

Если скорость ветра измеряется на открытой местности, то в условиях плотной городской застройки изменение скорости ветра по высоте, в зависимости от типа местности может быть определено по формуле [1]

$$U(h) = U_0 \left(\frac{\delta_{п.с.}}{h_0} \right)^{n_0} \left(\frac{h}{\delta_{п.с.}} \right)^n, \quad (1)$$

где U_0 – скорость ветра на высоте h_0 ; h_0 – высота флюгера метеостанции; n – показатель степени, зависящий от типа местности, для которой рассчитывается скорость $U(h)$; n_0 – показатель степени, зависящий от типа местности, на которой расположен флюгер метеостанции; $\delta_{п.с.}$ – толщина пограничного слоя. Показатель степени n_0 и толщина пограничного слоя $\delta_{п.с.}$ принимаются для местности, на которой зафиксирована скорость ветра U_0 .

В результате проведенных экспериментальных исследований установлено, что коэффициент теплоотдачи на наружной стеновой поверхности при натекании воздушного потока зависит от пульсационной составляющей скорости ветра. Область градиентного течения имеет ограниченную протяженность и слабо изменяется при изменении скорости ветра [2].

Учитывая плоский характер течения воздуха в приземном слое (параллельность вектора $U(h)$) рассмотрим турбулентное течение вязкой жидкости в двухмерной постановке.

Ориентируем систему координат следующим образом. Ось x направлена вдоль вектора скорости ветра (перпендикулярно поверхности сооружения). Ось y ориентирована горизонтально земной поверхности (параллельно поверхности сооружения), ось h – вертикально.

Для двухмерного течения (в вертикальной плоскости) вязкой турбулентной жидкости уравнение сохранения импульса имеет вид [3]

$$U \cdot \frac{\partial U}{\partial x} + V \cdot \frac{\partial U}{\partial h} = \nu \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial h^2} - \frac{\partial}{\partial h} (\overline{U' \cdot V'}) \quad (2)$$

уравнение сплошности

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial h} = 0, \quad (3)$$

где U , V – продольная и поперечная составляющие скорости соответственно; U' , V' – продольная и поперечная пульсационные составляющие скорости соответственно.

После подстановки выражения (2) в (3) и преобразования получим

$$\nu \frac{\partial^2 U}{\partial h^2} + (U - V) \cdot \frac{\partial U}{\partial h} = \frac{\partial}{\partial h} (\overline{U' \cdot V'}). \quad (4)$$

Тогда, учитывая, что $V=0$ и $\mu=\rho \cdot \nu$, уравнение (4) примет следующий вид

$$v \frac{\partial^2 U}{\partial h^2} - U \cdot \frac{\partial U}{\partial h} = \frac{\partial}{\partial h} (\overline{U' \cdot V'}) \quad (4)$$

По определению $(\overline{U' \cdot V'}) = \frac{\tau_T}{\rho}$, $V=0$ (согласно основным положений механики атмосферы $V \ll U$ при наличии даже небольшого ветра) $V \cdot \frac{\partial U}{\partial h}$ можно пренебречь. В этом случае, учитывая, что $\mu = \rho \cdot v = \text{const}$ уравнение (4) может быть записано в виде линейного дифференциального уравнения с постоянным коэффициентом

$$\mu \frac{d^2 U}{dh^2} + \rho \cdot U \cdot \frac{dU}{dh} = \frac{\partial \tau_T}{\partial h} \quad (5)$$

Для принятого в работе степенного закона изменения профиля скорости по высоте (1) при $n_0 = n$, производные равны

$$\begin{aligned} \frac{dU}{dh} &= U_0 \cdot \frac{n}{h_0} \cdot h^{n-1}; \\ \frac{d^2 U}{dh^2} &= U_0 \cdot \frac{n(n-1)}{h_0^2} \cdot h^{n-2}. \end{aligned}$$

Подставив их в уравнение (5), получим дифференциальное уравнение, описывающее изменение турбулентных касательных напряжений по высоте воздушного потока

$$\mu \cdot \frac{U_0}{h_0^n} \cdot n \cdot (n-1) \cdot h^{n-2} + \rho \frac{U_0^2}{h_0^{2n}} \cdot n \cdot h^{n-1} = \frac{d\tau_T}{dh};$$

Обозначив $A = \mu \cdot n \cdot (n-1) \cdot \frac{U_0}{h_0^n}$, $B = \rho \frac{U_0^2}{h_0^{2n}} \cdot n$, получим уравнение

$$d\tau_T = A \cdot h^{n-2} dh + B \cdot h^{n-1} dh$$

или после интегрирования от $h=0$ до h имеем

$$\tau_T = A \cdot \frac{h^{n-1}}{n-1} + B \frac{h^n}{n} \quad (6)$$

Механика турбулентности приземного слоя [3] трактует формирующуюся турбулентность в приземном слое как практически изотропную, т.е. такую, при которой $U' = V'$. В этом случае τ_T можно представить как

$$\tau_T = \rho \cdot (U')^2$$

Используя выражение (6) получим

$$\rho \cdot (U')^2 = A \cdot \frac{h^{n-1}}{n-1} + B \cdot \frac{h^n}{n}. \quad (7)$$

Выполнив простые преобразования, продольную пульсационную составляющую скорости ветра с учетом $\mu = v \cdot \rho$ можно представить в следующем виде

$$U' = \sqrt{v \cdot n \cdot (n-1) \frac{U_0}{h_0^n} \cdot h^{n-1} + \frac{U_0^2}{h_0^{2n}} \cdot h^n}. \quad (8)$$

Значение показателя n для малоэтажной застройки равно 0,33, для внутригородской застройки $n = 0,25$ [1]. В этом случае для $n = 0,33$, $v = 13,75 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ данное выражение (8) можно записать как

$$U' = 0,3 \cdot U_0 \left(\frac{h}{h_0} \right)^n. \quad (8)$$

Таким образом, значение пульсационной составляющей скорости является функцией изменения скорости в приземном слое и может быть получено аналитическим путем при условии двумерности потока.

Схема формирования области отрыва воздушного потока на боковой стенке здания приведена на рис. 1. Для определения условий теплообмена на поверхности в области отрыва потока ВС и за ней необходимо вычислить ее высоту $h_{\text{отр}}$, а также положение $Y_{\text{отр}}$ на поверхности ВС при натекании ветрового потока на поверхность АВ под углом $\varphi = 90^\circ$. При этом приняты следующие допущения:

- воздушный поток, натекающий на здание, квазипотенциальный;
- область понижения давления $\bar{P}(\bar{x})$ на поверхности АВ имеет ограниченный размер, вне этого участка значение $\bar{P}(\bar{x}) = \text{const}$;

- на некотором удалении от боковых стен здания (выше линии ВDC, разделяющей воздушный поток и область отрыва, далее граничной линии) поток рассматривается как невозмущенный, струйки потока имеют скорость U_0 и движутся прямолинейно, являясь частью основного потока натекающего на здание.

Для определения высоты области отрыва $h_{\text{отр}}$ используется закон сохранения импульса. В зоне, примыкающей к углу здания, создаваемого стенами АВ и ВС (рис. 1), сечениями 0-0 выделяется область невозмущенного воздушного потока, в котором он имеет скорость $U_0 = \text{const}$, 1-1, через сечение 2-В, в выделенную область притекает поток, развернувшийся у наветренной стороны АВ, и 0-1, в котором протекает струйка невозмущенного потока со скоростью U_0 .

Через каждое из выделенных сечений протекает расход G_i , несущий импульс I_i :

- в сечении 0-2 – G_0 и I_0 ;
- в сечении 1-1 – G_1 и I_1 ;
- в сечении 2-В – G_2 и I_2 ;

- в сечении 0-1 – G' и I' .

Принято, что толщина рассматриваемого слоя воздушного потока равна 1 метру. Закон сохранения импульсов для выделенной области 0-1-1-B-2-0 может быть представлен в виде

$$I_0 + I' + I_2 - I_1 = P_{cp1} \cdot F_1, \quad (9)$$

где P_{cp1} – среднее давление в сечении 1-1; F_1 – площадь сечения 1-1.

Расход воздуха для выбранных сечений длиной l_1 и при значении проходной площади $F_1 = l_1 \cdot 1 \text{ м}^2$ составит

$$G_0 = \rho \cdot U_0 \cdot H_0$$

Так как скорость U' перпендикулярна вектору U_0 $G' = 0$, тогда $U' = 0$. Следовательно

$$G_1 = \rho \cdot U_{cp1} \cdot (H_0 - h_{отр})$$

$$G_2 = \rho \cdot U_{cp2} \cdot l_{(2-B)}$$

Для квазипотенциального потока модуль вектора скорости в точке В (толщиной пограничного слоя пренебрегаем) равен U_0 . Проекция скорости U_y в точке В (сечение (2-В)) может быть представлена как

$$\bar{U}_y = \frac{U_y}{U_0} = \sqrt{\bar{P}(x_0)}.$$

В этом случае угол отклонения вектора скорости от плоскости ВС в точке В определится как

$$\theta = \arccos \frac{U_y}{U_0} = \arccos \bar{U}_y.$$

Согласно [4, 5] составляющая \bar{U}_x (сечение 0-2) вектора скорости равна $\bar{U}_x = \bar{U}_0 \cdot \sin \theta_B$ при $\bar{U}_0 = 1,0$.

Составляющая \bar{U}_x для области влияния здания на ветровой поток (в сечении 2-В) изменяется от $\bar{U}_x = 0$ при невозмущенном потоке до \bar{U}_{xB} . Вблизи угловой точки В значение $\bar{U}_{xB} = \sin \theta_B$.

Учитывая, что импульс потока $I = G \cdot U$, согласно закону сохранения массы в виде $U_{cp2} \cdot l_{B-2} = U_0 \cdot l$ уравнение (1) может быть преобразовано к виду

$$H_0 + \bar{U}_{cp2} \cdot l - \bar{U}_{cp1}^2 (H_0 - \delta) = \frac{1}{2} \cdot \bar{P}_{cp1} \cdot (H_0 - h_{отр}), \quad (10)$$

где

$$\frac{U_{cp1}}{U_0} = \bar{U}_{cp1}, \quad \frac{U_{cp2}}{U_0} = \bar{U}_{cp2}, \quad \frac{P_{cp1}}{\rho \cdot U_0^2} = \bar{P}_{cp1}.$$

Значение высоты области отрыва $h_{отр}$ после решения уравнения (10) имеет вид

$$h_{отр} = H_0 \cdot \left[1 \cdot \frac{1 + \bar{U}_{cp2} \cdot \frac{1}{H_0}}{\bar{U}_{cp1} + \frac{1}{2} \cdot \bar{P}_{cp1}} \right]. \quad (11)$$

Для определения значения $h_{отр}$ необходимо задать величины \bar{U}_{cp1} , \bar{U}_{cp2} , \bar{P}_{cp1} , H_0 и отношение $\frac{l}{H_0}$, где l – длина области градиентного течения (отсчитывается от угла здания).

На основе измерения воздушного потока при обтекании стен и измерения скорости потока анемометром отношение $\frac{l}{H_0}$ может быть принято равным $\frac{l}{H_0} \approx 0,5$, а размер $l \approx 4,5 \dots 5,0$ м.

Проекция U_x вектора скорости воздушного потока, протекающего через сечение 2-В, изменяется от нулевого значения в невозмущенном потоке до $\bar{U}_{xB} = \sin \theta_B$ вблизи угла. Приняв линейный характер изменения $\bar{U}(x)$ вдоль линий $l_{2-В}$, среднее значение относительной скорости \bar{U}_{cp2} примет вид

$$\bar{U}_{cp2} = \bar{U}(x)_{cp} = 0,5 \cdot \sin \theta_B.$$

Для определения \bar{U}_{cp1} и \bar{P}_{cp} в сечении 1-1, проходящем через область отрыва, целесообразно использовать законы сохранения массы и сохранения энергии.

Поскольку внутри области отрыва циркулирующая масса практически постоянна, линию тока ВДС можно рассматривать как линию нулевого расхода. Тогда учитывая закон сохранения массы как $G_0 = G_1$, величину скорости \bar{U}_{cp1} после преобразования можно представить как

$$\bar{U}_{cp1} = \frac{H_0 + 1}{H_0 - h_{отр}}.$$

Анализ течения воздуха в сечении 1-1 над областью отрыва и внутри ее позволяет принять следующее допущение:

- в сечении 1-1 (рис. 1) поток достигает наибольшего удаления от стены, равного $h_{отр}$; при этом вектор скорости будет параллелен поверхности стены. Так как внутри области отрыва ВСДВ движение среды поддерживается за счет турбулентного трения,

то его скорость невелика, а давление по высоте $h_{отр}$ в сечении D-1 можно принять постоянным;

- изменение давления в сечении 1-1 происходит в области активного потока, начиная от точки D до внешней границы 1-1; давление P в точке 1 на поверхности ВС практически равно давлению P_D . Избыточное давление P_{1-1} изменяется в активном потоке от давления P_D в точке D до нулевого на внешней границе;

- давление \bar{P}_{1-1} в сечении 1-1 согласно [4, 5] равняется динамическому напору ветрового потока. Приняв линейный закон изменения избыточного давления $\bar{P}(x)$ на участке $(H_0 - h_{отр})$ среднее значение давления будет равно

$$\bar{P}_{ср1} = 0,5 \cdot \bar{P}_D.$$

Используя принятые соотношения и законы сохранения энергии, импульса и массы, преобразуем (3) к виду

$$\frac{h_{отр}}{H_0} = 1 \cdot \frac{1 + 0,5 \cdot \sin(\theta_B \cdot 0,5)}{\left(\frac{H_0 + 1}{H_0 - h_{отр}}\right) + 0,25 \cdot \bar{P}_D}. \quad (12)$$

Для угловой точки направление В вектора потока составляет $\theta_B = 45^0$ и давление $\bar{P}_D = -1,0$. При заданных значениях $\frac{1}{H_0}$ решение уравнения (5) позволяет получить величину $\frac{h_{отр}}{H_0} = 0,434$. Это значит, что при значении $l = 4,5$ м величина $H_0 = 9$ м и $h_{отр} = 3,91$ м. Скорость потока на границе области отрыва в точке D по условию сохранения энергии для струйки при значении давления в точке В, равном барометрическому, и $\bar{P}_D = -1,0$ определяется как

$$\bar{U}_{отр}^D = \frac{U_{отр}^D}{U_0} = 1,41. \quad (13)$$

Найденные значения U' , $h_{отр}$ и $\bar{U}_{отр}$ при известном значении скорости ветра U_0 позволяют определить локальные значения коэффициента теплообмена в области торможения и отрыва.

Предложенный на основе исследования структуры воздушного потока, обтекающего здание методический подход, позволяет в зависимости от параметров потока (скорости, угла натекания, теплофизических характеристик) проводить оценку теплового состояния ограждающих конструкций здания.

Литература

1. Реттер Э.И. Архитектурно-строительная аэродинамика / Э.И. Реттер. – М.: Стройиздат, 1984. – 294 с.

2. Орлова Н.А. Влияние внешних возмущений на тепловые режимы зданий: автореферат дисертації на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук / Н.А. Орлова. – Харьков: ИП Маш им. А.Н. Подгорного. НАН Украины, 2008. – 20 с.
3. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Г. Шлихтинг.– М.: Наука, 1974.– 712 с.
4. Eaton J.K. A Review of Research on Subsonic Turbulent Flow Reattachment / J.K. Eaton, J.P. Johnston // AIAA Journal. – 1981. – Vol. 19, No. 9. – PP. 1093–1100.
5. Terekhov V.I. Heat transfer in turbulent separated flows in the presence of high free-stream turbulence / V.I. Terekhov, N.I. Yarygina, R.F. Zhdanov // Int. J. Heat Mass Transfer. – 2003. – Vol. 46, No. 23. – PP. 4535–4551.

Bibliography (transliterated)

1. Retter E.I. Arhitekturno-stroitel'naya aerodinamika. E.I. Retter. – M.: Stroyizdat, 1984. – 294 p.
2. Orlova N.A. Vliyanie vneshnih vozmuscheniy na teplovyie rezhimy zdaniy: avtoreferat disertatsiyi na zdobuttya naukovogo stupenya kandidata tehnicnih nauk. N.A. Orlova. – Harkov: IP Mash im. A.N. Podgornogo. NAN Ukrainyi, 2008. – 20 p.
3. Shlihting G. Teoriya pogranichnogo sloya. G. Shlihting.– M.: Nauka, 1974.– 712 p.
4. Eaton J.K. A Review of Research on Subsonic Turbulent Flow Reattachment. J.K. Eaton, J.P. Johnston. AIAA Journal. – 1981. – Vol. 19, No. 9. – PP. 1093–1100.
5. Terekhov V.I. Heat transfer in turbulent separated flows in the presence of high free-stream turbulence. V.I. Terekhov, N.I. Yarygina, R.F. Zhdanov. Int. J. Heat Mass Transfer. – 2003. – Vol. 46, No. 23. – PP. 4535–4551.

УДК 536.24: 697.1

Маляренко В.А., Орлова Н.О.

**ІНТЕНСИВНІСТЬ ЗОВНІШНЬОГО ПОВІТРЯНОГО ПОТОКУ
ЯК ВИЗНАЧАЛЬНИЙ ФАКТОР ФОРМУВАННЯ ГРАНИЧНИХ УМОВ
ТЕПЛООБМІНУ НА ПОВЕРХНЯХ БУДИНКІВ**

Розглянуто вплив зовнішнього повітряного потоку на граничні умови теплообміну. Визначаються характеристики в області гальмування і відриву повітряного потоку. На основі досліджень повітряного потоку в областях гальмування і відриву розглянуті основні чинники при визначенні теплопереносу на поверхні будівель.

Malyarenko V.A., Orlova N.A.

**INTENSITY OF THE EXTERNAL AIR STREAM AS A DETERMINING FACTOR
IN THE FORMATION OF THE HEAT EXCHANGE BOUNDARY CONDITIONS ON
SURFACE BUILDINGS**

The influence of the external air stream on the heat transfer boundary conditions. Identify the characteristics of braking and the separation of air flow. Based on research in the areas of air flow separation and braking are considered key factors in determining the heat transfer on the surface buildings.