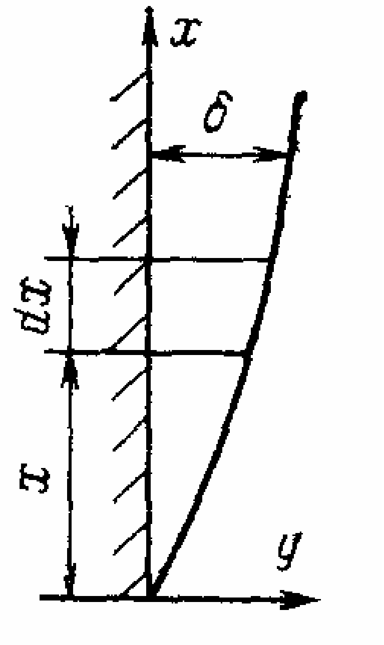
Теплообмен при свободном движении жидкости

Конвективный теплообмен в свободном потоке возникает в связи с изменением плотности жидкости от нагревания.

Если тело имеет более высокую температуру, чем окружающая среда, то слои жидкости, нагреваясь от тела, становятся легче и под действием возникающей подъемной силы поднимаются вверх, а на их место поступают из окружающего пространства более холодные слои. Поэтому и возникает свободное движение.

Возникающее свободное движение жидкости у вертикальных поверхностей может быть как ламинарным, так и турбулентным.

Характер движения жидкости в основном зависит от температурного напора $J_c = t_c - t_{ж}$, где t_c – температура нагретой поверхности, $t_ж$ – температура неподвижной жидкости вдали от поверхности, $t_c > t_ж$.

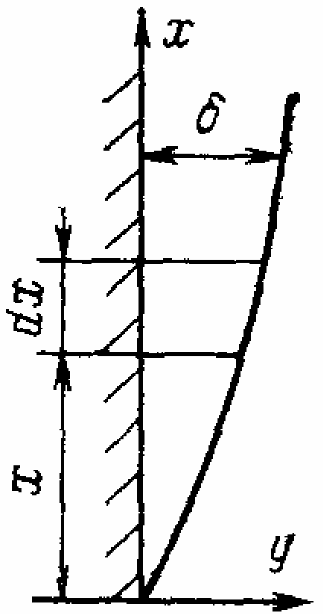


Считаем процесс стационарным, не учитываем конвективный перенос и теплопроводность вдоль движущегося слоя жидкости и физические параметры жидкости постоянными, кроме плотности, которая является функцией $t_ж$:

$$r = r_0\left(1 - bJ\right),$$

где $J = t - t_{жс}$ - избыточная температура жидкости; $b = 1/T$ - коэффициент объёмного расширения (для газов).

Принято считать, что температура в движущемся слое жидкости изменяется по параболическому закону:



$$J = J_c\left(1 - \frac{y}{d}\right)^2$$

Граничные условия:

при y=0 $J = t_c - t_{ж} = J_c$

при y=δ $J = t_{ж} - t_{ж} = 0$.

Коэффициент теплоотдачи определяется из уравнения теплоотдачи:

$$a = -\frac{l}{J_c}\left(\frac{\partial J}{\partial y}\right)_{y=0} \quad (*)$$

$$\frac{dJ}{dy} = J_c \cdot 2 \cdot \left(1 - \frac{y}{d}\right) \cdot \left(-\frac{1}{d}\right) = -2 \cdot \frac{J_c}{d} + 2 \cdot \frac{J_c}{d^2} \cdot y$$

$$\left(\frac{dJ}{dy}\right)_{y=0} = -2 \cdot \frac{J_c}{d} \quad (**)$$

Объединяя (*) и (**), $a = \frac{2l}{d} = \ldots = 0,473\sqrt[4]{\frac{c_p b r_0^2 g J_c l^3}{mx}}$.

Следовательно, α зависит от толщины движущегося слоя жидкости δ, и с увеличением δ α падает.

Распределение скоростей в движущемся слое жидкости:

$$w_x = \frac{r_0 g b J_c}{m}\left(\frac{d}{4}y - \frac{1}{2}y^2 + \frac{1}{3d}y^3 - \frac{1}{12d^2}y^4\right)$$

Толщина вязкого подслоя:

$$d = 3{,}9x\left(\mathrm{Gr}_x \,\mathrm{Pr}\right)^{-0{,}33}$$

Коэффициенты теплоотдачи при свободном <u>*ламинарном*</u> движении жидкости вдоль вертикальных стенок:

при t_c=*const*

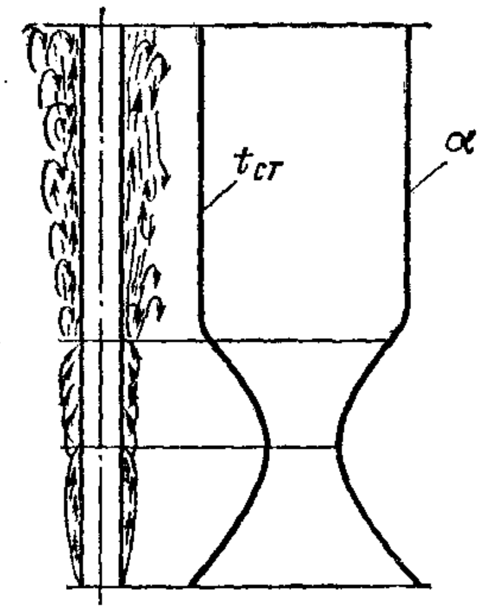
$$Nu_{ж,x} = 0,473\left(\mathrm{Gr}_{ж,x} \cdot \mathrm{Pr}_{ж}\right)^{0,25}\left(\mathrm{Pr}_{ж} / \mathrm{Pr}_{ст}\right)^{0,25}$$

$$\overline{Nu_{ж,l}} = 0,73\left(\mathrm{Gr}_{ж,l} \cdot \mathrm{Pr}_{ж}\right)^{0,25}\left(\mathrm{Pr}_{ж} / \mathrm{Pr}_{ст}\right)^{0,25}$$

Средние коэффициенты теплоотдачи при свободном *турбулентном* движении жидкости вдоль вертикальной стенки, которое наступает при $\mathrm{Gr}_{ж,l} \cdot \mathrm{Pr}_{ж} > 6 \cdot 10^{10}$

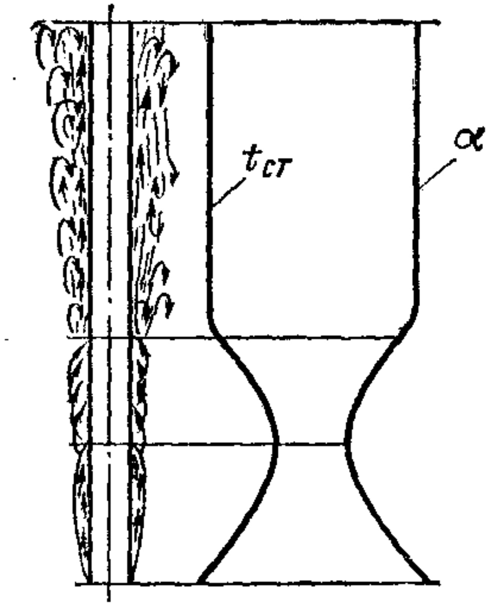
$$\overline{Nu_{ж,l}} = 0{,}15\left(\mathrm{Gr}_{ж,l} \cdot \mathrm{Pr}_{ж}\right)^{0{,}33}\left(\mathrm{Pr}_{ж} / \mathrm{Pr}_{ст}\right)^{0{,}25}$$

За определяющую температуру в формулах принята температура жидкости вдали от нагретой поверхности, за определяющий размер – длина поверхности, отсчитываемая от начала теплообмена.

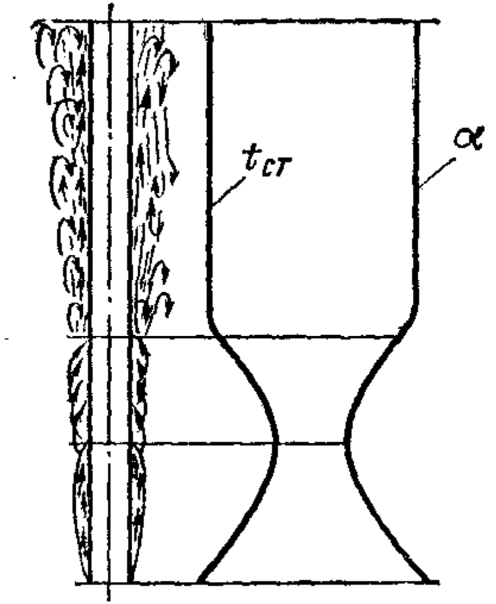


Если $10^9 < \mathrm{Gr}_{ж,l} \cdot \mathrm{Pr}_{ж} < 6 \cdot 10^{10}$, то вдоль вертикальной пластины имеет место *переходный режим* свободного движения жидкости.

У нижней части стенки в воздухе (жидкости) наблюдается ламинарное движение с постепенно увеличивающейся толщиной ламинарного пограничного слоя.



На некотором расстоянии от нижнего конца стенки ламинарный пограничный слой начинает разрушаться, возникает локонообразное движение жидкости, которое усиливается и переходит турбулентное движение с ламинарным подслоем в непосредственной близости к поверхности трубы.



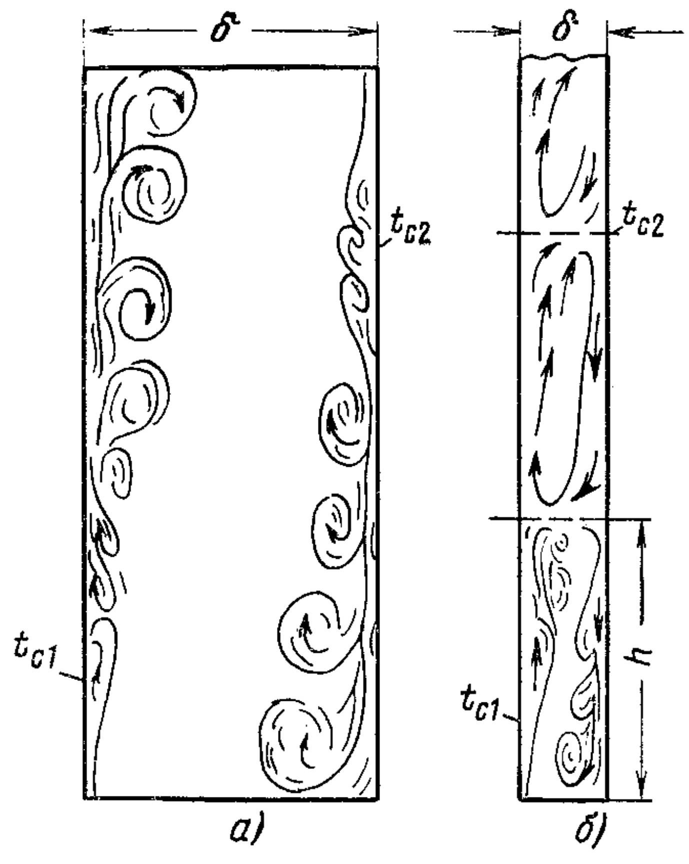
Минимального значения коэффициент теплоотдачи достигает там, где толщина ламинарного пограничного слоя будет максимальной.

В области локонообразного движения коэффициент теплоотдачи постепенно возрастает и принимает наибольшее постоянное значение в области развитого турбулентного движения жидкости.

Теплообмен при свободном движении жидкости в ограниченном пространстве

Если толщина вертикального канала или щели δ достаточно велика, то восходящий и нисходящий потоки протекают без взаимных помех и имеют такой же характер, как и вдоль вертикальной поверхности в неограниченном пространстве (рис. а).

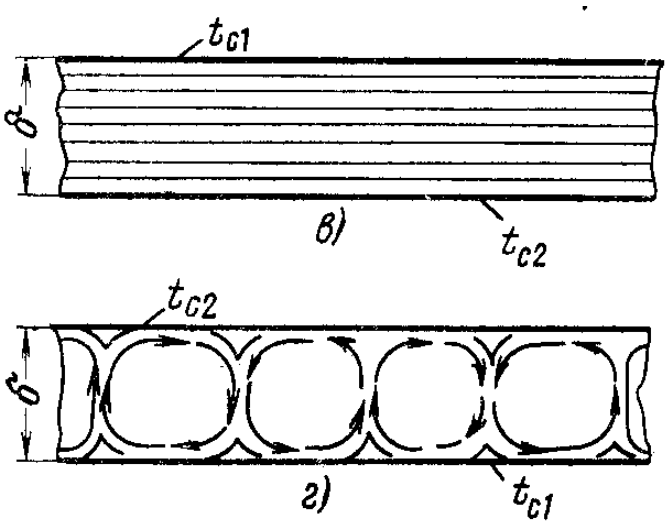
Если же толщина δ мала, то вследствие взаимных помех внутри возникают циркуляционные контуры (рис. б).



В горизонтальных щелях:

если нагретая поверхность расположена сверху, то циркуляция отсутствует (рис. в);

если нагретая поверхность расположена снизу, то имеются и восходящие и нисходящие потоки, которые между собой чередуются (рис. г).



Введено понятие эквивалентного коэффициента теплопроводности $\lambda_{экв} = Q \cdot \delta / F \cdot \Delta t$, учитывающего перенос теплоты в прослойке, как теплопроводностью, так и конвекцией.

(F – площадь поверхности теплообмена прослойки, Δt – температурный напор между противоположными стенками прослойки)

Если его значение разделить на коэффициент теплопроводности λ жидкости, то получим безразмерную величину $e_к = l_{экв} / l$, которая характеризует влияние конвекции и называется *коэффициентом конвекции*.

Т.к. циркуляция жидкости обусловлена разностью плотностей нагретых и холодных частиц и определяется произведением Gr·Pr, то и $e_к$ должно быть функцией того же аргумента, т.е.

$$e_к = f(\mathrm{Gr}_{ж}\,\mathrm{Pr}_{ж}).$$

за определяющий размер принята толщина прослойки *δ*;
за определяющую температуру – средняя температура жидкости $t_ж = 0{,}5\cdot(t_{c1}+t_{c2})$.

Плотность теплового потока через прослойку

$$q = \frac{l_{экв}}{d}(t_{c1} - t_{c2})$$

Приближённо эквивалентную теплопроводность можно рассчитать:

$$l_{экв} = 0{,}18\, l \left(\mathrm{Gr}_{ж,d} \cdot \mathrm{Pr}_{ж} \right)^{0,25}$$

Формула справедлива при $\mathrm{Gr}_{ж,d} \cdot \mathrm{Pr}_{ж} > 1000$.