Аналогичные результаты следуют как частные случаи из решения Г. Г. Черного [2-9] и некоторых других работ.

Рассмотренные в гл. 4 решения получены без учета волнового движения пленки и тем более без учета возможного при больших скоростях пара срыва конденсата.

Опытных данных, полученных в условиях, достаточно полно соответствующих граничным условиям, принятым при решении рассмотренных в этом параграфе задач, в настоящее время практически не имеется. Это обстоятельство осложняет апробацию приведенных ранее теоретических результатов.

Ламинарное течение пленки конденсата имеет место при числах Рейнольдса жидкости $\mathrm{Re}_ж=\bar{w}_ж\delta/\nu_ж<100\div500$. Если воспользоваться данными о критической величине числа Рейнольдса $\mathrm{Re}_{кр}\approx2000$ для течения однофазной жидкости в трубе и учесть, что эквивалентный диаметр плоской пленки равен $d_э=4\delta$, то порядок величины $\mathrm{Re}_{ж.кр}$ должен быть равен 500. В некоторых случаях отмечалось ламинарное течение пленки при $\mathrm{Re}_ж\geqslant500$. Карпентер и Кольборн принимали $\mathrm{Re}_{ж\,кр}\geqslant60$.

Косвенно можно оценить $\mathrm{Re}_{ж.кр}$ пленки путем сравнения опытных данных по теплообмену с данными расчета по формулам для теплоотдачи при ламинарном и при турбулентном течениях. В опытах [4-12] турбулентное течение пленки в трубе отмечалось примерно с $\mathrm{Re}_ж=170$. По данным [4-15] ламинарное течение пленки сохранялось до значений примерно 540. Достаточно полных данных о влиянии продольной скорости пара на величину критического числа Рейнольдса не имеется.

Если $\mathrm{Re}_ж=\bar{w}_ж\delta/\nu_ж>\mathrm{Re}_{кр}$, течение в пленке становится турбулентным. В турбулентном потоке плотность теплового потока в направлении, нормальном к поверхности стенки, и касательное напряжение в некотором сечении, параллельном стенке, могут быть выражены уравнениями (3-2-1) и (3-2-2):

$$q=\lambda_ж\left(1+\frac{\mathrm{Pr}_ж}{\mathrm{Pr}_т}\frac{\varepsilon_s}{\nu_ж}\right)\frac{d\bar{T}}{dy};$$

$$s=\mu_ж\left(1+\frac{\varepsilon_s}{\nu_ж}\right)\frac{d\bar{w}_{xж}}{dy}.$$

Из уравнения (3-2-1) следует, что при конденсации насыщенного пара и $R_ф=0$

$$T_н-T_с=\int_0^\delta\frac{q\,dy}{\lambda_ж\left(1+\frac{\mathrm{Pr}_ж}{\mathrm{Pr}_т}\frac{\varepsilon_s}{\nu_ж}\right)}. \tag{4-2-101}$$

Пренебрегая теплотой переохлаждения конденсата и полагая, что в пленке отсутствует выделение теплоты за счет диссипации механической энергии и внутренних источников, можно написать, что

$$\frac{\partial q_y}{\partial y}=0 \text{ или } q=q_с=\mathrm{const}.$$

Учитывая это условие, уравнение (4-2-101) можно записать в виде

$$q_с=\frac{T_н-T_с}{\int_0^\delta\frac{dy}{\lambda_ж\left(1+\frac{\mathrm{Pr}_ж}{\mathrm{Pr}_т}\frac{\varepsilon_s}{\nu_ж}\right)}} \tag{4-2-102}$$