение жидкости через такой насадок (рис. 3.12) в основном не отличается от истечения жидкости через внешний насадок. Во внутреннем насадке происходит лишь **большее** уменьшение сечения струи при входе в насадок с последующим расширением струи.

Поэтому гидравлическое сопротивление внутреннего цилиндрического насадка больше, чем у внешнего.

При течении жидкости через насадок в **первом режиме** и больших числах Re : $\varphi = \mu = 0,71$; $\varepsilon = 1,0$; $\zeta_{внут.н} = 1$.

При малой длине $L_{внут.н} < 1,5d_{отв}$ насадок работает с отрывом от стенок. В этом случае $\varepsilon = 0,5$; $\varphi = 0,98$; $\mu_{внут.н} < 0,49$.

Короткие внутренние насадки, если они предварительно не были заполнены жидкостью, уже при сравнительно небольших напорах H работают как простые отверстия с коэффициентом расхода в квадратичной области - $\mu = 0,5 \dots 0,54$.

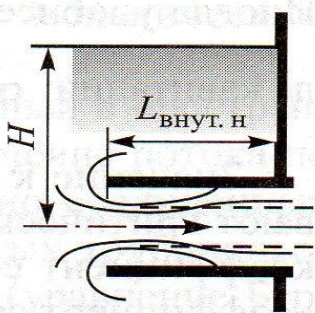


Рис. 3.12. Схема истечения жидкости через внутренний цилиндрический насадок

На основании изложенного рекомендуется исключить внутренние цилиндрические насадки из конструктивных решений гидроустройств (например, концы труб или штуцеров не должны выступать внутрь емкостей).

Кавитационный режим течения в МГС.

В некоторых случаях при движении жидкости в закрытых каналах происходят явления, связанные с изменением состояния жидкости - превращение в пар, выделение из жидкости воздуха (газа), находящегося в ней в смешанном и растворенном состояниях.

При течении потока жидкости через МГС (сужение) происходит увеличение скорости и падение давления вплоть до $p_{нп}$.

Местное закипание жидкости с последующей конденсацией пара называют кавитацией. Кавитация сопровождается характерным шумом, эрозионным разрушением. При кавитации значительно возрастает сопротивление трубопроводов, что снижает пропускную способность магистрали.

Для характеристики течения при наличии кавитации применяется безразмерный критерий - число кавитации
$$k = \frac{p_1 - p_m}{\rho V^2 / 2},$$

где p_1 и $p_{нп}$ - абсолютные давления на входе и в сжатом сечении;

V - скорость в сжатом сечении.

Иногда удобнее применять несколько иное выражение числа кавитации

$$\sigma = k + 1 = \frac{\rho g H - p_{нп}}{\rho V^2 / 2},$$

где H - полный напор потока.

Значение k (или σ), при котором начинается кавитация, называется критическим числом кавитации. Естественно при $k > k_{кр}$ коэффициент сопротивления не зависит от k , а при $k < k_{кр}$ коэффициент сопротивления ζ возрастает с уменьшением k .

Падение давления на выходе при постоянном давлении на входе достигается увеличением расхода при снижении давления в сжатом сечении до значения $p_{нп}$. При дальнейшем снижении давления на выходе расход жидкости и давление в сжатом сечении остаются постоянными.