

УДК 533.6.011.72 + 532.526.2/4

© 1992 г. С. В. КУИМОВ, В. С. ХЛЕБНИКОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
НЕСТАЦИОНАРНОГО СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ
С ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ НА ПЛАСТИНЕ НА ПЕРЕХОДНОМ РЕЖИМЕ

Взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем на пластине рассмотрено в ряде экспериментальных работ. В основном они посвящены исследованию условий возникновения отрыва, структуры и особенностей течения вблизи зоны взаимодействия, а также распределений давления и теплового потока в ней [1—6].

В связи с современным уровнем развития аэродинамики возникает необходимость изучения характерных особенностей течения в области взаимодействия колеблющегося скачка уплотнения с пограничным слоем на поверхности тела, при этом меняются частота и амплитуда колебаний, а также интенсивность скачка уплотнения. В работе [7] проведено исследование взаимодействия колеблющегося вдоль потока скачка уплотнения с ламинарным и турбулентным пограничным слоем на пластине. В результате анализа распределений давления, теплового потока и кинограмм картины обтекания выявлены общие закономерности течения в области взаимодействия. Определены зависимости между максимальными значениями давления и теплового потока в зоне взаимодействия.

Данная работа — продолжение исследований, начатых в [7]. Она посвящена в основном изучению характерных особенностей течения в области взаимодействия колеблющегося скачка уплотнения с пограничным слоем на пластине на переходном режиме.

Исследования проведены в аэродинамической трубе с осесимметричной рабочей частью и подогревом потока при числе $M = 3$. Модель пластины, около которой исследовалось взаимодействие, имела ширину 150 и длину 200 мм. Вдоль нее на поверхности в четыре ряда располагались дренажные отверстия или калориметрические датчики. Скачок уплотнения индуцировался пластиной, установленной под углом α к набегающему потоку. Ширина пластины 80, длина 100 мм. Пластина крепилась на вибраторе, при помощи которого она могла колебаться параллельно потоку с заданной частотой и амплитудой. Для компенсации воздействия скоростного напора пластину, индуцирующую скачок уплотнения, в потоке механически разгружали пружиной. В аэродинамической трубе разгрузка пластины осуществлялась визуально по заранее определенному ориентиру до проведения измерений. Изменение интенсивности скачка уплотнения производилось путем установки угла пластины α . Испытания проведены при $\alpha = 6, 18, 21, 24$ и 30° .

С целью получения более полной информации о течении в области взаимодействия помимо измерений давления и теплового потока проводилось исследование картины распределений предельных линий тока на поверхности пластины, а также картины обтекания, визуализированной при помощи лазерного ножа и прибора Теллера.

Режимы работы трубы, при которых проводились испытания, представлены ниже:

Режим	1	2	3	4	5	6
$P_0 \cdot 10^{-5}$	2,29	2,94	3,11	3,43	4,91	6,21
$Re \cdot 10^{-6}$	0,98	1,26	1,34	1,48	2,11	2,67

Здесь P_0 — давление торможения набегающего потока в Н/м^2 . Число Рейнольдса Re вычислено по параметрам набегающего потока и длине, равной расстоянию от кромки пластины до места падения скачка уплотнения ($l_0 = 70$ мм). Температура торможения набегающего потока была постоянной во время испытаний ($T_0 = 353$ К).

Анализ распределений теплового потока на пластине в невозмущенном потоке показал, что в зоне расположения датчиков на пластине в режиме 1 реализуется ламинарное течение, на режимах 2—4 и 5, 6, начиная с $l \geq 0,45$, — соответственно переходное и турбулентное течение. Здесь l — отношение расстояния от передней кромки пластины l_1 к длине пластины L .

В результате расчета по полуэмпирическим формулам для ламинарного и турбулентного пограничных слоев [8, 9] соответственно

$$\frac{P_1 - P_\infty}{P_\infty} = 1,27 \sqrt{\frac{M^3}{\text{Re}}}, \quad \frac{P_1 - P_\infty}{P_\infty} = \frac{\gamma M^2}{1,3} \frac{0,45}{1 + (\gamma - 1)/2M^2}$$

установлено, что отрыв в первом случае произойдет при угле наклона пластины, индуцирующей скачок, $\alpha = 2^\circ$, а во втором случае — при $\alpha = 14^\circ$. В формулах P_1 и P_∞ — соответственно давление за падающим на пластину скачком уплотнения и в невозмущенном потоке.

На фиг. 1 представлены фотографии характерной картины обтекания в зоне взаимодействия стационарного падающего скачка уплотнения с ламинарным (фиг. 1, а, $\text{Re} = 0,98 \cdot 10^6$), переходным (фиг. 1, б, $\text{Re} = 1,34 \cdot 10^6$) и турбулентным (фиг. 1, в, $\text{Re} = 2,67 \cdot 10^6$) пограничными слоями на пластине при угле наклона пластины, индуцирующей падающий скачок уплотнения, $\alpha = 24^\circ$. Ламинарный режим взаимодействия характеризуется длинной и пологой зоной отрыва, при турбулентном пограничном слое протяженность отрывной зоны уменьшается, а крутизна разделяющих линий тока возрастает. На переходном режиме из-за неустойчивости течения возникают автоколебания отрывной зоны: картина течения в зоне взаимодействия приобретает вид, соответствующий то ламинарному, то турбулентному отрыву. Схематически область взаимодействия изображена на фиг. 2. Здесь 1 — падающий на пластину скачок уплотнения, 2 — индуцированный зоной отрыва скачок уплотнения, 3 — скачок уплотнения в области отрыва, 4 — скачок уплотнения в области присоединения, 5 — точка отрыва, 6 — точка присоединения, 7 — точка падения скачка уплотнения.

Анализ картины растекания предельных линий тока на поверхности пластины в области, например, стационарного взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем ($\text{Re} = 2,67 \cdot 10^6$) (фиг. 3), показал, что отрывная зона имеет трехмерный характер. Вблизи боковых кромок пластины наблюдаются вихри.

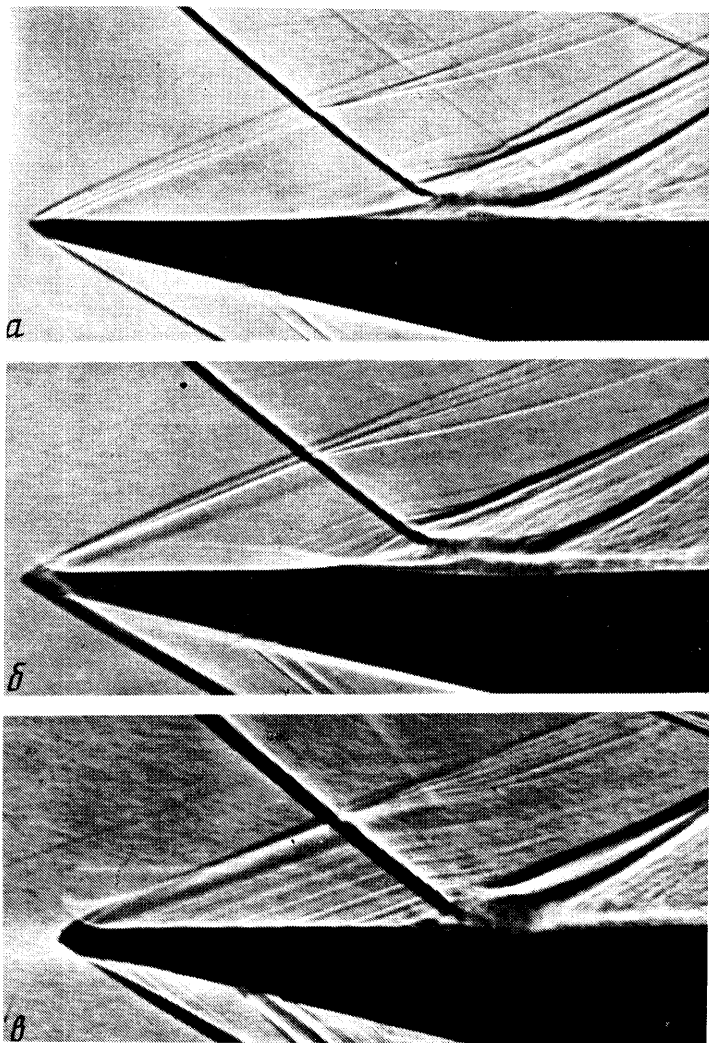
Максимальные значения давления P_m и теплового потока Q_m в зоне взаимодействия наблюдались в окрестности точки присоединения [7]. На фиг. 4 и 5 представлены зависимости величин P и Q на оси симметрии пластины от числа Re для стационарного (кривая 1, $\nu = 0$ и $A = 0$) и нестационарного (кривая 2, $\nu = 5$ Гц, $A = 0,12$, и кривая 3, $\nu = 10$ Гц, $A = 0,136$) падающего скачка уплотнения при $\alpha = 24^\circ$. Здесь P и Q — соответственно отношения давления P_m и теплового потока Q_m в окрестности точки присоединения к давлению P_∞ и среднему тепловому потоку Q_0 на пластине на ламинарном участке в невозмущенном потоке для данного режима обтекания; ν — частота колебаний падающего скачка уплотнения, а A — отношение амплитуды его колебаний A_0 к расстоянию от передней кромки пластины до места падения скачка уплотнения l_0 .

Из приведенных зависимостей для случая стационарного взаимодействия видно, что переходный режим ($1,2 \cdot 10^6 < \text{Re} < 1,6 \cdot 10^6$) характеризуется снижением величины теплового потока (пик теплового потока в окрестности точки присоединения из-за автоколебаний отрывной зоны «размазывается» на большую площадь). По мере завершения перехода течение устанавливается, профиль скорости в турбулентном пограничном слое становится более наполненным, в связи с чем величина Q возрастает при увеличении числа Re от $1,3 \cdot 10^6$ до $2,1 \cdot 10^6$. Дальнейшее увеличение числа Re при турбулентном режиме обтекания приводит к нарастанию толщины пограничного слоя и уменьшению теплового потока Q (фиг. 5).

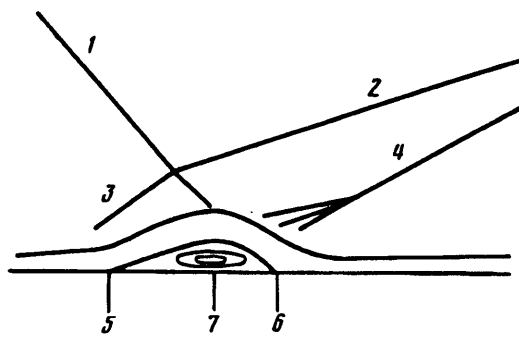
Неустойчивость течения на переходном режиме оказывает в зоне присоединения на давление P примерно такое же влияние, как и на тепловой поток Q (фиг. 4).

В случае нестационарного взаимодействия ($\nu = 5$ Гц, $A = 0,121$ и $\nu = 10$ Гц, $A = 0,136$) зависимости P и Q от числа Re имеют количественное и качественное отличие по сравнению с подобными зависимостями в случае стационарного взаимодействия. Так, давление и тепловой поток в окрестности точки присоединения при нестационарном взаимодействии меньше соответствующих значений P и Q при стационарном взаимодействии (например, при $\text{Re} = 1,3 \cdot 10^6$ величина P меньше на 7%, а Q — на 22%). С одной стороны, это объясняется «размазыванием» пиков давления и теплового потока в окрестности точки присоединения из-за колебаний падающего скачка уплотнения на большую (по сравнению с автоколебаниями отрывной зоны) площадь, с другой — изменением высоты отрывной зоны (см. [7]).

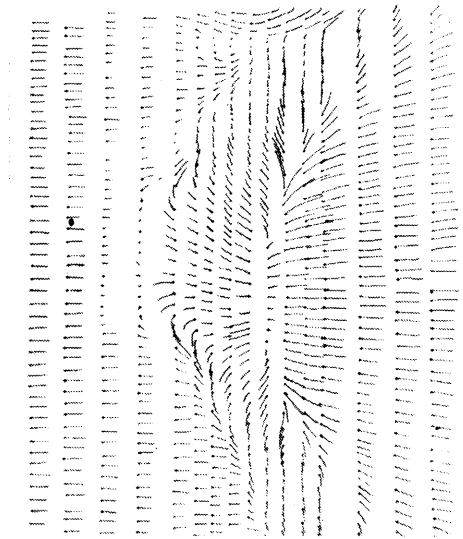
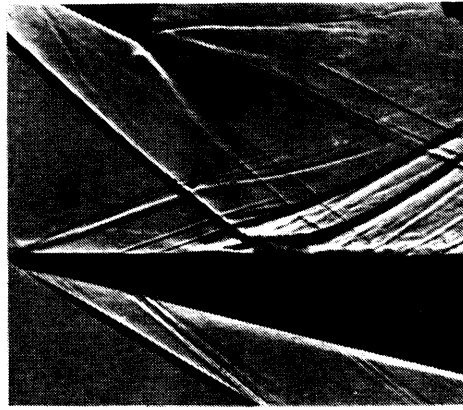
Отметим две особенности зависимостей $P(\text{Re})$ и $Q(\text{Re})$ для случая нестационарного взаимодействия. Во-первых, при $\nu = 10$ Гц, $A = 0,136$ и $\text{Re} = 1,37 \cdot 10^6$ наблюдается местный максимум давления



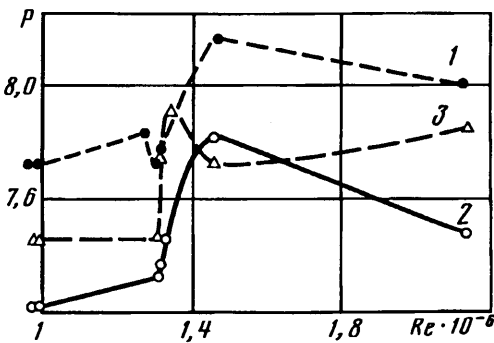
Фиг. 1



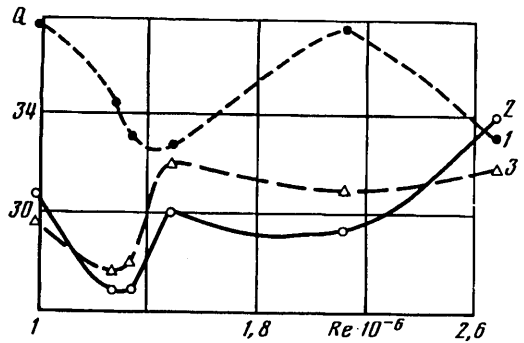
Фиг. 2



Фиг. 3



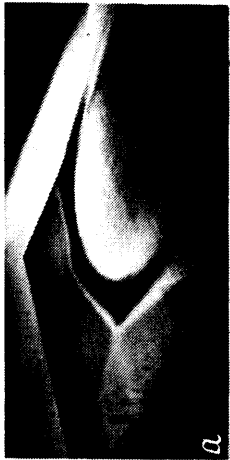
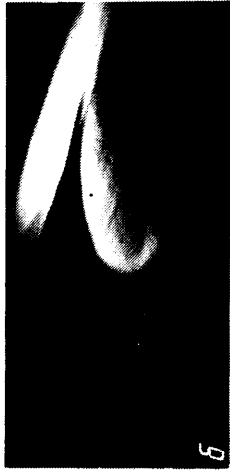
Фиг. 4



Фиг. 5

(фиг. 4). Во-вторых, тепловой поток при $\nu = 5$ Гц, $A = 0,121$ возрастает, начиная со значения $Re = 2,1 \cdot 10^6$, а при $\nu = 10$ Гц, $A = 0,136$ практически не возрастает до конца исследуемого по числу Рейнольдса диапазона ($Re = 2,7 \cdot 10^6$), следовательно, происходит затягивание турбулентного перехода по сравнению с турбулентным переходом при стационарном взаимодействии (фиг. 5).

Для выяснения описанных выше особенностей была проведена киносъемка картины течения в



области взаимодействия, визуализированной при помощи лазерного ножа. Киносъемка производилась со скоростью 32 кадра в секунду. В результате получены фотографии картины течения в зоне взаимодействия при $\alpha = 24^\circ$ и различных числах Рейнольдса. Некоторые из них при $Re = 1,37 \cdot 10^6$ представлены на фиг. 6. Фотографии *a* ($\nu = 0$), *b* ($\nu = 5$ Гц, $A = 0,121$), *c* ($\nu = 10$ Гц, $A = 0,136$) соответствуют расположению лазерного ножа вдоль пластины, а фотографии *z* ($l = 0,28$), *d* ($l = 0,33$), *e* ($l = 0,38$) при $\nu = 10$ Гц и $A = 0,136$ — расположению лазерного ножа перпендикулярно пластине и направлению набегающего потока.

Анализ кинограмм картины течения в зоне нестационарного взаимодействия ($\nu = 10$ Гц, $A = 0,136$) показал, что при $Re = 1,37 \cdot 10^6$ отрывная зона приобретает ярко выраженную пространственную волнообразную структуру (фиг. 6, *c* — *e*). Эта структура устойчива в течение исследуемого промежутка времени. В следе за отрывной зоной образуются вихревые шнуры. При том же числе Рейнольдса, но других частотах колебаний скачка ($\nu = 5$ Гц, $A = 0,121$) возникающие волнообразные структуры отрывной зоны — более мелкого масштаба. Следовательно, образование описанной структуры связано, по-видимому, с резонансными явлениями в отрывной зоне.

Обнаруженные новые пространственные периодические структуры в зоне взаимодействия имеют большое сходство с образующимися в области отрыва и присоединения при турбулентном режиме вихрями Тэйлора — Гертлера [10]. В исследованиях распространения возмущений в двумерном пограничном слое на искривленной поверхности принято выделять два типа возмущений — продольные и поперечные. Вдоль обтекаемой вогнутой поверхности развитие этих двух типов возмущений качественно различно. Потеря устойчивости к малым продольным возмущениям соответствует переходу ламинарной формы течения в турбулентную. В отличие от этого потеря устойчивости к поперечным возмущениям приводит к тому, что в направлении, от которого невозмущенное течение не зависит, могут формироваться периодически расположенные стационарные структуры [11—13]. В [14] анализируется процесс нелинейного развития локального поперечного возмущения на вогнутой поверхности и рассматривается механизм формирования устойчивой периодической структуры, возникающей вследствие такого возмущения. В этой же работе указывается, что такие устойчивые периодические структуры могут возникать вблизи линий отрыва и присоединения пограничного слоя при развитии волны Толлмина — Шлихтинга. Нечто аналогичное наблюдается в рассмотренном случае. Пространственное возмущение, создаваемое колеблющимся скачком уплотнения, распространяется в трех направлениях (в том числе и в поперечном).

Образование периодической устойчивой структуры при $Re = 1,37 \cdot 10^6$ приводит, с одной стороны, к появлению местного пика давления в области присоединения (фиг. 4, кривая 3), с другой — к затягиванию турбулентного перехода в этой области (фиг. 5, кривая 3).

В результате изучения кинограмм картины течения в области взаимодействия при $\nu = 10$ Гц и $A = 0,136$ установлено, что рост числа Рейнольдса от $1,37 \cdot 10^6$ до $2,11 \cdot 10^6$ приводит к уменьшению масштаба образующихся структур.

Сравнение тепловых потоков в области присоединения при стационарном и нестационарном взаимодействии показало, что чем больше интенсивность скачка уплотнения, тем большее влияние оказывают его колебания на величину Q . Особенно большое влияние отмечено при турбулентном режиме обтекания $Re = 2,11 \cdot 10^6$:

α , град	6	18	21	24	30
Q_ν	12,2	24,6	30,3	30,9	29,4
Q_1	14,2	27,8	33,2	37,5	38,4

Здесь Q_1 и Q_ν — соответственно значения величины Q для $\nu = 0$ и 10 Гц, $A = 0,136$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Green J. W. Interaction between shock waves and boundary layers // Progr. Aerospace Sci. Oxford, 1970. V. 11. P. 235—340.
2. Hakkinen P. J., Greber J., Trilling K., Abarbanel S. S. The interaction of an oblique shock wave with a laminar boundary layer // NASA. Mem. 1959. № T11. 6276.
3. Marvin J. G., Horstman C. C. et al. An experimental and numerical investigation of shock wave induced turbulent boundary layer separation at hypersonic speeds // AGARD CP168, 1975.
4. Christophel R. G. Two dimensional shock wave boundary layer interactions // AFFDL-TR-74-152. July 1975.
5. Sayano S. Heat transfer in shock wave-turbulent boundary layer interaction regions // Douglas Aircraft Co. Rept. SM42567. 1962. 55 p.

6. *Кондратьев И. А.* Экспериментальное исследование теплопередачи на плоской пластине при взаимодействии косо го скачка уплотнения с ламинарным пограничным слоем // Уч. зап. ЦАГИ. 1971. Т. 2. № 2. С. 18—23.
7. *Нейланд В. Я., Носарев О. И., Хлебников В. С., Цыганов П. Г.* Исследование взаимодействия колеблющегося по потоку скачка уплотнения с пограничным слоем на пластине // Тр. ЦАГИ. 1989. Вып. 2456. С. 3—15.
8. *Amick J. L.* Semiempirical relation for laminar separation // J. Acro Space Sci. 1959. V. 26. № 9. P. 603—604.
9. *Guman W. J.* On the plateau and peak pressure of regions of pure laminar and fully turbulent separation in two-dimensional supersonic flow // J. Aero Space Sci. 1959. V. 26. № 1. P. 56.
10. *Inger G. R.* On the curvature of compressible boundary layer flows near separation // J. ZAMP. 1977. V. 28. № 6. P. 1027—1035.
11. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. 742 с.
12. *Görtler H.* Über eine dreidimensional instabilität laminarer grenzschichten an konkaven wanden // ZAMM. 1941. В. 21. S. 230—252.
13. *Schultz-Grunow F., Hein H.* Beitrag zur Couetteströmung // Z. Flugwiss. 1956. В. 4. № 1. S. 28—30.
14. *Гуревич Ю. Г.* Развитие локального возмущения в пограничном слое на искривленной поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 1. С. 23—31.

Киев,
Москва

Поступила в редакцию
10.X.1991