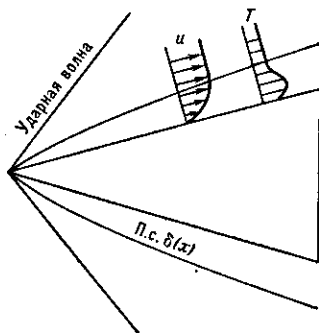


тела, обтекаемого потоком жидкости или газа (рис. 1). Вследствие вязкости жидкости она «прилипает» к поверхности тела, т. е. на стенке продольная составляющая скорости жидкости равна нулю (если поверхность тела непроницаемая, то здесь равна нулю и поперечная составляющая скорости). Разрыв продольной составляющей скорости в вязкой жидкости существовать

Рис. 1. Профили скорости и температуры в пограничном слое на поверхности острого конуса в сверхзвуковом потоке газа.

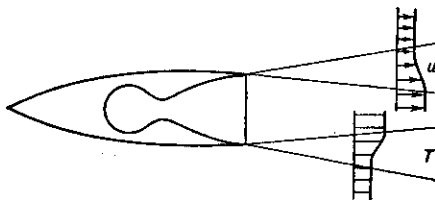


не может, поэтому возникает переходная область течения, т. е. П. с., в к-ром происходит плавное изменение скорости от нуля на стенке до нек-рого конечного значения во внеш. потоке, где влияние вязкости исчезает. Толщина такой переходной области и профиль скорости в ней определяются ур-ниями сохранения кол-ва движения. Помимо динамич. П. с. при обтекании тела можно выделить также тепловой (температурный) П. с., образующийся в случае несовпадения темп-ры поверхности тела и темп-ры жидкости, а также концентрационный (диффузионный) П. с., образующийся при протекании на стенке хим. реакции или же при вдуве инородного газа через проницаемую поверхность тела. В тепловом П. с. темп-ра жидкости непосредственно у стенки равна темп-ре поверхности тела. Если тело обтекается жидкостью с малой скоростью, то внутри теп-

лового П. с. происходит монотонное изменение темп-ры жидкости от темп-ры поверхности до темп-ры внеш. потока. Если же тело обтекается сверхзвуковым потоком газа, то внутри теплового П. с. вследствие торможения газа и перехода кинетич. энергии во внутр. энергию молекул может возникать максимум темп-ры.

Другой часто встречающийся на практике случай П. с. — это слой смещения, образующийся у границы струи, истекающей из сопла, напр. летат. аппарата с воздушно-реактивным или ракетным двигателем (рис. 2). В слое смещения скорость газа изменяется от скорости полёта до скорости истечения продуктов

Рис. 2. Слой смещения при истечении струи из сопла ракеты при полёте в атмосфере.



сгорания из сопла (в системе координат, связанной с летат. аппаратом), а темп-ра — от темп-ры атмосферы до темп-ры продуктов сгорания. Так же плавно изменяются концентрации компонент внеш. среды и продуктов сгорания.

Толщина динамич. П. с. определяется критерием Рейнольдса (см. Рейнольдса число Re), к-рый характеризует соотношение между инерц. силами и силами внутр. трения. Чем больше Re , тем меньше толщина П. с. по сравнению с характерным размером тела. Обычно число Re намного превышает единицу, так что толщина П. с. δ мала по сравнению с размерами тела. Кроме того, при этом оказывается несуществен-

ным изменение давления поперёк П. с. В результате параметры жидкости или газа на внеш. границе П. с. могут быть определены так, как будто тело обтекается потоком идеальной (невязкой) жидкости. В более строгой постановке следует рассматривать обтекание идеальной жидкостью нек-рого эфф. тела, увеличенного на т. н. толщину вытеснения П. с. Это позволяет упростить методы расчёта трения и теплообмена между телом и обтекающей его жидкостью (газом). Для этого поток подразделяют на две части — область течения идеальной жидкости и тонкий П. с. у поверхности тела. Решая задачу об обтекании тела невязким потоком, находят распределение давления вдоль поверхности тела, а тем самым и давление в П. с. Течение внутри П. с. рассчитывается после этого с учётом вязкости, теплопроводности и диффузии, что позволяет определить силы поверхностного трения и коэф. тепло- и массообмена.

Соотношение между толщинами динамич. и теплового П. с. определяется Прандтля числом Pr , а соотношение между толщинами динамич. и концентрац. П. с. — Шмидта числом Sc . Для воды, воздуха и мн. др. непроницающих жидкостей и газов числа Pr и Sc близки к 1, вследствие чего толщины динамич., теплового и концентрац. П. с. близки между собой.

Наличие вынужденного течения жидкости или газа не является обязательным для образования П. с. у поверхности тела. Примером является П. с., образующийся у поверхности погружённого в жидкость тела или у стенок сосуда с жидкостью в случае свободной конвекции, возникающей при наличии разности темп-р жидкости и твёрдой стенки (рис. 3). В этом случае толщина П. с. определяется Грасгофа числом Gr .

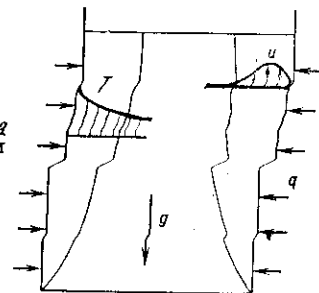


Рис. 3. Пограничный слой на стенках сосуда с жидкостью при подводе тепла сбоку.

Характер течения жидкости внутри П. с. показывает, что при достаточно больших размерах тела (а точнее, при достаточно больших числах Re или Gr , рассчитываемых по длине тела) существуют два режима течения — ламинарное и турбулентное.

Ламинарный П. с. В нач. части П. с. течение является ламинарным, упорядоченным. Отд. частицы жидкости движутся по плавным траекториям, не пересекаясь и не перемешиваясь друг с другом. Форма этих траекторий близка к форме обтекаемого тела.

Дифференц. ур-ния течения вязкого теплопроводного однородного газа в ламинарном П. с. у поверхности тела произвольной формы могут быть получены из Навье — Стокса уравнений, отбрасыванием членов, к-рые несущественны при достаточно больших числах Рейнольдса, когда толщина П. с. мала по сравнению с размерами тела. Основы такого подхода были заложены Л. Прандтлем (L. Prandtl) в 1904. В случае стационарного двумерного течения эти упрощённые ур-ния Навье — Стокса, известные как ур-ния П. с., или ур-ния Прандтля, представляют собой нелинейные дифференц. ур-ния параболич. типа и имеют вид: ур-ние сохранения количества движения

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right); \quad (1)$$

ур-ние сохранения энергии

$$\rho u c_p \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v c_p \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + u \frac{dp}{dx} + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2; \quad (2)$$