Интегральные характеристики термогравитационной конвекции в воздушной прослойке навесных вентилируемых фасадов

Инженер Д.В. Немова*,
ФГБОУ ВПО Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

Ключевые слова: навесные вентилируемые фасады; вентилируемый канал; гидравлически оптимальный; энергосбережение; наружные ограждающие конструкции; свободноконвективное течение

Навесной вентилируемый фасад (НВФ) включает вертикальную щель шириной h и высотой L, которая имеет свободный проход для воздуха снизу и сверху (рис. 1), служит для вентилирования щелевого зазора между «горячей» плоскостью фасада y = 0 и «холодной» плоскостью y=h экрана. Такое вентилирование, во-первых, обеспечивает понижение влажности воздуха в зазоре и подсушивание плоскости фасада, во-вторых, в условиях свободной конвекции воздуха минимизирует потери теплоты от фасадной плоскости за счет образования настильного факела (тепловой завесы). Естественно, для создания энергосберегающей конструкции ограждения применение свободной конвекции воздуха предпочтительнее принудительной в силу двух причин: отсутствия затрат энергии на привод насоса (вентилятора) и минимальной теплоотдачи от фасада к настильному факелу свободноконвективного течения (СКТ) на горячей грани по сравнению с теплоотдачей при вынужденной конвекции.

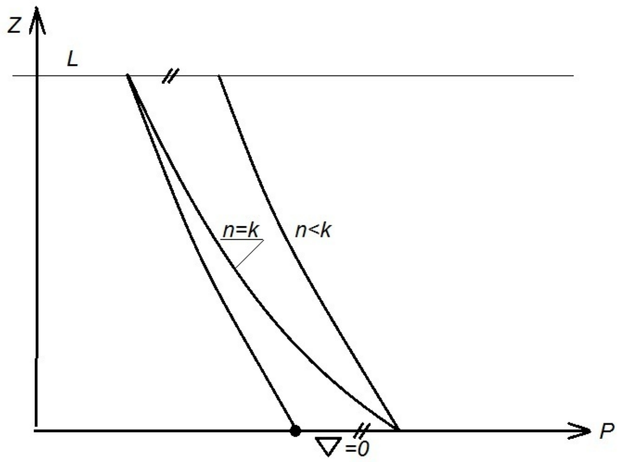

Рисунок 1. Схема вентилируемого вертикального щелевого канала

Хотя гидродинамике свободноконвективного течения в вертикальной щели посвящено много работ [1-15], гидравлика свободноконвективного течения не разработана в полноте, достаточной для проведения проектных и поверочных расчетов течения. В частности, существуют следующие пробелы.

1. Неизвестно распределение давления по высоте щели. Задача состоит в следующем. Пусть гидростатическое распределение давления по высоте щели известно. Оно задается одной из барометрических формул, например, условием адиабатного равновесия. В условиях свободноконвективного течения давление на выходе из канала должно совпадать с барометрическим давлением на отметке z = L. Но при n < k, т.е. в условиях СКТ, $\pi_n > \pi_k$ и давление на выходе из канала больше, чем по барометрической формуле. Получаем парадоксальный результат: тяга отрицательна, течения нет. Мотивировать существование тяги наличием динамической составляющей давления некорректно ввиду малости $\frac{\rho v^2}{2}$ (порядка 10 Па или 1 мм в.с.).

2. Неизвестна связь интенсивности теплообмена с интегральными характеристиками течения. Точнее, существующие расчетные зависимости для определения интенсивности теплообмена связывают числа Стэнтона и Рэлея [1], [3]. При этом влияние средней скорости или средней массовой скорости, т.е. величин, характеризующих эффективность работы НВФ, на интенсивность теплообмена в явном виде отсутствует. В работах [16 – 18] и, особенно, в работе [18] предложено использовать для низкорейнольдсовых СКТ аналогию $Ra \cong Pe^2$, где Ra и Pe – числа подобия Рэлея и Пекле. Тогда удается, по меньшей мере, оценить эффективные характеристики СКТ, такие как α, λ, ζ и т.п., и интенсивность теплообмена.

Указанные пробелы восполняют исследования [16–18], решения которых развивает и уточняет настоящая статья.

1. Исходные уравнения (постановка задачи). Напорная и пьезометрическая линии СКТ в щели постоянной ширины h. Исходными уравнениями служат уравнения гидравлики, записанные в дифференциальной форме [19]:

- уравнение равновесия адиабатного столба воздуха:

$$\left(\frac{dp}{\rho}\right)_k + gdz = 0, \tag{1}$$

где индекс k означает, что «функция давления» (пьезометрический напор) $d\text{P} := \frac{dp}{\rho}$ вычисляется для адиабатного условия баротропности;

- уравнение Бернулли в дифференциальной форме:

$$\left(\frac{dp}{\rho}\right)_n + gdz + d\left(\frac{v^2}{2\varphi^2}\right) = 0, \tag{2}$$

где индекс n означает, что «функция давления» (пьезометрический напор) $d\text{P} := \frac{dp}{\rho}$ вычисляется для адиабатного условия баротропности; φ – коэффициент скорости;

- уравнение энергии, записанное в виде дифференциального уравнения первого начала термодинамики:

$$(di)_n + gdz + d\left(\frac{\alpha v^2}{2}\right) = d' q_e, \tag{3}$$

где $(di)_n := C_p (dT)_n$ – элементарное изменение энтальпии в политропном движении; $d' q_e := C(dT)_n$ – элементарное количество теплоты, подводимое к столбу воздуха высоты dz извне (за счет теплоотдачи от горячей плоскости); $C = C_p \frac{n-k}{k(n-1)}$ – теплоемкость процесса;

- уравнение неразрывности в интегральной форме:

$$\dot{m} = \rho v h = const \tag{4}$$

или в виде дифференциального равенства:

$$d\ln\rho + d\ln v + d\ln h = 0. \tag{4$_1$}$$

В частности, для щели постоянной ширины h:

$$d\ln\rho + d\ln v = 0. \tag{4$_2$}$$

- характеристическое уравнение Клапейрона:

$$p = R\rho T\ . \qquad (5)$$

Система уравнений (2)–(5) содержит ровно 4 фундаментальные неизвестные: гидродинамическое (термодинамическое) давление p, температуру T, плотность ρ, среднюю скорость течения v. Если коэффициент скорости φ и корректив α известны, то система (2)–(5) замкнута. При v << c_h, $c_h = \sqrt{kRT_h}$ система уравнений (2) – (5) однозначно разрешима [19]. Уравнение равновесия (1) связывает распределение давления по вертикальной координате z:

$$\pi = \left(1 - \frac{k-1}{k} Z\right)^{\frac{k}{k-1}}, \qquad (6)$$

где $\pi := \frac{p}{p_0}, Z := \frac{gz}{RT_0}, \pi \le 1, Z \le \Lambda = \frac{gL}{RT_0}$ и индексом 0 отмечены гидродинамические параметры воздуха на нулевой отметке z=0.

Из уравнения (2) следует, что $\left(\frac{dp}{\rho}\right)_n \le \left(\frac{dp}{\rho}\right)_k, n \le k$. Иначе говоря, техническая работа политропного расширения воздуха в вертикальной щели не меньше адиабатной технической работы: $l_n \ge l_k, n \le k$. На рис. 2 показаны «фазовые траектории» потока на плоскости переменных $\omega := \frac{\rho_0}{\rho}, \pi$. Как видно, площадь, отвечающая технической работе адиабатного расширения (равновесие), не превосходит площади, отвечающей технической работе при политропном расширении. Площадь криволинейного треугольника kna (профицит технической работы) отвечает кинетической энергии столба воздуха, обусловленной подводом теплоты от «горячей» плоскости y=0 (рис. 1).

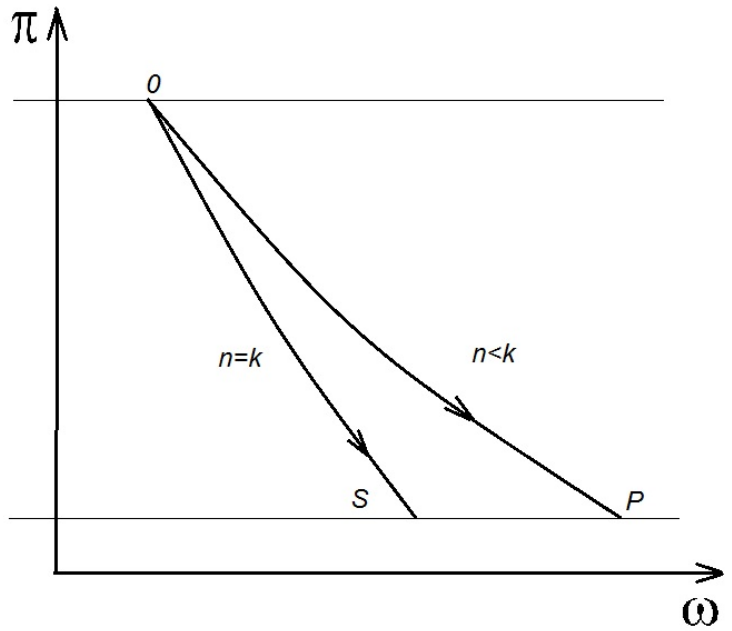

Рисунок 2. Траектории СКТ на плоскости переменных ω, π

2. Линия давления для СКТ в вертикальном канале. По определению,

$$gdH = \frac{dp}{\rho} + gdz.$$

Пусть значение напора на нулевой отметке H_0=0. Тогда в условиях адиабатного равновесия в любом сечении канала H=0. Действительно, тогда $gH = gz - RT_0 \frac{k}{k-1}\left(1 - \pi^{\frac{k-1}{k}}\right)$, и остается применить тождество (6).

Итак, H=0, статический напор постоянен по высоте щели. Пьезометрическая линия – вертикальная прямая, проходящая через начало координат. Таким образом, при адиабатном равновесии:

$$\pi = \left(1 - \frac{k-1}{k} Z\right)^{\frac{k}{k-1}} := \pi_k(Z).$$

При произвольном политропном равновесии точно так же:

$$\pi_n(Z) = \left(1 - \frac{n-1}{n} Z\right)^{\frac{n}{n-1}}.$$

Справедливо следующее утверждение: пусть n<k, тогда выполняется неравенство:

$$\pi_n(Z) \geq \pi_k(Z),\ \forall Z \in [0, \Lambda].$$

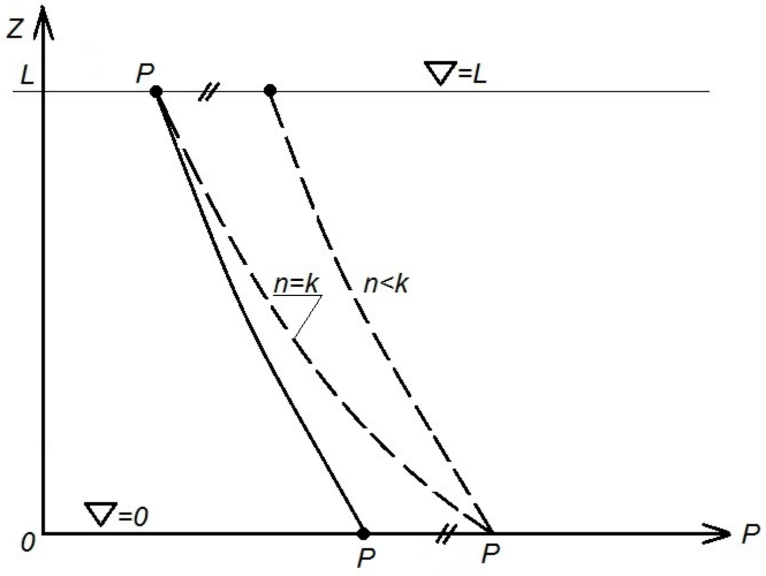

Рисунок 3. Линия давления для СКТ в вертикальном щелевом канале

Доказательство очевидно, что также показано на рис. 3: линия давления, отвечающая n < k, проходит правее линии давления в условиях адиабатного равновесия. Поэтому $\pi_n(\Lambda) > \pi_k(\Lambda)$, и в выходном сечении канала давление больше равновесного значения. Это условие невозможно при истечении под уровень. Разница

$$\pi_n(\Lambda) - \pi_k(\Lambda) \doteq \frac{\Lambda^2}{2} \frac{k-n}{nk}$$

есть величина порядка скоростного напора в долях RT_0, см [16], что позволяет утверждать следующее.

Пусть плотность воздуха на входе в канал равна ρ_c, плотность воздуха в щели равна ρ_h, $\rho_h < \rho_c$. Из условия неразрывности (4_2) следует, что средняя массовая скорость w: = ρv = const по длине потока в канале постоянного сечения. Условие постоянства полного давления для близких сечений c-c, h-h приводит к тождеству:

$$p_c - p_h := \Delta p = \frac{w^2}{2}\left(\frac{1}{\rho_h} - \frac{1}{\rho_c}\right),$$

причем это падение статического давления пропорционально разнице давлений на выходе из канала $\pi_n(\Lambda)$-$\pi_k(\Lambda)$, если отождествить давление p_0 на отметке Z=0 с давлением «холодного воздуха» p_c: $p_0 = p_c$. Или, в относительных величинах:

$$1 - \pi_h = E\left(\frac{1}{\pi_h}\frac{T_h}{T_c} - 1\right), \quad (7)$$

где $E := \dfrac{w^2}{2p_c\rho_c}$ – число Эйлера, причем в условиях СКТ E << 1, т.е. величина π_h мало отличается от 1. Выражение (7) можно интерпретировать как уравнение для определения π_h. Стало быть, с учетом сказанного, действительное распределение давления по высоте канала имеет вид:

$$\overline{\pi}_n(Z) = \pi_n(Z) - \pi_n(\Lambda) + \pi_k(\Lambda). \quad (8)$$

Отсюда очевидно следующее.

1. Распределение давления по высоте (по длине) канала $\overline{\pi}_n = \overline{\pi}_n(Z)$ – положительная монотонно убывающая функция координаты Z.

2. $\pi_n(Z) > \pi_k(Z) \ge \overline{\pi}_n(Z), \forall Z \in [0, \Lambda], n < k$.

3. $\overline{\pi_n}(\Lambda) = \pi_k(\Lambda)$, и, таким образом, действительная линия давления проходит левее линии давления адиабатного равновесия и, тем более, левее линии давления политропного равновесия, причем в сечении Z = Λ давление в потоке совпадает с равновесным давлением, что и требовалось.

На рис. 3 показано распределение давления по длине потока в вертикальном канале. Штрихами обозначены линии давления в условиях равновесия, n и k политропного и адиабатного. Сплошная линия относится к случаю течения. Как в гидравлически длинной трубе, линия давления может быть отождествлена с линией энергии, причем погрешность такого отождествления – величина порядка $O(\Lambda^3)$.

3. Связь интенсивности теплоотдачи с показателем политропы n. В работах [20], [21] показано, что условие баротропности движения, т.е. существование гомеоморфизма p = p(ρ) равносильно решению уравнения энергии (3). По сути дела, замена дифференциального уравнения (3) (однолистной) функцией p=p(ρ) равносильна переходу от неголономной (непроинтегрированной) связи, записанной в виде (3), к связи голономной, задаваемой условием p = p(ρ). Для совершенного газа (с уравнением состояния (5)) условие баротропности имеет вид: $p = p_0\left(\dfrac{\rho}{\rho_0}\right)^n$ или $\pi = \omega^{-n}$. Можно доказать, что показатель политропы n явно определяет интенсивность передачи теплоты от горячей плоскости y = 0 (рис. 1).

Действительно, пусть элементарный контрольный объем dV в СКТ ограничен поверхностью dA_w, имеющей смоченный (обогреваемый) периметр χ и площадь поперечного сечения A. Тогда, по определению:

$$d'q_e := \frac{\dot{q}_n\, dA_w dt}{\rho V} = \frac{\alpha_h(T_h - T)\chi dz}{\rho Q} = \frac{\alpha_h(T_h - T)dz}{\rho v R_h}, \quad (8)$$

где R_h:=A/χ – гидравлический радиус канала (рис. 4). Для плоской щели R_h=h/2.

С другой стороны, этот же элемент теплоты можно подсчитать так:

$$d'q_e = C(dT)_n = C_p \frac{n-k}{k(n-1)}(dT)_n, \tag{9}$$

где $(dT)_n$ – изменение температуры воздуха при баротропном СКТ с показателем политропы n, см. уравнение (3). Сравнение правых частей выражений (8) и (9) приводит к тождеству: $\frac{n-k}{k(n-1)}\frac{dT}{dz} = 2S_h\frac{T_h-T}{h},\ S_h := \frac{\alpha_h}{\rho C_p v}$ – число Стэнтона. Значит:

$$\frac{d\ln(T_h-T)^{-1}}{d\bar{z}} = 2\frac{S_h k(n-1)}{n-k},\ \bar{z} := \frac{z}{h}. \tag{10}$$

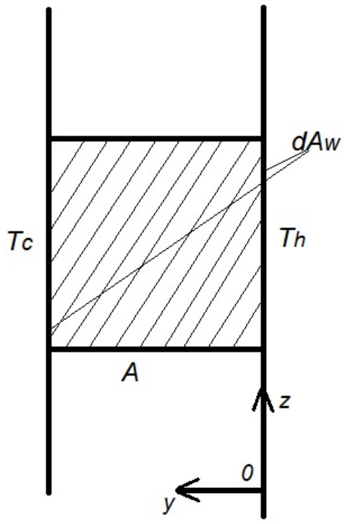

Рисунок 4. Элементарный контрольный объем

В политропном течении $T = T_0\pi^{\frac{n-1}{n}}$. Поэтому, в силу (10):

$$-\frac{gh}{RT_0}\frac{T_0}{T_h - T_0\pi^{\frac{n-1}{n}}} = \frac{2S_h nk}{n-k}. \tag{11}$$

Или, что то же:

$$S_h = \frac{k-n}{2nk}\frac{gh}{R}\frac{1}{T_h - T_0\pi^{\frac{n-1}{n}}}. \tag{11$_1$}$$

Остается применить (6) для распределения π(Z):

$$S_h = \frac{(k-n)gh}{2nkRT_h}\frac{1}{1-\frac{T_0}{T_h}\left(1-\frac{k-1}{k}Z\right)^{\frac{k(n-1)}{n(k-1)}}}. \tag{11$_2$}$$

Правильная дробь $\Psi := \frac{gh}{kRT_h}$ (отношение квадрата лагранжевой (волновой) скорости к квадрату скорости звука на горячей плоскости) масштабирует скорость; правильная дробь $\theta := \frac{T_0}{T_h}$ масштабирует температуру. Итак:

$$\frac{S_h}{\Psi} = \frac{k-n}{2n}\frac{1}{1-\theta\left(1-\frac{k-1}{k}Z\right)^{\frac{k(n-1)}{n(k-1)}}}. \tag{11$_3$}$$

При n = 1 (изотерма), в силу (11_3):

$$\frac{S_h}{\Psi} = \frac{k-1}{2}\frac{1}{1-\theta}. \tag{11$_4$}$$

Из формул ($11_{1\text{-}3}$) следует, что при $Z = \frac{k}{k-1}$ интенсивность передачи теплоты потоку воздуха в щели не зависит от отношения температур воздуха на входе в щель к температуре горячей грани y=0. Но, очевидно, такие значения вертикальной координаты недостижимы практически (десятки километров).

4. Стабилизация СКТ. СКТ в щели обусловлено мощностью архимедовой силы (плавучести), создаваемой разностью плотностей нагретого и холодного воздуха. Роль насоса, создающего объемную архимедову силу, играет тепловой поток на горячей грани y = 0 щели. В противоположность этому вынужденная конвекция создается перепадом напора на канале. Этот перепад связан, в том числе, и с введением в поток насосом механической мощности.

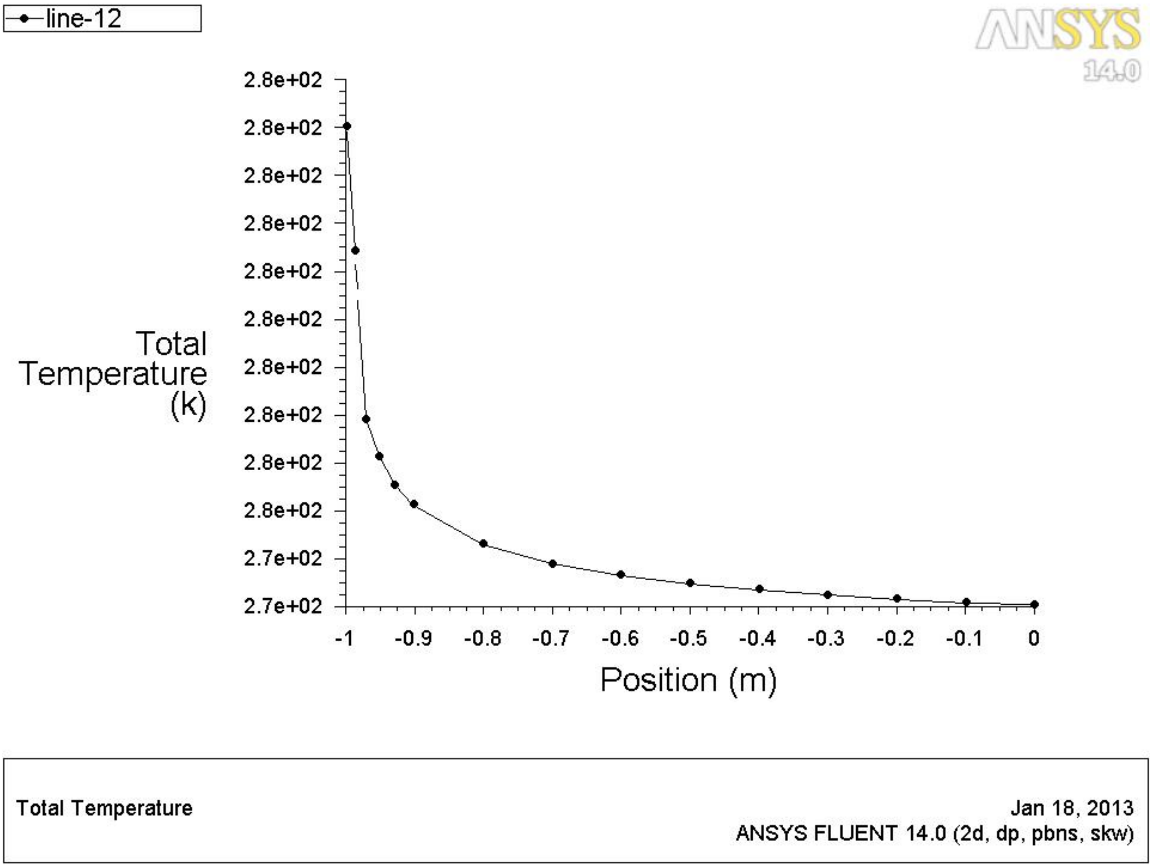

Рисунок 5. Поля скорости и температурного напора в вертикальном щелевом канале

Различие в источниках внешнего энергообмена – теплового в случае СКТ и механического при вынужденной конвекции – сказывается на формировании потока. При вынужденной конвекции, как правило, происходит увеличение α по длине канала в промежутке значений $1 \le \alpha \le \alpha_\infty$. В условиях СКТ в плоской щели схема течения такая. На горячей грани y=0 образуются пограничные слои (вязкий, подъемной силы, температурный, концентрационный (для влажности), рис. 5). В пограничных слоях происходит формирование восходящего течения горячего воздуха и вовлечение (прогрев) холодного воздуха за счет, соответственно, вязкости и теплопроводности. Вне пограничных слоев холодный воздух неподвижен. Эпюры скорости и перепада температуры имеют вид, представленный на рис. 5. Толщины этих слоев (δ) увеличиваются снизу вверх по координате z как величина $O\left(\frac{z}{Ra_z^m}\right), Ra_z := \sigma \frac{gz^3}{\nu^2}$, σ – число Прандтля, m – экспонента. При невысоких числах Рэлея $Ra_z < 10^8$, m = 1/4. Следовательно, толщины пограничных слоев возрастают как величины $O\left(z^{1-3m}\right)$ и постепенно заполняют сечение канала. При этом область ненулевых скоростей расширяется от нуля в сечении z = 0 до значений порядка ширины канала в достаточно длинных каналах. Следовательно, значение корректива кинетической энергии α по длине канала не возрастает.

Из равенств (1) и (3) следует:

$$C_p\left((dT)_n-(dT)_k\right)+d\frac{\alpha v^2}{2}=C_p\frac{n-k}{k(n-1)}(dT)_n. \qquad (12)$$

Интегрирование (12) приводит к такому выражению для изменения кинетической энергии в СКТ:

$$\Delta\left(\frac{\alpha v^2}{2}\right)=C_pT_0\left(\frac{k-n}{k(n-1)}+\pi^{\frac{n-1}{n}}\left(\pi^{\frac{k-n}{nk}}-\frac{n}{n-1}\frac{k-1}{k}\right)\right). \qquad (13)$$

Если в формуле (13) k = n, то $\Delta\left(\frac{\alpha v^2}{2}\right)=0$, и никакого изменения кинетической энергии потока в СКТ не происходит. Далее, если n<k, то $\Delta\left(\frac{\alpha v^2}{2}\right)>0$, т.е. подвод теплоты увеличивает кинетическую энергию потока.

Пусть n $\to$ 1. Тогда, в силу (13):

$$\Delta\left(\frac{\alpha v^2}{2}\right)\to C_pT_0\pi^{\frac{k-1}{k}}>0. \qquad (13_1)$$

При n $\to$ +0 справедливо асимптотическое равенство:

$$\Delta\left(\frac{\alpha v^2}{2}\right)\approx\frac{nk}{k-1}\pi^{-\frac{1}{n}}C_pT_0. \qquad (13_2)$$

Из формул (13) следует, что кинетическая энергия в СКТ возрастает при увеличении интенсивности теплообмена, т.е. при уменьшении n, см. (11_1), при любом значении n<k. Или, в силу (13):

$$\frac{v_0^2}{2}\left(\frac{\alpha}{\alpha_0}\pi^{-\frac{1}{n}}-1\right)=C_pT_0\left(\frac{k-n}{k(n-1)}+\pi^{\frac{n-1}{n}}\left(\pi^{\frac{k-n}{nk}}-\frac{n}{n-1}\frac{k-1}{k}\right)\right). \qquad (14)$$

Дробь $\varepsilon_0:=\frac{v_0^2}{2C_pT_0}$ безразмерна. Следовательно, в силу (14):

$$\frac{\alpha}{\alpha_0}=\pi^{\frac{1}{n}}\left(1+\frac{1}{\varepsilon_0}\left(\frac{k-n}{k(n-1)}+\pi^{\frac{n-1}{n}}\left(\pi^{\frac{k-n}{nk}}-\frac{n}{n-1}\frac{k-1}{k}\right)\right)\right). \qquad (14_1)$$

Как видно из (14_1), уменьшение n (увеличение интенсивности подвода теплоты от горячей стенки) уменьшает дробь α/α_0. Используя тождество (6), можно выразить частное α/α_0 как функцию от безразмерной вертикальной координаты Z.

Получается, что всегда $\Delta\left(\frac{\alpha v^2}{2}\right) \geq 0$. Пусть приращения кинетической энергии нет. Тогда левая часть этого неравенства достигает нижней грани. Значит,

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \left(\frac{v_0}{v}\right)^2 = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2 = \pi^{\frac{2}{n}}.$$

Итак, в общем случае

$$\pi^{\frac{2}{n}} \leq \frac{\alpha}{\alpha_0} \leq 1. \tag{15}$$

Неравенство (15) показывает, что диапазон изменения корректива кинетической энергии тем шире, чем, при прочих неизменных условиях, меньше показатель n. С учетом (6) неравенство (15) принимает вид:

$$\left(1 - \frac{k-1}{k} Z\right)^{\frac{2}{n}} \leq \frac{\alpha}{\alpha_0} \leq 1,$$

и для всей щели:

$$\left(1 - \frac{k-1}{k} \Lambda\right)^{\frac{2}{n}} \leq \frac{\alpha}{\alpha_0} \leq 1.$$

Очевидно, если в неравенстве (15) достигается верхняя грань (корректив не изменяется по высоте канала), то изменение кинетической энергии потока максимально. На нижней грани неравенства (15) изменения кинетической энергии потока нет [22–24]. Можно предположить, что в действительном СКТ изменение корректива кинетической энергии минимально: увеличение средней скорости за счет подогрева воздуха компенсируется уменьшением α по ходу потока. Формально: $\int_0^L \delta\left(\alpha v^2\right) dz = 0,\ \rho \quad = w = const$, δ – знак изометрической вариации.

Выводы

1. Статическое давление на входе и на выходе вертикальной щели в СКТ совпадает с давлением на отметках z = 0 и z = L соответственно в неподвижном воздухе. Для непрерывного изменения давления на концах щели необходимо, чтобы в выходном сечении щели отсутствовала передача теплоты от горячей грани y = 0 к потоку воздуха. Это возможно, если температура потока в выходном сечении щели равна T_h (температуре горячей грани в выходном сечении), либо если коэффициент теплоотдачи от горячей грани к потоку воздуха α_h в выходном сечении равнялся нулю.

2. Допущение о баротропности СКТ в вертикальной щели позволяет связать интенсивность теплоотдачи (число Стэнтона) с показателем политропы $n \leq k$. При этом интенсивность теплоотдачи возрастает при уменьшении показателя n от нуля при n = k до ∞ при n = 0. Одновременно с этим возрастает (от 0 до ∞) профицит технической работы, используемой для увеличения кинетической энергии потока.

3. Увеличение кинетической энергии потока в СКТ от входного сечения z = 0 до любого текущего сечения 0 < z < L минимально в том смысле, что увеличение средней скорости по ходу потока компенсируется уменьшением корректива кинетической энергии α. При этом, чем меньше n (больше теплоотдача), тем больше уменьшение корректива. Можно предположить, что в действительном СКТ изменение α таково, что, при заданных значениях n, h, L выполняется такое эвристическое условие: $\Delta\left(\frac{\alpha v^2}{2}\right) \to \min \geq 0$, определяющее интенсивность стабилизации течения.

Литература

1. Остроумов Г.С. Свободная конвекция в условиях внутренней задачи. М.-Л.: ГТТИ, 1952. 256 с.
2. Гершуни Г.С., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемых жидкостей. М.: Наука, 1972. 392 с.
3. Мартыненко О.Г., Соковишин Ю.А. Теплообмен смешанной конвекцией. Минск: Наука и техника, 1975. 266 с.
4. Соковишин Ю.А., Мартыненко О.Г. Введение в теорию свободно-конвективного теплообмена. Л.: Изд-во ЛГУ, 1981. 232 с.
5. Мартыненко О.Г., Соковишин Ю.А. Теория струй вязкой жидкости. Минск: Наука и техника, 1984. 216 с.
6. Петроченко М.В. Основы гидравлического расчета свободноконвективных течений в ограждающих строительных конструкциях: автореф. дисс. … канд. техн. наук. Санкт-Петербург, 2011.
7. Петриченко М.Р., Петроченко М.В. Гидравлика свободноконвективных течений в ограждающих конструкциях с воздушным зазором // Инженерно-строительный журнал. 2011. №8(26). С. 51-56.
8. Петриченко М.Р., Петроченко М.В. Достаточные условия существования свободноконвективного течения в вертикальном щелевом // Научно-технические ведомости СПбГПУ. 2012. №2-2(147). С. 276-281.
9. Страхович К.И. Гидро- и газодинамика. Л.: Изд-во ЛПИ, 1964. 132 с.
10. Страхович К.И. Гидро- и газодинамика. Избранные труды. Л-М.: Наука, 1980. 301 с.
11. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. М.: ИИЛ, 1951. 516 с.
12. Колешко С.Б., Чумаков Ю.С. Турбулентный свободноконвективный теплообмен на вертикальной поверхности со ступенчатым нагревом при инверсии теплового потока // Теплофизика высоких температур. 2010. Т. 48. №3. С. 419-423.
13. Volodina Yu.M., Chumakov Yu.S. Structure of a free-convective flow near a vertical surface with stepwise heating // Heat Transfer Research. 2008. Vol. 39. No. 6. Pp. 469-478.
14. Колешко С.Б., Чумаков Ю.С. Моделирование турбулентного теплообмена применительно к пристенному свободноконвективному течению // Теплофизика высоких температур. 2007. Т. 45. №3. С. 392-399.
15. Колешко С.Б., Лапин Ю.В., Чумаков Ю.С. Турбулентный пограничный свободноконвективный слой на вертикальной нагретой пластине. Закономерности температурного слоя // Теплофизика высоких температур. 2005. Т. 43. №3. С. 431-441.
16. Kuzmitskiy O.A., Nikolskaya S.B., Chumakov Yu.S. Spectral and correlation characteristics of velocity and temperature fluctuations in a free-convection boundary layer // Heat Transfer Research. 2002. Vol. 33. No.3-4. Pp. 144-147.
17. Fedotov A.V., Chumakov Y.S Multi-equation turbulence model for a free convection boundary layer // Heat Transfer Research. 2002. Vol. 33. No. 1-2. Pp. 22-27.
18. Chumakov Yu.S. Experimental study of the transition and developed turbulent flow regimes in free convection boundary layer near a vertical heated surface // Heat Transfer Research. 2001. Vol. 32. No.7-8. Pp. 424-428.
19. Чумаков Ю.С. Экспериментальное исследование переходного и турбулентного свободноконвектиного пограничного слоя на вертикальной нагретой поверхности: автореф. дисс. … докт. физ.-мат. наук. Санкт-Петербург, 2000.
20. Nikolskaya S.B., Chumakov Yu.S. Experimental investigation of pulsation motion in a free-convection boundary layer // High Temperature. 2000. T. 38. №2. C. 231-237.
21. Chumakov Yu.S. Tmperature and velocity distribution in a free-convection boundary layer on a vertical isothermal surface // High Temperature. 1999. T. 37. №5. C. 714-719.
22. Kishinami K., Saito H. Natural Convective Heat Transfer on a Vertical Plate with Discontinuous Surface Temperature. Effect of Heat Conduction in the Plate // Bulletin of JSME. 1986. Vol. 29. No. 253. P. 2145.
23. Roşca A., Ioan Pop. Flow and heat transfer over a vertical permeable stretching/shrinking sheet with a second order slip // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2013. Vol. 60. Pp. 355-364.
24. Greene G. Heat Transfer // Encyclopedia of Physical Science and Technology (Third Edition). San Diego: Academic Press, 2003. Pp. 279-292.

**Дарья Викторовна Немова, Санкт-Петербург, Россия*
Тел. моб.: +7(921)890-02-67; эл. почта: darya.nemova@gmail.com

doi: 10.5862/MCE.37.4

Integrated characteristics of thermogravitational convection in the air layer of ventilated facades

D.V. Nemova,
Saint-Petersburg State Polytechnical University, Saint-Petersburg, Russia
+7(921)890-02-67; e-mail: darya.nemova@gmail.com

Key words

ventilated facades; vertical ventilated channel; hydraulically optimum; energy saving; external envelopes; free-convective flow

Abstract

Ventilated facades solve at least two topical problems for civil engineering: it allows reducing the humidity (concentration of water vapor) on warmed wall surface and reducing heat losses from facade to the environment. The major factor in solving these problems is the air stream, washing the facade wall in the vertical direction. For the free-convective flow the width of the channel, providing the maximum consumption of the air is called optimum width of the ventilated channel.

The free-convective flow in a vertical slot gap of facade ventilated space will be stylized by a barotropic flow with an indicator of a polytrope of n, n < k proportional to intensity of a heat transfer between hot wall and air.

The motivation of a choice of the sizes of the vertical ventilated channel of ventilated facades in the conditions of the free-convective flow is given in the present article and it is based on using results of numerical experiments run on real ventilated designs.

References

1. Ostroumov G.S. *Svobodnaya konvektsiya v usloviyakh vnutrenney zadachi* [Free convection in the inner problem]. Moscow-Leningrad: GTTI, 1952. 256 p. (rus)
2. Gershuni G.S., Zhukhovitskiy Ye.M. *Konvektivnaya ustoychivost neszhimayemykh zhidkostey* [Convection stability of incompressible fluid]. Moscow: Nauka, 1972. 392 p. (rus)
3. Martynenko O.G., Sokovishin Yu.A. *Teploobmen smeshannoy konvektsiyey* [Mixed convection heat exchange]. Minsk: Nauka i tekhnika, 1975. 266 p. (rus)
4. Sokovishin Yu.A., Martynenko O.G. *Vvedeniye v teoriyu svobodno-konvektivnogo teploobmena* [Introduction to the theory of free-convective heat exchange]. Leningrad: Izd-vo LGU, 1981. 232 p. (rus)
5. Martynenko O.G., Sokovishin Yu.A. *Teoriya struy vyazkoy zhidkosti* [Theory of viscous fluid stream]. Minsk: Nauka i tekhnika, 1984. 216 p. (rus)
6. Petrochenko M.V. *Osnovy gidravlicheskogo rascheta svobodnokonvektivnykh techeniy v ograzhdayushchikh stroitelnykh konstruktsiyakh* [Foundations of hydraulic calculation of free-convective flows in wallings] Abstract of PhD thesis. Saint-Petersburg, 2011. (rus)
7. Petrichenko M.R., Petrochenko M.V. *Magazine of Civil Engineering*. 2011. No.8(26). Pp. 51–56. (rus)
8. Petrichenko M.R., Petrochenko M.V. *Nauchno-tekhnicheskiye vedomosti SPbGPU*. 2012. No.2–2(147). Pp. 286–281. (rus)
9. Strakhovich K.I. *Gidro-gazodinamika* [Hydraulic gas dynamics]. Leningrad: Izd-vo LPI, 1964. 132 p. (rus)
10. Strakhovich K.I., *Gidro-gazodinamika. Izbrannyye trudy* [Hydraulic gas dynamics]. Leninrad–Moscow: Nauka, 1980. 301 p. (rus)
11. Prandtl L. *Gidroaeromekhanika* [Fluid mechanics. Selected works]. Moscow: IIL, 1951. 516 p. (rus)
12. Koleshko S.B., Chumakov Yu.S. Turbulent natural-convection heat transfer on a vertical surface under stepwise heating with inversion of heat flux. *High Temperature*. 2010. Vol. 48. No.3. Pp. 397–401.
13. Volodina Yu.M., Chumakov Yu.S. Structure of a free-convective flow near a vertical surface with stepwise heating. Heat Transfer Research. 2008. Vol. 39. No.6. Pp. 469–478.
14. Koleshko S.B., Chumakov Yu.S. Simulation of turbulent heat transfer in application to natural-convection wall flow. *High Temperature*. 2007. Vol. 45. No.3. Pp. 347–354.

15. Koleshko S.B., Lapin Yu.V., Chumakov Yu.S. Turbulent free-convection boundary layer on a vertical heated plate regularities of temperature layer. *High Temperature*. 2005. Vol. 43. No.3. Pp. 429–440.

16. Kuzmitskii O.A., Nikolskaya S.B., Chumakov Yu.S. Spectral and correlation characteristics of velocity and temperature fluctuations in a free-convection boundary layer. *Heat Transfer Research*. 2002. Vol. 33. No.3–4. Pp. 144–147.

17. Fedotov A.V., Chumakov Yu.S Multi-equation turbulence model for a free convection boundary layer. *Heat Transfer Research*. 2002. Vol. 33. No.1-2. Pp. 22-27.

18. Chumakov Yu.S. Experimental study of the transition and developed turbulent flow regimes in free convection boundary layer near a vertical heated surface. *Heat Transfer Research*. 2001. Vol. 32. No.7–8. Pp. 424-428.

19. Chumakov Yu.S. Eksperimentalnoe issledovanie perekhodnogo i turbulentnogo svobodnokonvektinovgo pogranichnogo sloya na vertikalnoi nagretoi poverkhnosti [Experimental study of the transition and developed turbulent flow regimes in free convection boundary layer near a vertical heated surface] Abstract of PhD thesis. Saint-Petersburg, 2000. (rus)

20. Nikolskaya S.B., Chumakov Yu.S. Experimental investigation of pulsation motion in a free-convection boundary layer. *High Temperature*. 2000. Vol. 38. No.2. Pp. 231–237.

21. Chumakov Yu.S. Temperature and velocity distribution in a free-convection boundary layer on a vertical isothermal surface. *High Temperature*. 1999. Vol. 37. No.5. Pp. 714–719.

22. Kishinami K., Saito H. Natural Convective Heat Transfer on a Vertical Plate with Discontinuous Surface Temperature. Effect of Heat Conduction in the Plate. *Bulletin of JSME*. 1986. Vol. 29. No.253. p. 2145.

23. Alin V. Roşca, Ioan Pop. Flow and heat transfer over a vertical permeable stretching/shrinking sheet with a second order slip Original Research Article. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2013. Vol. 60. Pp. 355–364.

24. Greene G. Heat Transfer. *Encyclopedia of Physical Science and Technology (Third Edition)*. San Diego: Academic Press, 2003. Pp. 279–292.

Full text of this article in Russian: pp. 25–34