

Член-корреспондент АН СССР З. Ф. ЧУХАНОВ

### ОБЩИЙ ПРИНЦИП ИНТЕНСИФИКАЦИИ КОНВЕКТИВНОГО ПОДВОДА ТЕПЛА И ВЕЩЕСТВА

В исследовании <sup>(1)</sup> эффективности различных гидродинамических режимов мы сформулировали первое положение общего принципа интенсификации гетерогенного процесса типа конвективного подвода тепла и вещества. Это первое положение говорит о том, что для эффективной интенсификации теплообмена наивыгоднейшим гидродинамическим режимом является турбулентный режим.

Рассмотрим условия перехода ламинарного режима течения газа в турбулентный и ламинарного теплообмена — в „турбулентный теплообмен“.

При ламинарном движении газа в гладком канале сопротивление движению газа и теплообмен газа со стенкой канала \* целиком определяются молекулярными процессами. При турбулентном режиме в гладком канале, по нашей схеме <sup>(2)</sup>, к ламинарному трению добавляется турбулентное трение, связанное с переносом „молей“ — вихрей в газе.

Турбулентное трение интегрально эквивалентно работе потока, затрачиваемой на перенос „молей“ в турбулентном ядре потока к поверхности псевдоламинарного пограничного слоя. Эта работа численно равна изменению живой силы вещества, переносимого за счет пульсации в радиальном направлении \*\*

$$dp = \frac{\Delta}{\pi r^2 \omega 2g} \left( \frac{1}{s} \int_s w_s^2 ds - w_1^2 \right). \quad (1)$$

При турбулентном движении весь поток разделен на две резко отличные части <sup>(2)</sup> — ядро и псевдоламинарный пограничный слой. Переход турбулентного движения в ламинарный связан с взаимодействием этих двух частей потока и преобладанием той части его, которая стремится упорядочить движение.

Совершенно очевидно, что, базируясь на такой дуалистической природе турбулентного движения жидкости, мы не можем ожидать однозначного определения его характеристики критерием Рейнольдса, в который входит один характерный размер и одна скорость. Очевидно, что для потока должны быть два характерных безразмерных

комплекса типа Рейнольдса:  $\frac{w a}{\nu}$  и  $\frac{w_1 \delta_n}{\nu_n}$ , где  $a$  — характерный линейный размер турбулентного ядра \*\*\* , равный для цилиндрического ка-

\* Также диффузия газового компонента при наличии градиента концентрации его в канале.

\*\* Обозначения те же, что в работе <sup>(2)</sup>.

\*\*\* Обозначения те же, что в работах <sup>(1,2)</sup>.

нала  $r - \delta_n$ , для щелевого канала — половине ширины щели —  $\delta_n$  и для пограничного слоя при внешней задаче  $\delta_{т,рб} - \delta_n$ , где  $\delta_n$  — соответственные размеры псевдоламинарных пограничных слоев для этих задач.

Очевидно, отношение этих критериев будет характеризовать преобладание одной из частей всего потока, и тем самым интенсивность турбулентности потока

$$Te = \frac{\bar{w}(a - \delta_n)}{\nu} : \frac{w_1 \delta_n}{\nu_n} \quad (2)$$

При уменьшении скорости газа в канале постепенно растет  $\delta_n$  — толщина псевдоламинарного пограничного слоя — и его роль в общем потоке; при этом критерий  $Te$  уменьшается. При некотором значении  $Te_{крит}$ , практически, повидимому, одинаковом для различных задач, молярный перенос газа поперек потока должен целиком прекращаться, и движение становится ламинарным.

Естественно, что турбулентное трение исчезает при прекращении молярного переноса. Как только коэффициент сопротивления начинает отличаться от  $\zeta_{лам}$ , это свидетельствует о появлении турбулентного переноса.

Таким образом, если говорить, о  $Re_{кр}$  (например для канала) как о таком значении  $Re$ , при котором возможно появление турбулентного движения, то это есть, очевидно, значение  $Re$ , при котором кривая  $\zeta \rightarrow F(Re)$  начинает отходить от кривой  $\zeta_{л} \rightarrow f(Re)$ . Приблизительно\*  $Re_{кр}$  соответствует точке пересечения кривых  $\zeta_{л} \rightarrow f(Re)$  и  $\zeta_{т} \rightarrow f_1(Re)$ , откуда для цилиндрического канала имеем:

$$Re_{кр} \approx 1200, \quad Te \approx 0,0046 Re - 0,48 Re^{1/8}, \quad Te_{кр} \approx 4,3. \quad (3)$$

Для внешней задачи обтекания пластинки

$$Re_{x,кр} \approx 10\,800, \quad Te_{кр} \approx 4,4. \quad (4)$$

Для  $Re \sim 10\,000$  и выше для канала и более  $100\,000$  для пластинки, практически с достаточной точностью,  $Te$  определится следующими простыми уравнениями:

$$Te_{кц} \approx 0,0046 Re, \quad Te_{пл} \approx 0,0033 Re_x^{0,8}. \quad (5)$$

Естественно, конечно, что для уточнения уравнений (3), (4) и (5) необходимо иметь более точные данные по  $\zeta_{т}^*$ , а также уточнить определение величины отношения  $w_1/\bar{w}$  и  $\delta_n/a$  для различных задач.

Следует указать, конечно, что достижение  $Re_{кр}$  и соответствующего расчетного значения  $Te_{кр}$  еще не определяет турбулизации режима течения, но при наличии турбулентного режима эти значения  $Re_{кр}$  и  $Te_{кр}$  должны являться нижним пределом его возможного существования. Наличие нормального турбулентного режима, а не случайного возмущения ламинарного режима определяется при изотермическом режиме (при гладкой поверхности канала и пластинки) зависимостью коэффициента сопротивления от  $Te$  в виде:

$$\zeta = a_0 Te^{-1/4}. \quad (6)$$

Для цилиндрического канала  $a_0 \approx 0,082$ . В связи с тем, что при неизотермическом режиме потока в уравнении (6) меняется только отношение  $\nu_n/\nu$ , уравнение Блазиуса можно записать в следующем виде:

$$\zeta_{кц} = 0,3164 Re^{-1/4} f_0(\nu_n/\nu). \quad (7)$$

\* Приблизительно потому, что кривой  $\zeta_{т} \rightarrow f_1(Re)$  мы точно не знаем.

Это уравнение\*, хорошо подтверждаемое экспериментальными исследованиями<sup>(3,4)</sup>, объясняет влияние неизотермичности движения жидкости на  $\zeta_T^*$ .

Поскольку возникновение и рост турбулентного сопротивления потока связаны при гладкой стенке с увеличением интенсивности теплообмена за счет молярного переноса газа, то, очевидно, что отходу  $\zeta$  от  $\zeta_L$  будет соответствовать увеличение интенсивности теплообмена выше интенсивности, соответствующей молекулярному переносу тепла.

К сожалению, для теплообмена газа со стенками канала при ламинарном режиме опытные данные расходятся с теорией, по которой  $Nu \approx 3,7$  для цилиндрического канала.

Хорошее совпадение  $Te_{кр}$  для канала получается, если пользоваться полученными\*\* нами из аналогии с пластинкой<sup>(1)</sup> данными для  $Nu$  или эмпирическим уравнением.

Для различных рассмотренных выше задач для изотермического режима:

$$\varphi_T^* \approx \frac{Nu^*}{Re} \approx a_2 Te^{-0,21}. \quad (8)$$

Для неизотермического режима  $\varphi_T^*$  будет зависеть от направления теплового потока; так, для цилиндрического канала при  $Pr \approx 1$

$$\varphi_T^* \approx a_3 Re^{-0,2} (\nu_p/\nu)^{0,2}. \quad (9)$$

Уравнение (9) хорошо совпадает с экспериментальными данными<sup>(3,4)</sup>.

Таким образом, в широком интервале практически интересных условий по  $Re$  отношение  $\varphi_T^*/\zeta_T^*$  изменяется всего на 20—30%. Следовательно, для гладкой поверхности\*\*\* увеличение  $\zeta_T^*$  (коэффициента сопротивления) всегда ведет к повышению  $\varphi_T^*$  (коэффициента переноса тепла). Встает, однако, весьма важный вопрос — равноценно ли по эффективности<sup>(5)</sup> теплообмена одинаковое значение  $\varphi_T^*$  при различных значениях  $\bar{w}$  (при одинаковом определяющем размере).

Составляя характеристическое уравнение эффективности теплообмена<sup>(5)</sup>  $\Delta p \rightarrow f_T(\alpha)$ , нетрудно убедиться, что при одинаковом  $\zeta_T^*$  эффективность теплообмена резко возрастает с уменьшением  $\bar{w}$ .

Естественно, что получение более высоких значений  $\zeta_T^*$  при данном  $Re$  возможно только при изменении величины  $Re_{кр}$ , т. е. при искусственном перенесении начала развития турбулентного режима в область меньших значений  $Re$  и  $Re_x$ . Это, очевидно, единственный способ (если не говорить об уменьшении характерных размеров) радикальной эффективной интенсификации теплообмена (также диффузии) и работы теплообменников.

Мы уже ранее установили первое положение общего принципа интенсификации гетерогенных процессов типа теплообмена и турбулентной диффузии, теперь мы можем сформулировать второе и третье положения этого принципа.

II. Для значительной интенсификации конвективного теплообмена необходимо применение методов искусственной турбулизации пограничного слоя\*\*\*\* (внешняя задача), так как нормальное развитие турбу-

\*  $f_0(\nu_p/\nu) \approx (\nu_p/\nu)^{0,25}$ ,  $\zeta_T^*$  — местное значение  $\zeta_T$ .

\*\* Некоторая неточность определения  $Te_{кр}$  по пересечению кривых  $Nu \rightarrow f(Re)$  связана с реконструкцией скоростного и температурного полей, происходящей при  $Re_{кр}$  и вызывающей изменение молекулярной „теплопроводности“ потока.

\*\*\* Мы рассматриваем здесь  $\zeta$  только для безотрывного течения.

\*\*\*\* Также движения в канале (внутренняя задача).

лизации не дает возможности получения значительной и максимально рациональной интенсификации теплообмена вследствие весьма высоких (относительно) значений  $Re$  и  $\overline{w}$ , при которых оно наступает.

III. Чем меньше значение  $Re$ , при котором будет достигнута „устойчивая“ турбулизация пограничного слоя, тем больше возможности интенсификации конвективного теплообмена путем увеличения скорости газового потока и тем эффективнее\* интенсификация теплообмена — по линии снижения потерь напора в теплообменнике, затрачиваемых на достижение соответствующей высокой интенсивности теплообмена.

Энергетический институт  
Академии Наук СССР

Поступило  
25 II 1947

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> З. Ф. Чуханов, ДАН, 53, № 9 (1946); 55, № 6 (1947). <sup>2</sup> З. Ф. Чуханов, ДАН, 43, № 7 (1944). <sup>3</sup> М. А. Михеев, Материалы к совещанию по моделированию тепловых устройств, Изд. АН СССР, 1938. <sup>4</sup> В. М. Антуфьев и Л. С. Козаченко, Теплопередача и сопротивление конвективных поверхностей нагрева, 1938. <sup>5</sup> З. Ф. Чуханов, ДАН, 53, № 3 (1946).

\* И, естественно, чем меньше энергетические затраты на достижение устойчивости искусственной турбулизации.