

УДК 532.526.4/5

© 1990 г.

С. С. ДМИТРИЕВ

О МЕХАНИЗМЕ ОТРЫВА ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ОТ ГЛАДКОЙ СТЕНКИ

Проведен анализ механизма возникновения отрыва турбулентного пограничного слоя под действием положительного градиента давления и экспериментально исследован процесс турбулентного отрыва потока от гладкой стенки в плоском диффузорном канале. Показано, что отрыв потока определяется характером течения в некоторой внутренней части пограничного слоя, где влияние трения несущественно. Эта область пограничного слоя оказывается в наибольшей степени подвержена действию положительного градиента давления, и именно в ней в первую очередь появляется застойная зона.

Модель, описывающая механизм возникновения отрыва, впервые была предложена Прандтлем [1] и с тех пор практически не корректировалась [2—4]. В соответствии с [1] отрыв обусловлен торможением и возвратным движением жидкости, прилегающей к стенке, а силы трения являются главным фактором возникновения отрыва. Эта модель определяет плавный, эволюционный характер перехода течения от безотрывного к отрывному. Считается, что слой жидкости, непосредственно прилегающие к стенке, тормозятся в первую очередь и именно они формируют область возвратного вихревого течения, которая по мере дальнейшего движения жидкости распространяется вверх от стенки.

Однако такая схема возникновения отрыва может реализоваться только при строго ламинарном течении жидкости как до, так и после отрыва. Течение же в реальных технических устройствах носит, как правило, выраженный турбулентный характер. При этом отрыв потока, если он возникает, не является простым эволюционным переходом. По сути это переход течения в новое качественное состояние. До отрыва течение стационарное или квазистационарное; течение же в отрывной зоне характеризуется наличием интенсивного пульсационного движения и имеет ярко выраженный нестационарный характер [5], даже если до отрыва течение было ламинарным.

Исторически условия отрыва потока от гладкой поверхности формулировались на основе классической теории пограничного слоя, согласно которой существует сечение отрыва потока, где напряжения трения на стенке $\tau_0=0$. В то же время известно [6, 7], что в пристеночной области турбулентного пограничного слоя при приближении к сечению, где выполняется условие $\tau_0=0$, наблюдается неупорядоченное возникновение и исчезновение областей отрыва. Вниз по потоку количество, размеры и время существования этих областей возрастают. Измерения продольной составляющей средней скорости u и трения на стенке τ_0 в этой зоне еще не фиксируют отрыва потока. Такой характер течения получил название неустановившегося отрыва [7] и он является предвестником полного или установившегося отрыва потока, который экспериментально определяется условием $\tau_0=0$ и расположен заметно ниже по течению.

Указанное обстоятельство приводит к необходимости рассмотрения не сечения, а области турбулентного отрыва в пограничном слое. В задачу настоящей работы входило исследование эволюции процесса течения в

этой области и соответственно уточнение механизма возникновения турбулентного отрыва от гладкой стенки.

Как известно [2, 3], отрыв потока от гладкой стенки может возникнуть только при одновременном наличии двух факторов: положительного градиента давления в направлении течения и существенного влияния вязкости. Также известно [8], что вблизи стенки имеется область, в которой выполняется соотношение

$$u/u_{\tau} = \varphi(yu_{\tau}/\nu) \quad (1)$$

Здесь u — скорость потока на расстоянии y от стенки, $u_{\tau} = (\tau_0/\rho)^{1/2}$ — динамическая скорость или скорость трения, τ_0 — напряжение трения на стенке, ρ — плотность, ν — кинематическая вязкость. Соотношение (1) означает [8, 9], что в данной области только величины τ_0 , ρ , ν и некоторая характерная длина y являются единственными независимыми переменными, определяющими характер течения. Таким образом, характер течения в этой области не зависит от градиента давления, который в соответствии с [9–11] влияет только на размер данной области. По данным [8], при безградиентном течении он составляет порядка 20% толщины пограничного слоя δ . При положительных градиентах давления по мере движения жидкости вдоль стенки он сокращается. При значении форм-параметра $H=1,8$ размер области составляет уже 0,1 δ , при $H=2,4$ — порядка 0,05 δ , а при $H>2,4$ толщина пристенной области пограничного слоя, где выполняется соотношение (1), стремится к нулю.

Таким образом, влияние положительного градиента давления на течение в пограничном слое при движении жидкости от сечения к сечению распространяется вниз к стенке и слой жидкости, непосредственно прилегающие к стенке, в последнюю очередь оказываются под действием тормозящей силы давления.

Известно также [12, 13], что величина касательного напряжения τ , определяемая в турбулентном пограничном слое напряжениями Рейнольдса, при диффузорном течении увеличивается от значения τ_0 на стенке с ростом координаты y и достигает максимального значения в некоторой точке внутри пограничного слоя при $y=y_m$. Затем знак производной $\partial\tau/\partial y$ меняется и величина напряжения трения асимптотически стремится к нулю на внешней границе пограничного слоя.

Если записать уравнение движения в пограничном слое по аналогии с [14] в виде

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial y} - \rho \frac{\partial \langle (u')^2 \rangle}{\partial x} \quad (2)$$

то становится очевидным, что такой характер изменения напряжений трения в пограничном слое явно противоречит той роли, которая им отводится в [1–4] как главной причине возникновения отрыва, и определяет весьма сложный характер силового взаимодействия по высоте пограничного слоя. В соответствии с уравнением (2), справедливость которого в предотрывной зоне была проверена в [14] прямым измерением всех входящих в него членов и неравенством $\partial \langle (u')^2 \rangle / \partial x > 0$ при $\partial p / \partial x > 0$ [12], сохранение силового баланса при $y < y_m$ оказывается возможным только в результате того, что действие напряжений трения в силу условия $\partial \tau / \partial y > 0$ направлено против тормозящей силы давления.

Таким образом, слой жидкости, непосредственно прилегающие к стенке, при диффузорном течении оказываются в наиболее благоприятном положении с точки зрения сохранения безотрывного течения по сравнению с вышележащими слоями пограничного слоя. С одной стороны, это происходит потому, что, как указывалось выше, по мере продвижения жидкости от сечения к сечению вниз по потоку пристеночные слои жидкости в последнюю очередь оказываются под действием тормозящей силы дав-

ления, а с другой стороны, благодаря действию сил трения, направленному при $y < y_m$ против силы давления.

Из изложенного следует, что общепринятая схема возникновения отрыва [1—4] в действительности весьма упрощенно описывает этот процесс и совершенно не учитывает взаимодействия сил трения и сил давления в пристеночной области, т. е. двух основных силовых факторов, определяющих возникновение отрыва. Между тем еще в [11] указывалось на то, что положительный градиент давления и напряжения трения оказывают взаимосвязанное влияние на течение в пограничном слое.

Вообще структуру любого турбулентного течения характеризует локальное равновесие процессов образования, переноса и диссипации турбулентной кинетической энергии. В [11] было показано, что почти половина суммарного количества производимой энергии приходится на области, очень близкие к стенке, и внешние 80% пограничного слоя дают только порядка 20% суммарного количества производимой энергии.

В последнее время в этом направлении получены результаты при помощи анализа уравнений переноса энергии турбулентности. В частности, в [15, 16] на основе анализа изменения составляющих баланса энергии турбулентности в пограничном слое было показано существенное различие конфузорного и диффузорного течений.

При конфузорном течении в пограничном слое наибольшие значения величин генерации и диссипации энергии достигаются в непосредственной близости от стенки, а с ростом координаты y производство и диссипация энергии асимптотически убывают до нуля на внешней границе слоя. Таким образом, при конфузорном течении в пограничном слое генерация и диссипация энергии взаимно компенсируются. При этом в связи с отсутствием риска возникновения отрыва (положительного градиента давления) генерация турбулентной энергии и соответственно диссипация по мере движения жидкости уменьшаются, что выражается в ламинаризации течения в пограничном слое, отмечаемой при отрицательных градиентах давления.

При диффузорном течении в пограничном слое имеются две независимые области генерации турбулентной энергии. Одна, как при безградиентном и конфузорном течениях, расположена непосредственно у стенки, вторая — на некотором расстоянии от нее. По данным [15, 16], это расстояние $Y = y/\delta$ порядка 0,4—0,6, а по данным [13] $Y = 0,25—0,35$. В то же время величина диссипации энергии практически постоянна в диапазоне $0 < Y < 0,5$ и даже имеет слабо выраженный максимум при $Y = 0,3—0,4$.

Таким образом, при диффузорном течении в пограничном слое существует область, лежащая между двумя пиками генерации турбулентной энергии, где количество производимой энергии мало, а диссипация остается на высоком уровне.

Если при этом учесть характер течения в непосредственной близости от стенки, свидетельствующий о консервативности этой зоны по отношению к внешним воздействиям, а также соотношение влияния положительного градиента давления и напряжений трения на характер течения в пристенной зоне, то можно предложить следующую модель механизма возникновения отрыва потока от гладкой стенки.

В области пограничного слоя при $y' < y < y''$ где y' и y'' — координаты первого и второго пиков генерации энергии турбулентности, происходит основная диссипация кинетической энергии и, как следствие, повышенное торможение потока, приводящее к образованию локальной застойной зоны в этой области. Таким образом происходит разрыв сплошности упорядоченного течения в направлении основного потока. При этом течение в непосредственной близости от стенки в силу упомянутой консервативности может сохранять исходное направление движения и оставаться стационарным. Вниз по потоку зона застойного вихревого движения расширяется вверх и вниз к стенке, захватывая прилегающие к ней слои, что в ко-

нечном итоге и приводит к полностью установившемуся отрыву, определяемому условием $\tau_0=0$.

По данным [13], координата Y' совпадает с границей вязкого подслоя и составляет порядка 0,01–0,02, а $Y'' \approx 0,25-0,35$. По данным [15, 16], $Y' \approx 0,02-0,03$, а $Y' \approx 0,4-0,6$.

Подтверждением такой схемы течения в области неустановившегося отрыва пограничного слоя могут служить результаты теоретического анализа течения в турбулентном пограничном слое вблизи сечения отрыва [17]. В [17] было показано, что основное влияние на процесс возникновения отрыва оказывает характер течения в области, где справедливы уравнения движения для идеальной жидкости, т. е. той части пограничного слоя, где влияние вязкости или напряжений трения несущественно. В наших обозначениях эта область совпадает с зоной пограничного слоя в окрестности $y=y_m$, где действие напряжений трения в силу условия $\partial\tau/\partial y=0$ пренебрежимо мало. По данным [12, 13], $Y_m=y_m/\delta \approx 0,3$.

В соответствии с [17] действие турбулентных напряжений трения существенно влияет на течение лишь в области, которая расположена вблизи поверхности. Как было показано выше, в силу условия $\partial\tau/\partial y > 0$ при $y < y_m$ напряжения трения в соответствии с уравнением (2) существенно влияют на характер течения в том смысле, что не только не способствуют возникновению отрыва, но препятствуют ему, так как направлены против тормозящей силы давления.

В пользу предложенной схемы возникновения турбулентного отрыва говорят и данные [6, 7], в частности результаты визуальных наблюдений течения в диффузорах. Они показывают, что полное отделение пограничного слоя начинается с образования в нем прерывистых слоев с возвратным течением. В соответствии с [7] эти слои возвратного течения являются признаком существования изолированных областей колебания жидкости. При течении с отрицательными или малыми положительными градиентами давления эти области просто движутся медленнее, чем соседние слои жидкости, и в этом случае возвратного течения не наблюдается. Однако при возрастании положительного градиента давления эти малоинерционные слои начинают относительно быстро двигаться вверх по течению и создают местное прерывистое отделение потока со слоями возвратного течения. При дальнейшем развитии этот процесс приводит к полному нарушению структуры пограничного слоя и наступлению полностью развитого отрыва.

Таким образом, наблюдения [6, 7] в целом подтверждают возможность реализации предложенной схемы турбулентного отрыва. Однако для ее экспериментального подтверждения необходимо четко установить наличие у стенки слоя установившегося течения в направлении движения основного потока при появлении застойной области в выпележащих слоях пограничного слоя. Для этого необходимо, во-первых, наличие достаточно толстого пограничного слоя на стенке, а, во-вторых, область неустановившегося отрыва, где ожидается реализация такой схемы течения, должна быть достаточно протяженной.

Кроме того, необходимо проведение единого эксперимента, когда для сравнения можно было бы реализовать различные режимы течения (как безотрывные, так и с отрывом) на одной и той же стенке.

С этой целью была спроектирована специальная модель несимметричного плоского диффузора с изменяющейся геометрией. Модель была выполнена таким образом, что одна из стенок имела шарнирное сочленение с горловиной. Это позволяло изменять угол раскрытия диффузора в пределах от 0 до 18°, а степень расширения n — от 1 до 2,65 соответственно.

Диффузор был выполнен несимметричным также и для того, чтобы локализовать отрыв пограничного слоя только на отклоняющейся стенке, что в некоторой степени стабилизирует течение в остальной части канала [18].

Для получения развитого турбулентного пограничного слоя перед диффузором был установлен достаточно длинный предвключенный конфузорный канал. Безразмерная скорость в горле диффузора не превышала значений 0,33, т. е. исследования проводились в зоне автомодельности по числу Маха.

В диапазоне $n=1-2$ во всех точках диффузора реализовывался безотрывный режим течения. При увеличении $n > 2$ на подвижной стенке диффузора сначала вблизи выходного сечения, а по мере увеличения n все ближе к горлу диффузора возникала зона отрыва потока. Измерения средней скорости проводились по всему профилю диффузора, однако детальные измерения скоростей проводились главным образом в области пограничного слоя вдоль центральной линии подвижной стенки. Во всех экспериментах при различных n отношение давлений $\varepsilon_2 = p_2/p_0$, где p_2 — давление на выходе из диффузора, а p_0 — давление полного торможения в горле диффузора, поддерживалось постоянным.

Как уже отмечалось, при возникновении отрыва потока течение в турбулентном пограничном слое проходит ряд последовательных состояний, от установившегося безотрывного течения через неустановившийся отрыв к развитому отрывному течению. Однако в каждом конкретном случае траектории перехода через указанные области могут быть различными, что определяется целым рядом факторов.

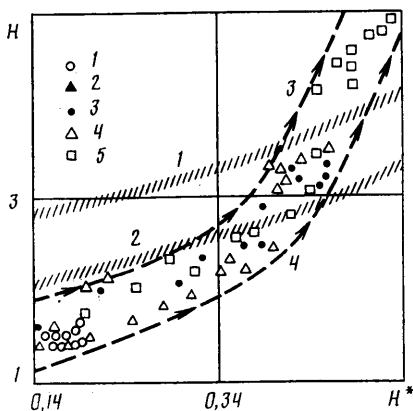
В [7] были установлены границы существования этих классов течений в пограничном слое в виде зависимостей $H = H(H^*)$, представленных на фиг. 1. Здесь H — формпараметр пограничного слоя, равный отношению δ^*/δ^{**} , а H^* — относительная интегральная толщина, определяемая отношением δ^*/δ .

Ниже кривой 2 на фиг. 1 находится область устойчивого безотрывного течения в пограничном слое, между кривыми 1 и 2 — область неустановившегося отрыва, выше кривой 1 — область полностью развитого отрывного течения. В связи с тем что границы существования указанных классов течения в пограничном слое четко не установлены, кривые 1 и 2 показаны на фиг. 1 штриховыми линиями.

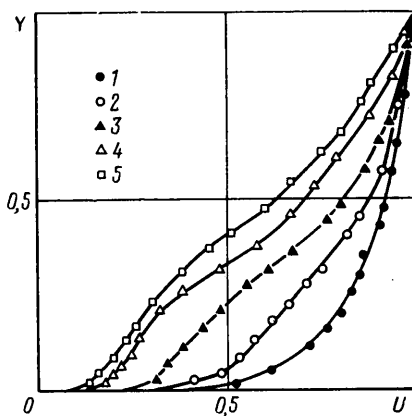
Процесс развития отрыва с ростом n при $\varepsilon_2 = \text{const}$ в исследованном диффузоре также представлен на фиг. 1. Экспериментальные точки 1–5 соответствуют степени расширения $n=1,3; 2,0; 2,2; 2,4$ и $2,65$ соответственно. Как видно, траектории перехода течения в пограничном слое от безотрывного к отрывному весьма близки и локализованы в зоне, ограниченной кривыми 3 и 4 на фиг. 1. Необходимо также отметить, что процесс развития течения при всех значениях n начинается практически из одного состояния и проходит сходные стадии. Об этом свидетельствуют и эпюры скорости $U = \bar{U}(Y)$ для различных значений n при $\varepsilon_2 = \text{const}$, представленные на фиг. 2–4. Все это дает возможность провести сравнительный анализ полученных результатов и выявить общие закономерности возникновения отрыва на примере исследованного диффузора.

Граница перехода от безотрывного течения к неустановившемуся отрыву определяется значением формпараметра $H=2,5-2,8$, а переход к полному установившемуся отрыву происходит при $H=3,5-3,9$. При $n=1,3$ по всей длине неподвижной стенки реализуется устойчивое безотрывное течение в пограничном слое, при этом величины H и H^* остаются практически постоянными.

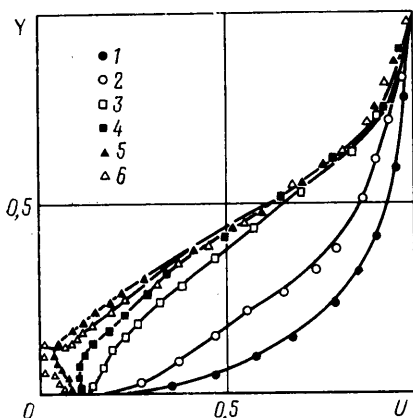
Степень расширения $n=2$ замечательна тем, что соответствует максимальной эффективности диффузора. При этом величины H и H^* начинают заметно возрастать вниз по течению, однако все экспериментальные точки лежат в зоне устойчивого безотрывного течения. Особый интерес представляют процессы, происходящие в зоне неустановившегося отрыва, который в соответствии с фиг. 1 для $n=2,2; 2,4$ и $2,65$ условно начинается соответственно при $X=x/L=0,35; 0,22$ и $0,13$. Здесь x — координата вдоль



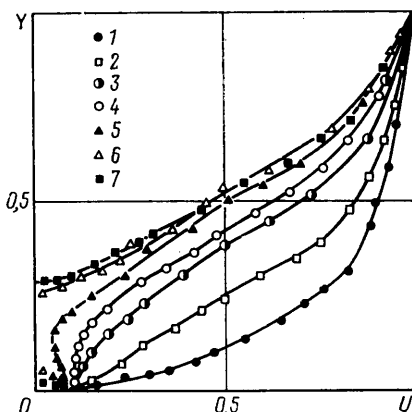
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

подвижной стенки, L — ее длина, а условность понимается в том смысле, что четкую границу перехода указать нельзя.

На фиг. 2, 3 и 4 представлены зависимости $U=U(X, Y)$ для $n=2,0$; 2,4 и 2,65 при $\varepsilon_2=0,971$, дающие наглядное представление, как трансформируется течение в пограничном слое от сечения к сечению при развитии турбулентного отрыва. На фиг. 2 кривые 1–5 соответствуют эпюрам скорости у подвижной стенки в сечениях с координатами $X=0,02$; 0,11; 0,29; 0,55 и 0,83. На фиг. 3 кривые 1–6 соответствуют сечениям $X=0,02$; 0,107; 0,2; 0,294; 0,41 и 0,55. На фиг. 4 кривые 1–7 соответствуют сечениям $X=0,02$; 0,06; 0,11; 0,13; 0,18; 0,29; 0,34.

Следует отметить практическое совпадение эпюр $U=U(Y)$ при $X=0,55$; 0,2 и 0,11 соответственно для $n=2,0$; 2,4 и 2,65. Величины форм-параметра H в этих сечениях весьма близки и составляют 2,44; 2,49 и 2,53. Таким образом, эти эпюры могут служить эталоном предотрывного состояния течения в пограничном слое в исследованном диффузоре.

Все упомянутые эпюры имеют характерную точку перегиба в области $0,1 < Y < 0,3$, т. е. как раз там, где в соответствии с [12, 13] напряжения трения достигают максимума ($\partial\tau/\partial y \rightarrow 0$) и в соответствии с уравнением (2) практически не оказывают влияния на характер течения в погранич-

ном слое. Такой характер распределения $U=U(Y)$ с наибольшим дефицитом средней скорости именно в этой области пограничного слоя подтверждает вывод [17] о том, что наиболее опасной с точки зрения возникновения отрыва является зона пограничного слоя, где влияние напряжений трения несущественно.

Измерения средних скоростей в пограничном слое после начала неустановившегося отрыва, которое условно было связано с сечениями $X=0,2$ и $0,11$ для $n=2,4$ и $2,65$ соответственно, показали, что течение в нижележащих сечениях некоторое время сохраняет стационарный безотрывный характер. При этом величина средней продольной составляющей скорости \bar{U} по всей высоте пограничного слоя остается положительной. При степени расширения $n=2,4$ эта область течения располагается в пределах $0,2 < X < 0,45$, а при $n=2,65$ — в пределах $0,11 < X < 0,18$. Как видно из фиг. 3 и 4, ниже по потоку эпюры скорости $U(Y)$ деформируются в соответствии с предложенным выше механизмом, и по мере движения вниз по течению в некоторой области внутри пограничного слоя появляется область застойного движения.

Весьма характерно, что, как и предполагалось, непосредственно у стенки средние скорости даже при появлении застойных зон внутри пограничного слоя продолжают оставаться на некотором протяжении положительными, а течение стационарным. Таким образом, предложенная модель возникновения отрыва наглядно подтверждается приведенными на фиг. 2, 3 и 4 эпюрами скорости в пограничном слое в зоне неустановившегося отрыва.

Следует остановиться на одной интересной особенности течения в исследованном канале. На фиг. 5 представлены графики изменения величины $\partial p / \partial x$ вдоль центральной линии отклоняющейся стенки канала, найденной по показаниям дренажей. Кривые 1–4 соответствуют степеням расширения $n=2,65$; 2,4; 2,0 и 1,3 и получены при отношении давлений $\epsilon_2=0,971$. Видно, что в зонах стационарного безотрывного течения, неустановившегося отрыва и даже в зоне полностью развитого отрыва величина $\partial p / \partial x$ везде остается положительной.

Как указывалось выше, действие положительного градиента давления распространяется от сечения к сечению вниз к стенке и в каком-то сечении начинает оказывать тормозящее действие и на слои жидкости, непосредственно прилегающие к стенке. В нашем случае это происходит еще в зоне стационарного безотрывного течения по всей высоте пограничного слоя.

Если исходить из концепции прилипания, т. е. равенства скорости и пульсаций скорости непосредственно на стенке нулю, то в соответствии с уравнением (2) в этой области должно выполняться соотношение

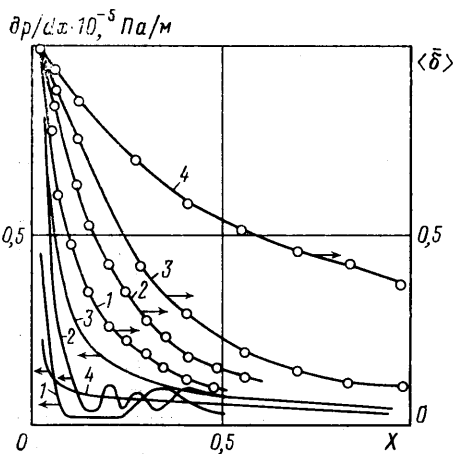
$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{y=0} = \left. \frac{\partial \tau}{\partial y} \right|_{y=0} > 0 \quad (3)$$

В силу соотношения $\tau_0 = \mu du / dy$ [2] из условия (3) однозначно следует необходимость выполнения неравенства

$$\left. \frac{\partial \tau}{\partial y} \right|_{y=0} = \mu \left. \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right|_{y=0} > 0 \quad (4)$$

Однако неравенство (4) противоречит характеру полученных эпюр скорости в пограничном слое.

Таким образом, либо гипотеза прилипания неверна, либо неверно общепринятое положение о том, что τ_0 на стенке определяется только лами-



Фиг. 5

накопления новых опытных данных о структуре течения в непосредственной близости от стенки.

На фиг. 5 представлены $\frac{dp}{dx} = f(x)$ и $\langle \delta \rangle = \langle \delta \rangle(x) = \delta_0 / \delta(x)$, где δ_0 — толщина пограничного слоя на отклоняющейся стенке на входе в диффузор, а $\delta(x)$ — та же величина в сечении с координатой x .

Величина $\frac{dp}{dx}$ без учета влияния вязкости определялась в данном случае только геометрией канала, т. е. была по существу заданным внешним воздействием на поток. На фиг. 5 четко видно взаимовлияние сил давления и сил вязкости. Чем больше величина n , т. е. степень риска возникновения отрыва, тем интенсивней рост толщины пограничного слоя δ . Таким образом, эффективное проходное сечение канала уменьшается; из-за пограничного слоя изменяется и реальная геометрия канала, его пропускная способность. Все это приводит к соответствующему уменьшению реальной величины $\frac{dp}{dx}$.

На фиг. 5 хорошо видно резкое падение $\frac{dp}{dx}$ и рост δ при степенях расширения $n > 2$ в предотрывной области. Здесь наблюдается выраженный процесс саморегуляции течения. Поток в силу принципа максимальной устойчивости [20] стремится сохранить свой стационарный безотрывный характер и направляет имеющиеся у него ресурсы на ликвидацию опасности возникновения отрыва. Однако там, где внутренних ресурсов потока оказывается недостаточно, отрыв потока все-таки происходит.

Интересно отметить, что величина $\frac{dp}{dx}$, как видно из фиг. 5, после отрыва проявляет тенденцию к совпадению с оптимальной. Кроме того, как показали проведенные измерения, поток в канале после появления отрыва стремится и к оптимальным границам за счет появления в определенной степени фиксированной застойной зоны. Однако при этом происходят большие потери энергии и процесс саморегуляции течения с целью их уменьшения нуждается в корректировке, т. е. во внешнем воздействии, характер которого необходимо выбирать из анализа каждого конкретного случая.

Механизм возникновения турбулентного отрыва потока от гладкой стенки под действием положительного градиента давления определяется характером течения в некоторой внутренней области пограничного слоя, где влияние напряжений трения незначительно.

По мере движения вниз по потоку в этой области развивается наибольший дефицит скорости и на профиле скорости появляется характерная точка перегиба, являющаяся предвестником возникновения застойной зоны.

По мере дальнейшего движения вниз по потоку именно в этой области

нарым трением, т. е. градиентом скорости $\frac{du}{dy}$. В [19] было указано, что с точки зрения классической модели турбулентного пограничного слоя, предложенной Прандтлем, невозможно объяснить ряд процессов, протекающих в турбулентном пограничном слое вблизи стенки.

Исходя из того, что при $y > 0$ величина касательных напряжений определяется практически только напряжениями Рейнольдса, т. е. пульсационным движением, можно лишь предположить, что и касательные напряжения на стенке определяются процессами, имеющими самое непосредственное отношение к порождению турбулентности в пограничном слое. Однако этот вопрос пока остается открытым и требует

пограничного слоя образуется застойная зона, причем непосредственно у стенки течение в силу своей консервативности по отношению к внешним воздействиям и благодаря действию напряжений трения против тормозящей силы давления продолжает сохранять стационарный характер и исходное направление движения.

Еще ниже по потоку застойная зона расширяется вверх и вниз к стенке, что приводит к полному нарушению структуры пограничного слоя и наступает так называемый полностью развитый отрыв.

Вместе с тем следует отметить, что в настоящей работе исследован только один из известных классов отрывных течений — отрыв турбулентного потока несжимаемой жидкости от гладкой стенки под действием положительного градиента давления. Для выработки более полной концепции турбулентного отрыва необходимы дальнейшие исследования в этой области.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Прандтль Л.* Гидроаэромеханика. М.: Изд-во иностр. лит., 1949. 520 с.
2. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
3. *Чжен П.* Отрывные течения. Т. 1. М.: Мир, 1972. 298 с.
4. *Краснов Н. Ф., Кошевой В. Н., Калугин В. Т.* Аэродинамика отрывных течений. М.: Высш. шк. 1988. 348 с.
5. *Гогих Л. В., Степанов Г. Ю.* Турбулентные отрывные течения. М.: Наука, 1979. 367 с.
6. *Kline S. J.* Some new conceptions of the mechanism of stall in turbulent boundary layers // *J. Aeronaut. Sci.* 1957. V. 24. N 6. P. 470—471.
7. *Сандборн, Клайн.* Модели потока при отрыве пограничного слоя // *Тр. амер. о-ва инж.-мех. Техническая механика.* 1961. № 3. С. 3—17.
8. *Престон.* Определение турбулентного поверхностного трения при помощи трубок Пито // *Механика: сб. перев. и обз. иностр. период. лит.*, 1955. № 6. С. 64—83.
9. *Кадер Б. А., Яглом А. М.* Применение соображений подобия к расчету замедляющихся турбулентных пограничных слоев // *Докл. АН СССР.* 1977. Т. 233. № 1. С. 52—55.
10. *Ludwig H., Tillman W.* Investigation of the wall-shearing stress in turbulent boundary layers // *NACA TM.* 1950. № 1285. 25 p.
11. *Клаузер Ф.* Турбулентный пограничный слой // *Проблемы механики.* Вып. 2. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. С. 297—340.
12. *Shubauer G. B., Klebanoff P. S.* Investigation of separation of the turbulent boundary layer // *NACA. TN.* 1950. N 2133. 57 p.
13. *Хабазнашева Е. М., Ефименко Г. И., Руди Ю. А.* Развитие сдвигового слоя при безотрывном течении в диффузоре // *Турбулентные струйные течения: Тез. докл. 4-го Всесоюз. науч. совещ. по теоретическим и прикладным аспектам турбулентных течений.* Ч. 2. Таллинн, 1982. С. 159—163.
14. *Sandborn V. A., Liu C. Y.* On turbulent boundary-layer separation // *J. Fluid Mech.* 1968. V. 32. N 2. P. 293—304.
15. *Леонтьев А. И., Шишов Е. В.* Закономерности пристенной турбулентности в градиентной области течения и при сложных тепловых граничных условиях // *Пристенные турбулентные течения.* Новосибирск, 1984. С. 105—111.
16. *Роганов П. С., Заболоцкий В. П., Шишов Е. В.* Исследование процессов турбулентного переноса в пристенных потоках на основе анализа транспортных уравнений турбулентности // *Пристенные турбулентные течения.* Новосибирск, 1984. С. 121—126.
17. *Сычев В. В., Сычев Вик. В.* О турбулентном отрыве // *Журн. вычисл. математики и мат. физики.* 1980. Т. 20. № 6. С. 1500—1512.
18. *Мозес, Чэппел.* Исследование пограничного слоя в диффузорах с частичным отрывом течения // *Теорет. основы инж. расчетов.* 1967. № 3. С. 231—244.
19. *Репик Е. У., Соседко Ю. П.* Исследование прерывистой структуры течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя // *Турбулентные течения.* М.: Наука, 1974. С. 172—184.
20. *Кутателадзе С. С.* Пристенная турбулентность. Новосибирск: Наука, 1973. 227 с.

Москва

Поступила в редакцию
20.XII.89