

УДК 532.527

ОБТЕКАНИЕ СЖИМАЕМОМ ГАЗОМ ПЛАСТИНЫ С ДВИЖУЩЕЙСЯ ПРОТИВ ПОТОКА ПОВЕРХНОСТЬЮ

© 2021 г. А. М. Гайфуллин^{a,b,*}, С. А. Накрохин^{a,b,**}

^a Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского, Москва, Россия

^b Московский физико-технический институт (государственный университет), Москва, Россия

*E-mail: gaifullin@tsagi.ru

**E-mail: 2206095@gmail.com

Поступила в редакцию 14.02.2020 г.

После доработки 21.06.2020 г.

Принята к публикации 21.06.2020 г.

Получено численное решение задачи о течении сжимаемого газа около пластины с движущейся против потока поверхностью. Обсуждаются неустойчивые периодические по времени и устойчивые стационарные решения данной задачи. На трансзвуковых скоростях был получен новый тип нестационарного периодического течения, при котором изменяющиеся характеристики оказываются интегрально несимметричными.

Ключевые слова: нестационарность, вихрь, рециркуляционные течения, подвижные поверхности, несимметрия

DOI: 10.31857/S0568528121010059

Задача об обтекании несжимаемой жидкостью пластины с движущейся против потока поверхностью исследовалась в статьях [1–9]. В [1–4] решение искалось путем интегрирования уравнений стационарного пограничного слоя при нулевом градиенте давления. При этом оказалось, что как в случае полубесконечной, так и в случае конечной пластины решение уравнений существует, если отношение $\beta = -u_w/u_\infty$ скорости движения поверхности пластины u_w к скорости набегающего потока u_∞ меньше критического значения $\beta < \beta_1 = 0.3541$. Можно дать объяснение, почему пропадает решение при $\beta > \beta_1$. Струйки тока около поверхности пластины из-за условия прилипания идут против набегающего потока. По мере приближения к передней кромке пластины они должны затормозиться, а затем и развернуться. При $\beta < \beta_1$ разворот струек тока производит сила трения. При $\beta > \beta_1$ силы трения уже не хватает, чтобы развернуть струйки тока. Для этого процесса необходимо возникновение другой силы. Такая сила была введена в трудах [5–7]. Она возникает вследствие перепада давления, который создается областью рециркуляционного течения. Течение внутри таких областей подчиняется уравнениями Эйлера. Следовательно, все течение уже невозможно описать с помощью уравнений пограничного слоя.

В [5, 6] были построены решения для конечной пластины. При этом было показано, что существует второе критическое число β_2 такое, что при $\beta \leq \beta_2$ решение задачи на больших временах выходит на стационарное решение, а при $\beta > \beta_2$ – получается неограниченно растущее автомодельное решение. В [8, 9] было установлено, что при $\beta \geq 1$ решение становится неустойчивым к асимметричным возмущениям, причем в диапазоне $1 \leq \beta \leq \beta_2$ наблюдается периодическое по времени решение. Граница рециркуляционных зон над и под пластиной начинает зависеть от времени. Из завихренных зон то над пластинкой, то под ней, периодически выплескиваются вихри, уходящие в след за пластиной. Появляется подъемная сила, действующая на пластину. Вместе с тем интеграл за период по времени от подъемной силы равен нулю, т.е. можно назвать такого рода течения интегрально симметричными. Изменение по времени поля завихренности во вторую половину периода соответствует первой половине при зеркальном отражении рециркуляционных областей через поверхность пластины и смене знака завихренности. В [7] построено автомодельное решение для полубесконечной пластины.

Данная работа посвящена учету сжимаемости в задаче об обтекании конечной пластины. Рассмотрение включает дозвуковой диапазон трансзвуковых скоростей набегающего потока, что совпадает с крейсерским скоростным режимом современных самолетов. В настоящее время рассматривается возможность использования подвижных поверхностей для управления течением [10]. Но теоретические исследования таких течений на трансзвуковых скоростях практически отсутствуют.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ

Рассмотрим плоское ламинарное течение вязкого совершенного газа около неподвижной пластины с движущимися поверхностями. По-прежнему скорость набегающего потока u_∞ , скорость движения обеих поверхностей пластины одинакова, направлена против набегающего потока и равна u_w , $\beta = -u_w/u_\infty$. Предполагается, что u_∞ и u_w отличны от нуля, начиная с некоторого времени. Пластина установлена под нулевым углом атаки, ее длина L . Динамический коэффициент вязкости определяется из закона Сазерленда

$$\frac{\mu}{\mu_\infty} = \left(\frac{T}{T_\infty}\right)^{3/2} \frac{T_\infty + C}{T + C}$$

где T – абсолютная температура, $C = 110.4 \text{ K}$, нижний индекс ∞ соответствует значениям величин на бесконечном удалении от пластины. Характеристики газа подчиняются уравнениям [11] Навье–Стокса

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\text{grad}\left(p + \frac{2}{3}\mu \text{div}\mathbf{V}\right) + 2\text{Div}(\mu\dot{S})$$

баланса тепла

$$\rho \frac{d}{dt}\left(h + \frac{V^2}{2}\right) = \frac{\partial p}{\partial t} + \text{div}\left(2\mu\mathbf{V}\dot{S} - \frac{2}{3}\mu\mathbf{V}\text{div}\dot{V} + \frac{\lambda}{c_p} \text{grad} h\right)$$

и неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho\mathbf{V}) = 0$$

Здесь \mathbf{V} – вектор скорости, ρ – плотность газа, p – давление, h – энтальпия, \dot{S} – тензор скоростей деформаций.

Если ввести стандартное обезразмеривание на величины, зависящие от параметров газа на бесконечности и от длины пластины, то решение, кроме зависимости от β и времени t , обезразмеренного на L/u_∞ , будет зависеть от чисел Маха на бесконечности M_∞ , Рейнольдса $Re = L\rho_\infty u_\infty/\mu_\infty$, Прандтля $Pr = c_p\mu/\lambda$, показателя адиабаты k и температурного фактора η , равного отношению температуры пластины (одинаковой вдоль пластины) к температуре торможения набегающего газа. В работе исследуется влияние только параметров M_∞ и β при фиксированных значениях других параметров $Re = 1000$, $Pr = 0.72$, $k = 1.4$, $\eta = 1$.

На поверхности пластины задается условие прилипания, а на бесконечном удалении от нее – параметры однородного потока.

Метод решения основан на численном интегрировании управляющих уравнений методом конечных объемов. Решение производится на структурированных вложенных сетках. Граница расчетной области представляла собой прямоугольник, удаленный от пластины на $25L$.

Тестирование программы численного расчета производилось путем сравнения результатов расчета на разных сетках и сравнением с результатами, полученными для несжимаемой жидкости. Так, при $\beta = 1.6$ в случае несжимаемой жидкости при выходе на периодическое решение период t_0 составлял 25.6, для сжимаемого течения при $M_\infty = 0.1$ было получено периодическое решение с $t_0 = 25.7$.

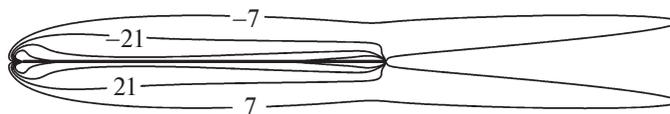


Рис. 1. Изолинии завихренности от -49 до 49 с шагом 14 при $M_\infty = 0.9$, $\beta = 1.6$.

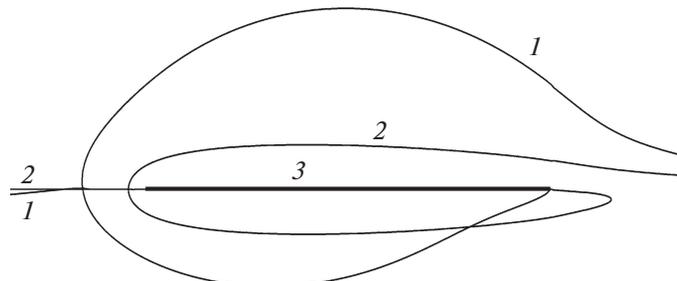


Рис. 2. Нулевые линии тока при $\beta = 1.6$: 1, 2 – $M_\infty = 0, 0.9$, 3 – пластина.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Так же, как и в случае несжимаемой жидкости, в сжимаемом газе около каждой из сторон пластины образуются рециркуляционные зоны (рис. 1). Но относительная толщина этих зон, т.е. отношение ширины зоны к ее длине, с ростом M_∞ уменьшается. На рис. 2 дано сравнение нулевой линии тока (линии тока, соответствующей поверхности пластины), полученной при $\beta = 1.6$ и двух значениях скорости набегающего потока $M_\infty = 0$ и 0.9 .

Уменьшение относительной толщины зоны приводит к сокращению периода изменения характеристик. Так, в случае когда $\beta = 1.6$, если при $M_\infty = 0.1$ период составляет $t_0 = 25.7$, то при $M_\infty = 0.6$ он уже равен $t_0 = 2.2$, а при $M_\infty = 0.9$ – течение становится практически устойчивым (рис. 1). В случае малых чисел M_∞ нестационарный процесс охватывает весь газ, заключенный внутри рециркуляционной области. Этим объясняется большой период изменения течения. Поджатие к пластине рециркуляционных областей приводит к тому, что при $M_\infty = 0.6$ область неустойчивости локализуется в задней части пластины (примерно от середины пластины), а при дальнейшем увеличении скорости она локализуется сначала в окрестности задней кромки, а затем пропадает.

Продолжая анализировать случай $\beta = 1.6$, отметим, что, начиная с $M_\infty = 0.7$, в потоке появляются местные сверхзвуковые области, оканчивающиеся скачком уплотнения (рис. 3а, 3б). При $M_\infty = 0.9$ вертикальный размер сверхзвуковых зон становится намного больше горизонтального.

Если увеличение числа M_∞ при $\beta = 1.6$ приводит к стабилизации течения, то рост при заданном M_∞ параметра β снова приводит к неустойчивости. Но в этих случаях выходящие из завихренных зон в след за пластинкой вихри начинают взаимодействовать со сверхзвуковым полем скоростей и со скачками уплотнения. На рис. 4 показан пример такого взаимодействия, соответствующего случаю $M_\infty = 0.9$, $\beta = 4.2$. При числах $M_\infty = 0.8; 0.9$ и достаточно больших β возникает новый вид неустойчивого периодического течения, характеризующегося интегральной несимметрией течения. На рис. 4, 5 представлен характерный вид завихренных областей. Виден загиб течения вверх около передней кромки (или вниз, это случайный процесс, связанный с видом возмущающих факторов), который не меняет своего направления в течение всего периода, или большей части периода. Поле завихренности во вторую половину периода уже не будет соответствовать первой половине при зеркальном отражении рециркуляционных областей через поверхность пластины, а подъемная сила будет осциллировать около ненулевого значения. На рис. 6 представлено изменение подъемной силы по времени при $M_\infty = 0.8$, $\beta = 3.2$. На большей части периода подъемная сила положительная и большая, на меньшей части периода – отрицательная и небольшая по абсолютной величине. При достаточно больших M_∞ или β подъемная сила перестает менять направление с течением времени, оставаясь все время либо положительной, либо отрицательной.

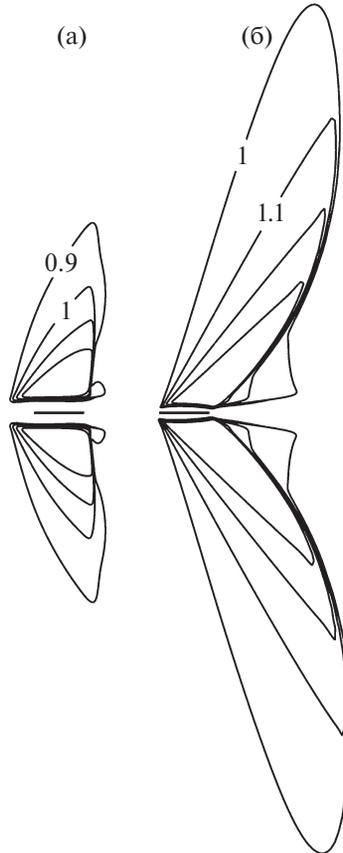


Рис. 3. Изолинии числа Маха при $\beta = 1.6$: а, б – $M_\infty = 0.8, 0.9$.

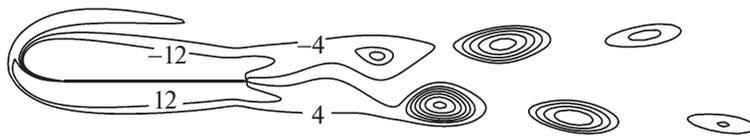


Рис. 4. Изолинии завихренности от -12 до 12 с шагом 8 (в вихрях шаг 0.5) при $M_\infty = 0.9, \beta = 4.2$.

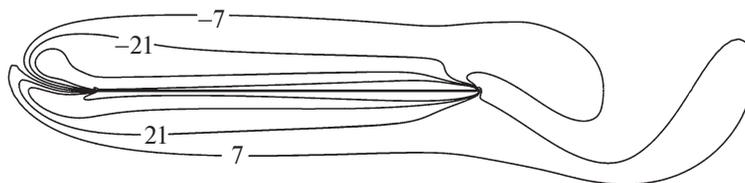


Рис. 5. То же, что на рис. 1 при $M_\infty = 0.8, \beta = 3.2$.

Для того чтобы показать, что выбор знака подъемной силы является случайным, был проведен следующий численный эксперимент (рис. 7). Рассматривается течение с $M_\infty = 0.9$ и $\beta = 4$. Через некоторое время устанавливается интегрально несимметричное течение с отрицательной подъемной силой. При этом подъемная сила отрицательна на всем диапазоне времени. В момент времени $t = 568$ увеличивается скорость движения нижней поверхности до $\beta = 8$, а в момент времени $t = 640$ скорость движения нижней поверхности снова начинает соответствовать $\beta = 4$. После этого устанавливается режим с положительной подъемной силой. Линиями I на рис. 7 отмечены среднее значение коэффициента подъемной силы до изменения скорости движения поверхности пластины и эта же величина с другим знаком.

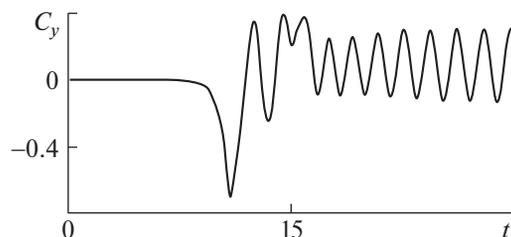


Рис. 6. Изменение коэффициента подъемной силы при $M_\infty = 0.8$, $\beta = 3.2$.

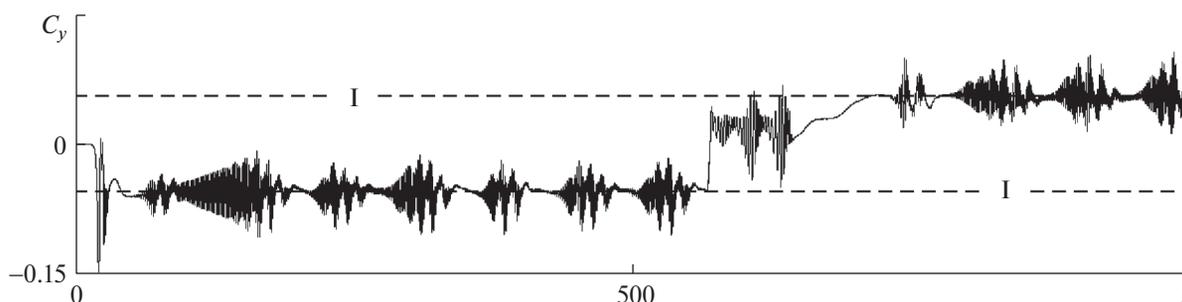


Рис. 7. Изменение знака коэффициента подъемной силы после сильного возмущения течения при $M_\infty = 0.9$, $\beta = 4$: I – среднее значение подъемной силы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численно исследована эволюция течения около пластины с движущейся против набегающего потока поверхностью в сжимаемом газе. Обнаружено, что с ростом числа Маха набегающего потока сокращается длина областей, где наблюдается неустойчивое течение и сокращается период изменения по времени характеристик течения. При $\beta = 1.6$ дальнейшее увеличение числа M_∞ привело к установлению устойчивого симметричного течения.

Установлен новый тип нестационарного периодического течения с интегральной несимметрией характеристик течения по времени. Такой тип течения присущ трансзвуковым скоростям, и достаточно большим β . На этих режимах в потоке появляются большие сверхзвуковые области, оканчивающиеся скачками уплотнения. По-видимому, возникновение и поддержание интегральной несимметрии связаны с тем, что при периодическом течении в поток из завихренных областей около пластины сходят вихри, которые, попадая в область следа за пластиной, взаимодействуют со сверхзвуковыми областями и со скачками уплотнения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 19-01-00163.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Klemp J.V., Acrivos A. A method for integrating the boundary-layer equations through a region of reverse flow // J. Fluid Mech. 1972. V. 53. Pt. 1. P. 177–191.
2. Черный Г.Г. Пограничный слой на движущейся поверхности // Избранные проблемы прикладной механики. Сб. посв. 60-летию акад. В.Н. Челомея. М.: ВИНТИ. 1974. С. 709–719.
3. Черный Г.Г. Пограничный слой на движущейся поверхности // Аэромеханика. К 60-летию акад. В.В. Струминского. М.: Наука, 1976. С. 99–104.
4. Klemp J.V., Acrivos A. A moving-wall boundary layer with reverse flow // J. Fluid Mech. 1976. V. 76. Pt. 2. P. 363–381.
5. Гайфуллин А.М. Обтекание пластины с движущейся против потока поверхностью // Изв. РАН. МЖГ. 2006. № 3. С. 60–66.
6. Гайфуллин А.М., Зубцов А.В. Обтекание пластины с подвижной поверхностью // Изв. РАН. МЖГ. 2009. № 4. С. 73–78.
7. Гайфуллин А.М., Зубцов А.В. Асимптотическая структура нестационарного течения около полубесконечной пластины с подвижной поверхностью // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 1. С. 88–101.
8. Гайфуллин А.М., Киселев Н.Н. Неустойчивость течения около пластины с движущейся против потока поверхностью // Ученые записки ЦАГИ. 2016. Т. XLVII. № 1. С. 23–30.
9. Гайфуллин А.М. Вихревые течения. М.: Наука, 2015. 320 с.
10. Khayrullin K.G., Gaiyfullin A.M., Soudakov V.G. Flow control on the airfoil with the use of moving surface // AIP Conference Proceedings 2027, 030070, 2018.
11. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Дрофа, 2003. 840 с.