

ность к двойникованию. При увеличении скорости деформации вероятность деформации двойникованием выше. Поэтому разницу между «динамическими» и «статическими» кривыми, по-видимому, надо объяснить тем, что при нагружении достаточно сильными ударными волнами особенно быстро растет количество двойникующих дислокаций и дефектов упаковки двойникового типа. Последние слабо искажают решетку в окрестности дефекта, но являются достаточно сильным препятствием для скользящих дислокаций, а поэтому сильнее увеличивают твердость, чем физическое уширение линий, благодаря чему зависимость $H/H_{исх}$ от β идет круче. При слабых ударных волнах, когда следует ожидать более пологий ход «динамических» кривых в области малых упрочнений, возможно, более заметной становится роль точечных дефектов, образующихся при ударном нагружении в значительно большем количестве, чем при статической деформации [10].

Таким образом, в работе установлено, что затухание ударных волн при прохождении их через ГЦК-металлы происходит значительно быстрее, чем это предсказывает газодинамическая схема. Такой же вывод для ОЦК-железа сделан в работе [1] на основании экспериментальных данных и в работе [11] на основании теоретического анализа, численного счета и другой методики эксперимента с ударными волнами и упрочнением железа.

Показано также, что отличие «динамического» и «статического» соотношений упрочнения и физического уширения линий тем больше, чем меньше величина энергии дефекта упаковки металла. Рентгеновский анализ угловой зависимости уширения дифракционных линий позволяет сделать вывод о близком к хаотическому распределении дефектов в решетке металлов, нагруженных плоскими ударными волнами.

*Институт гидродинамики СО АН СССР,
Новосибирск*

*Поступила в редакцию
16/1 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. С. Тесленко. ФГВ, 1976, 12, 1.
2. В. А. Симонов. Канд. дис., ИГ СО АН СССР. Новосибирск, 1972.
3. С. С. Горелик, Л. Н. Расторгуев, Ю. А. Скаков. Рентгенографический и электронно-оптический анализ. М., «Металлургия», 1970.
4. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
5. S. Mahajan. Phys. Status solidi (a), 1970, 2, 2, 187.
6. М. А. Кривоглаз, К. П. Рябошанка. ФММ, 1933, 15, 1, 18.
7. J. Trueb. J. Appl. Phys., 1969, 40, 7.
8. F. J. Grase, M. C. Inman. Metallography, 1970, 3, 1, 89.
9. В. Н. Сикоров, С. В. Першин. ФГВ, 1974, 10, 3.
10. М. А. Могилевский. Канд. дис., ИГ СО АН СССР, Новосибирск, 1970.
11. S. S. Grigorjan, K. I. Kozorezov, a. o. Astronautica Acta, 1972, 17, 4, 405.

О ВТОРИЧНОМ РОСТЕ ДОННОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ ГОРЕНИИ ЗА ОСЕСИММЕТРИЧНЫМ ТЕЛОМ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

*В. К. Баев, С. А. Вуйтицкий, А. Ф. Гаранин,
П. К. Третьяков, В. А. Ясаков*

Проблема течения за телами с донным срезом давно привлекает исследователей. Одна из сторон этой проблемы — исследование возможности снижения общего сопротивления тела. Дело в том, что значитель-

ную часть общего сопротивления тела ($\approx 25 \div 30\%$, в некоторых случаях до 70%) составляет сопротивление, обусловленное наличием донного среза.

Известно, что вдув газа в донную область тела и горение в следе приводят к повышению донного давления и, следовательно, к уменьшению полного сопротивления тела. В [1] вдув воздуха в донную область за осесимметричным телом при $M_\infty = 3,05$ в количестве $G = 2,5\%$ приводил к увеличению донного давления на 27% . ($G = G \cdot 100\% / \rho_\infty u_\infty F_m$, где G — расход вдуваемого газа; ρ_∞ , u_∞ — соответственно плотность и скорость воздуха, набегающего на модель; F_m — площадь поперечного сечения модели). Вдув газа с меньшим молекулярным весом — гелия — в количестве $0,9\%$ приводит к увеличению донного давления на 47% . Вдув водорода в донную область [2] за конус-цилиндром при $M_\infty = 2,05$ вызывал увеличение донного давления на 34% , причем рост давления не зависел от способа подачи газа при малых скоростях вдува. Горение водорода в этой области приводит к более значительному повышению донного давления до $p = (1,05 \div 1,1) \cdot p_\infty$ при вдуве водорода до $G = 0,3\%$ [2]. Аналогичное повышение донного давления при горении наблюдалось в работе [3].

В настоящей работе продолжены исследования, начатые в [2, 4]. Конус с цилиндрической хвостовой частью устанавливался в рабочей части (200×200 мм) сверхзвуковой аэродинамической трубы. Диаметр цилиндрической части модели $d = 35$ мм, полуугол при вершине конуса $\theta = 12^\circ$, длина модели 155 мм. Водород вдувался в донную область через 24 отверстия диаметром 2 мм, равномерно расположенные на окружности диаметром 26 мм, либо через пористое доннышко. Температура набегающего потока воздуха $T_0 = 273 \div 320$ К.

С увеличением числа Маха набегающего потока начало устойчивого горения смещается в область больших относительных вдувов газа \bar{G} [4]. Так, для $M_\infty = 2,5$ пламя стабилизируется при $\bar{G} > 0,72\%$, при этом вторичный рост донного давления наблюдался при $\bar{G} > 0,87\%$. Максимальная величина измеренного донного давления при $M_\infty = 2,05$ составила $1,65 \cdot p_\infty$ и $1,78 \cdot p_\infty$ при $M_\infty = 2,5$. Дальнейшее повышение расхода водорода приводило к проскоку пламени вверх по модели.

Как отмечалось в [4], наиболее вероятная причина вторичного роста донного давления состоит в передаче давления из области сжатия, возникающей вниз по потоку от модели к донному срезу модели. В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты в пользу этого предположения.

Рабочая часть аэродинамической трубы представляла собой канал, продолжающий плоское сопло. По тракту трубы устанавливались либо: 1) отсек крепления — канал прямоугольного сечения с переходом на круг для стыковки с выхлопным трактом; 2) отсек координатника — такой же канал, как описанный выше, но с $\sim 6\%$ -ной степенью затенения площади поперечного сечения штангой и державкой координатника; 3) камера «Эйфеля» диаметром 800 мм и длиной один метр. В зависимости от того, каким образом набиралась проточная часть трубы, менялось гидравлическое сопротивление тракта, о чем свидетельствовало изменение минимального давления в форкамере при запуске трубы: для первого случая — $p_{\min} = 1,5$ ат, для второго — $1,70$ ат и для третьего — $2,5$ ат.

На рис. 1 для $M_\infty = 2,05$ приведены зависимости донного давления при горении водорода в ближнем следе для отмеченных выше геометрических особенностей тракта аэродинамической трубы. Кривые, обозначенные 1, 2 и 3, получены при соответствующих и отмеченных выше особенностях тракта трубы. Звездочками обозначены зависимости статического давления на стенке трубы от расхода вдуваемого водорода для тех же условий экспериментов.

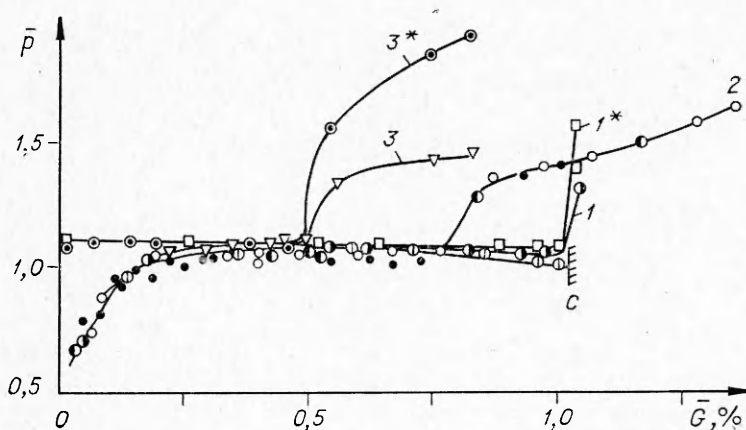


Рис. 1.

Анализ результатов, приведенных на рис. 1, показал, что начало вторичного роста донного давления зависит от гидравлического сопротивления тракта трубы. Увеличение сопротивления приводит к смещению начала вторичного роста донного давления в сторону меньших теплотоподводов (меньших \bar{G}). Следует отметить, что для геометрии тракта, соответствующей первому случаю, при уменьшении давления в форкамере до 1,6 ат вторичного роста донного давления не наблюдалось и был зафиксирован срыв пламени (см. рис. 1, граница C).

Для выяснения механизма вторичного повышения донного давления были проведены измерения статического давления на боковой стенке трубы ниже по потоку на расстоянии $\bar{x} = 8$ калибров ($\bar{x} = x/d$, d — диаметр модели) от донного среза. Эти результаты (также приведенные на рис. 1) показывают, что для одной и той же геометрии тракта статическое давление на боковой стенке трубы увеличивается одновременно с донным давлением.

На рис. 2 приведены тепловровские фотографии, иллюстрирующие структуру потока в следе за конус-цилиндром в области первого (1) и второго (2) окна рабочей части трубы. Ось второго окна расположена на расстоянии 310 мм от донного среза модели. Отсутствие скачков уплотнения перед трубкой полного напора, установленной по оси следа на расстоянии $\bar{x} = 3$ от среза модели (рис. 2, а, первое окно) и $\bar{x} = 10$ (рис. 2, б, второе окно), указывает на наличие дозвукового следа значительной протяженности во всем исследованном диапазоне \bar{G} : от малых \bar{G} до величин, соответствующих вторичному росту донного давления. Вокруг дозвукового следа поток воздуха остается сверхзвуковым (см. наличие скачков на трубке полного напора, рис. 2, а, второе окно).

Измерения полного и статического давления в области, окружающей дозвуковой след на расстоянии $\bar{x} = 8$, показали, что вторичное повышение донного давления сопровождается скачкообразным снижением числа Маха внешнего потока. Число Маха внешнего потока, равное 2,05, снижается при переходе в режим вторичного повышения донного давления до $M_\infty = 1,6$. Этот переход сопровождается скачкообразным расширением границ зоны горения (резко изменяется угол расширения границ зоны горения). На рис. 3 приведена зависимость угла расширения границ зоны горения, определенного по тепловровским фотографиям. Одновременно с расширением границ зоны горения при увеличении расхода вдуваемого водорода происходит приближение светящейся зоны факела и системы отраженных от боковых стенок скачков уплотнения к донному срезу. Дальнейшее увеличение \bar{G} приводит к отрыву пограничного слоя

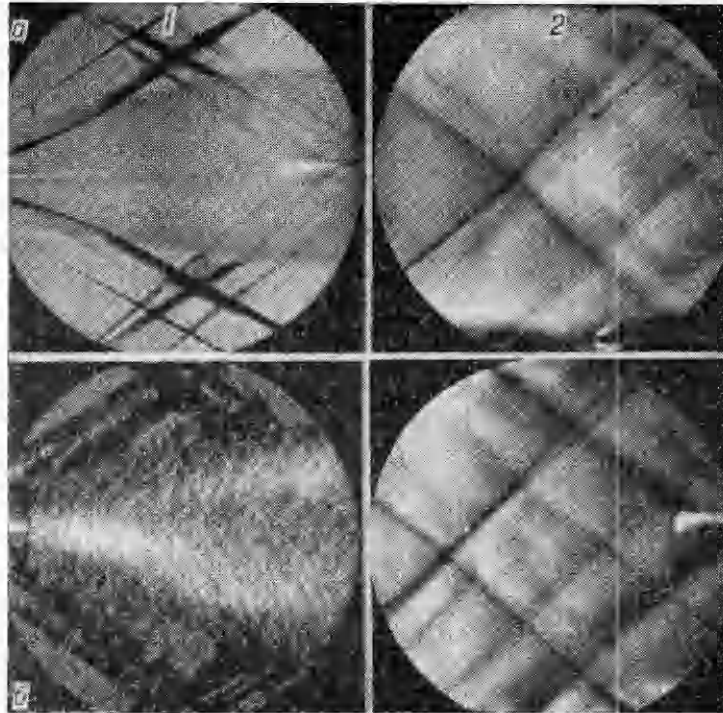


Рис. 2.

на модели и проскоку пламени вверх по поверхности модели. Подобное явление наблюдалось в [5].

Обращает на себя внимание следующий факт. Структура течения, аналогичная структуре, возникающей при вторичном повышении донного давления, может быть получена в режиме запуска аэродинамической трубы. Это подтверждают теплеровские фотографии (рис. 4), которые были получены при киносъемке процесса запуска трубы без горения водорода в донной области (*a* — начало работы; *b*, *в* — промежуточные режимы; *г* — запуск трубы). Сопоставление рис. 2 и 4 показывает на большое сходство возникающей системы скачков уплотнения. Отсутствие скачков уплотнения перед трубкой полного напора (рис. 4, *б*, *в*) свидетельствует о наличии дозвуковых скоростей в следе. Система косых скачков уплотнения в тракте аэродинамической трубы при ее запуске может замыкаться прямым скачком, переводящим внешний по отношению к следу сверхзвуковой поток в дозвуковой. Этот переход связан с увеличением статического давления, которое по дозвуковому следу (если он достигает области повышенного давления) передается до среза модели, повышая донное давление таким образом, что вместо

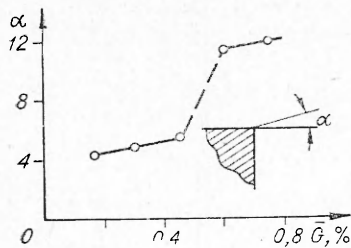


Рис. 3.

расширения потока у кромки среза (течение Прандтля — Майера) может возникнуть конический скачок уплотнения, как на рис. 4, *б*, *в*. Из полученных результатов проведенного экспериментального исследования можно сделать вывод, что механизм передачи давления, подобный описанному, осуществляется и при горении. Действительно, расширенные следа при теплоотводе должны вызывать искривление линий тока во внешнем сверхзвуковом потоке воздуха (поджатие

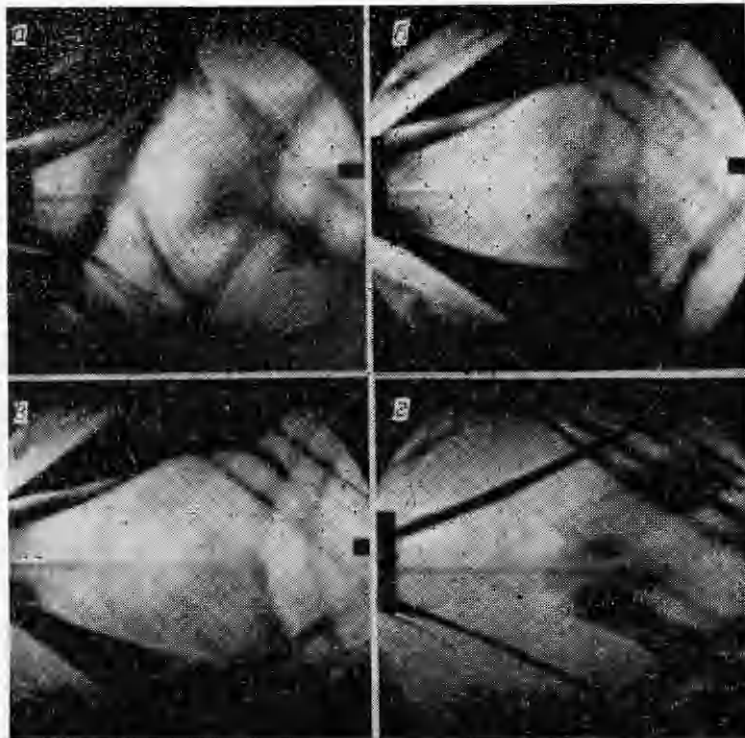


Рис. 4.

слоя), что неизбежно вызовет появление скачков уплотнения или усиления имеющихся и, следовательно, области повышенного статического давления. Если след останется дозвуковым, повышенное давление передается к донному срезу, что приведет к большему расширению следа и система скачков передвинется вверх по потоку. При этом чем больше гидравлическое сопротивление тракта трубы (что равносильно увеличению затенения поперечного сечения канала), тем ближе к донному срезу будут перемещаться возникшие скачки уплотнения и повышение донного давления будет происходить при меньших теплоподводах.

Вероятная причина срыва пламени при относительно низком давлении в форкамере (1,6 ата) — снижение скорости химической реакции и тем самым тепловыделения при том же относительном вдуве топлива. Уменьшение интенсивности тепловыделения приводит также к уменьшению донного давления и переобогащению зоны рециркуляции топлива за счет сокращения весового расхода воздуха в зоне рециркуляции.

*Институт теоретической и прикладной механики
СО АН СССР, Новосибирск*

*Поступила в редакцию
22/XII 1975*

ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Баев, А. Ф. Гаранин.—В сб.: Аэрофизические исследования. Новосибирск, 1973.
2. В. К. Баев, А. Ф. Гаранин, Н. К. Третьяков.—В сб.: Газодинамика и физическая кинетика. (Аэрофизические исследования). Вып. 3. Новосибирск, 1974.
3. L. H. Townend, J. Reid.—In: Supersonic Flow, Chemical Processes and Radiative Transfer. Oxford and others, 1964.
4. В. К. Баев, С. А. Вуйтицкий и др.—В сб.: Газодинамика и физическая кинетика. (Аэрофизические исследования). Вып. 3. Новосибирск, 1974.
5. В. К. Баев, А. В. Локотко, П. К. Третьяков. ФГВ, 1973, 9, 5, 721.