

03

## Подавление ламинарной отрывной зоны искровым разрядом при числе Маха $M = 1.43$

© П.А. Поливанов, А.А. Сидоренко

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича  
СО РАН, Новосибирск, Россия  
E-mail: polivanov@itam.nsc.ru

Поступило в Редакцию 19 апреля 2018 г.

Экспериментально исследовалось влияние возмущений, генерируемых электрическим разрядом, на область взаимодействия ударной волны с ламинарным пограничным слоем, развивающимся на плоской пластине при числе Маха 1.43. Косая ударная волна генерировалась клином, установленным над пластиной, и вызывала отрыв потока. Возмущения в поток вводились искровым разрядом на поверхности модели. На основании анализа данных обнаружено, что разряд приводит к формированию турбулентного и теплового пятен. Турбулентное пятно подавляло отрывную зону, а теплое приводило к локальному росту толщины пограничного слоя в зоне взаимодействия.

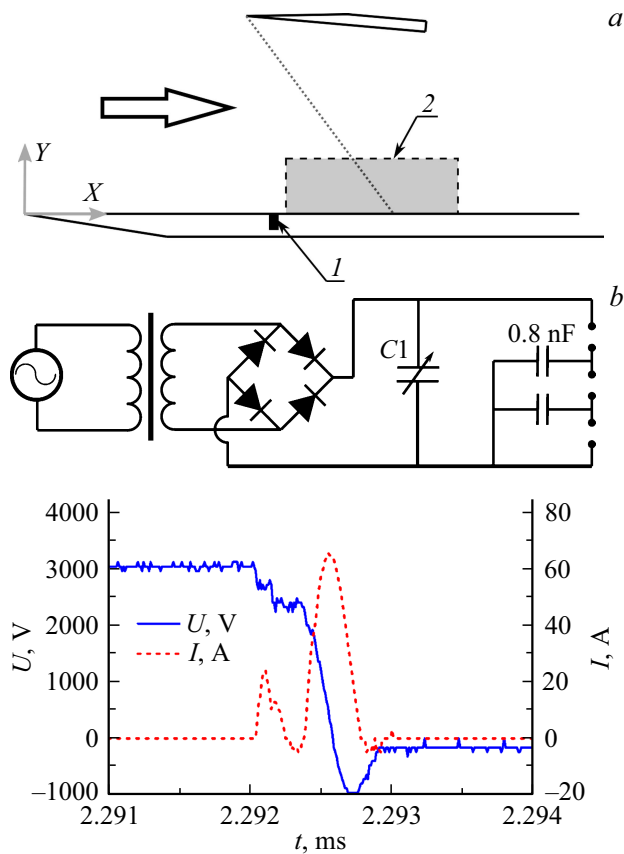
DOI: 10.21883/PJTF.2018.18.46613.17344

Один из наиболее перспективных способов снижения сопротивления транс- и сверхзвуковых летательных аппаратов состоит в поддержании ламинарного состояния пограничного слоя на их поверхности [1]. В условиях наличия даже локальных сверхзвуковых зон эта задача значительно усложняется, а наличие таких зон и ударных волн является органическим свойством трансзвуковых течений. Так, например, разгон потока над трансзвуковым крыловым профилем приводит к формированию сверхзвуковой области, заканчивающейся ударной волной. Известно, что ламинарный пограничный слой в отличие от турбулентного имеет слабую сопротивляемость отрыву вследствие неблагоприятного градиента давления в ударной волне [2]. Отрыв может приводить к возникновению протяженных рециркуляционных зон, росту сопротивления и возникновению в потоке нежелательных нестационарных явлений, которых следует избегать. В настоящее время исследуются различные спо-

собы управления трансзвуковыми течениями, такие как выдув струй [3] или электрический разряд [4]. Использование электрического разряда позволяет реализовать управление потоком с минимальным изменением формы несущей поверхности и осуществлять воздействие в широком частотном диапазоне. Так, например, в экспериментальном исследовании [5] демонстрируется возможность улучшения течения в следе за трансзвуковым профилем при использовании плазменного актуатора. К сожалению, постановка эксперимента затрудняет детальное исследование механизма воздействия. Существенное влияние электрического разряда на течение, формируемое ударной волной, при прохождении ее через пристенную область, нагретую плазмой скользящего разряда, было показано в работе [6]. Целью настоящей работы является экспериментальное изучение механизма влияния электрического разряда на область взаимодействия ударной волны с ламинарным пограничным слоем с точки зрения возможности уменьшения протяженности или подавления отрывной зоны.

Эксперименты выполнялись в аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН при  $M_\infty = 1.43$ ,  $T_0 = 291$  К и  $P_0 = 0.55 \cdot 10^5$  Па ( $Re_1 = 8.5 \cdot 10^6$  м<sup>-1</sup>). Сечение рабочей части (160 × 200 мм) имеет прямоугольную форму. Конфигурация экспериментальной модели представлена на рис. 1, а. Экспериментальная модель состояла из пластины и клина, генерирующего косую ударную волну. Угол клина (4°) соответствовал регулярному отражению скачка от пластины для невязкого случая. Расстояние от передней кромки до точки пересечения ударной волны с поверхностью пластины соответствовало ~ 130 мм. Такие условия эксперимента отвечают ламинарному состоянию пограничного слоя в зоне взаимодействия, как это было показано в работе [7]. В качестве основной измерительной техники использовался метод PIV (PIV — particle image velocimetry). Поток засеивался микрочастицами со средним размером 1 μm. Измерения скорости были синхронизированы относительно момента зажигания разряда.

Для введения возмущений в ламинарный пограничный слой использовался искровой электрический разряд, обладающий значительной пространственной и временной концентрацией энерговыделения и способный за короткий промежуток времени значительно увеличить температуру в небольшой области пограничного слоя. Это приводит к формированию больших локальных градиентов параметров потока, которые, развиваясь вниз по течению, могут турбулизировать по-



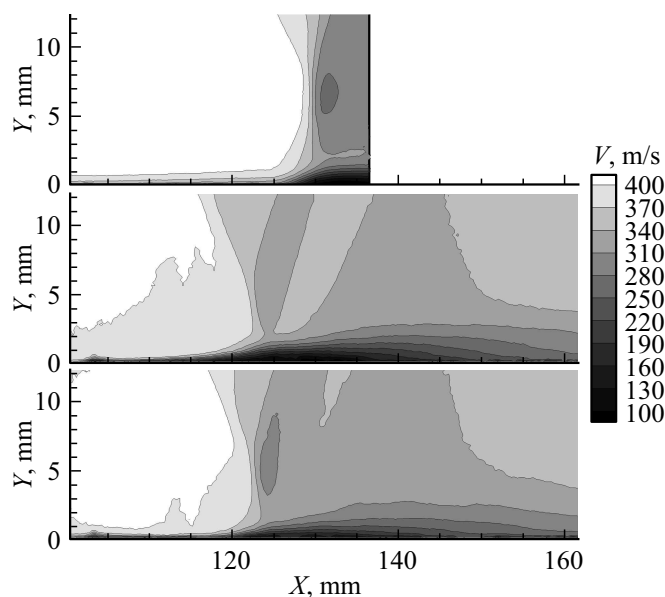
**Рис. 1.** *a* — конфигурация экспериментальной модели: *1* — электрический разряд, *2* — зона PIV-измерений, *b* — электрическая схема и пример осциллограмм напряжения и тока.

граничный слой. Медные электроды разрядника устанавливались на расстоянии 93 mm от передней кромки в керамической вставке. Они располагались поперек течения непосредственно перед отрывной зоной. В ходе экспериментов использовались три пары искровых разрядников с расстоянием между электродами 4.5 mm. Расстояние между соседними электродными парами составляло 14.5 mm, что позволяло турбулент-

ным пятнам, генерируемым электрическим разрядом, сливаться на некотором расстоянии до падающей ударной волны.

На рис. 1, *b* показаны принципиальная электрическая схема генератора и пример осциллограмм напряжения и тока в момент пробоя. В качестве высоковольтного источника напряжения использовался трансформатор ДАЕНАН 15 000 V/30 mA. Напряжение с трансформатора через диодный мост заряжало батарею конденсаторов  $C1$ , включенную параллельно с разрядными промежутками, соединенными последовательно. Для уменьшения напряжения пробоя были использованы дополнительные конденсаторы номиналом 0.8 nF, соединяющие промежуточные электроды с землей. Таким образом, зажигание разряда в этой схеме было саморегулируемым. Источник питания заряжал батарею конденсаторов до напряжения пробоя, после чего происходило выделение энергии в искровом разряде, и процесс повторялся. Этот процесс является периодическим (с частотой, зависящей от условий окружающей среды, напряжения и емкости  $C1$ , но не являющейся абсолютно стабильной). На практике период зажигания разряда мог отличаться в пределах  $\pm 15\%$ . Поэтому при анализе под частотой разряда будет пониматься  $f = 1/T$ , где  $T$  — осредненный период. Длительность импульса в искровом разряде составляла менее  $1 \mu\text{s}$  (рис. 1, *b*), а средняя мощность для одного разрядного промежутка равнялась  $P_{dis} \approx 11 \text{ W}$ . Частота зажигания разряда в эксперименте варьировалась от 3 до 30 kHz, а средняя энергия в импульсе — от 0.4 до 3 mJ.

Пример полей скорости, полученных в эксперименте, показан на рис. 2. Осредненные поля получены как результат осреднения 1000 мгновенных распределений. Зона измерений находилась ниже по потоку от искрового разрядника для уменьшения влияния засветки от разряда. Тем не менее на стыке керамической вставки с моделью ( $\sim 103 \text{ mm}$ ) была зафиксирована засветка, немного искажающая данные. Рассмотрим данные, полученные для ламинарного невозмущенного случая. Падающая ударная волна немного размыта, что обусловлено инерцией частиц (трассеров). Взаимодействие ударной волны с пограничным слоем приводит к отрыву потока в точке  $X = 100 \text{ mm}$  (что было установлено с помощью саже-масленной визуализации), но разрешение PIV не позволяет напрямую зафиксировать этот факт. Однако из PIV-данных хорошо видно волну сжатия, распространяющуюся от поверхности модели из точки отрыва. Возникновение этой волны



**Рис. 2.** Осредненные поля скорости, полученные для различных состояний набегающего пограничного слоя (сверху вниз: турбулентное, ламинарное, после воздействия электрического разряда).

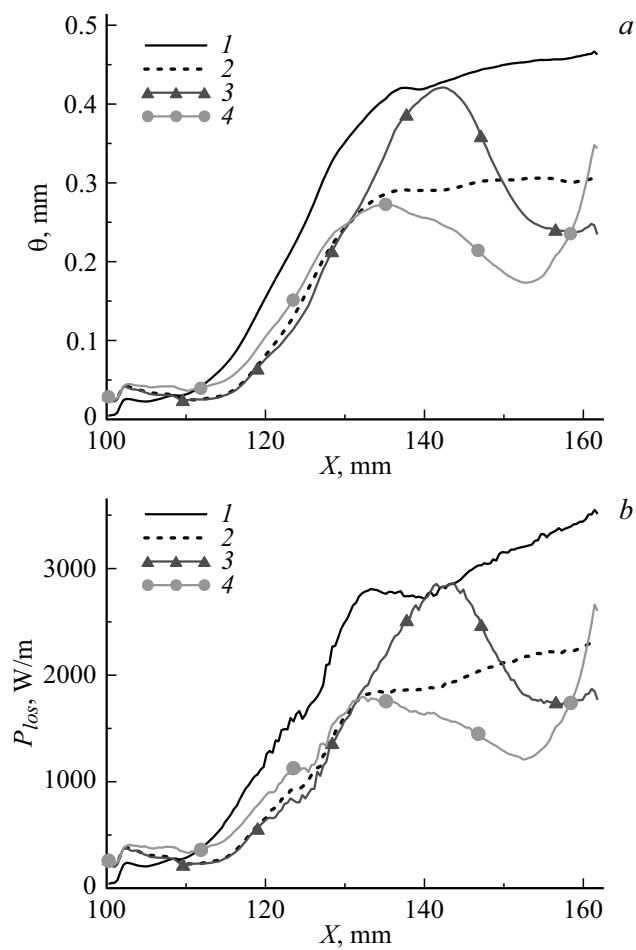
обусловлено слабым вытеснением потока в зоне ламинарного отрыва. Вблизи точки пересечения падающей ударной волны с пограничным слоем происходит турбулизация течения, обнаруживаемая по резкому росту пульсаций скорости (здесь не иллюстрируется), и быстрый рост толщины пограничного слоя.

В нижней части рис. 2 можно видеть осредненное поле скорости, полученное при воздействии искрового разряда с энергией в импульсе  $E_{dis} = 0.7 \text{ mJ}$  ( $f = 18.2 \text{ kHz}$ ). Хорошо видно, что в зоне взаимодействия ( $X > 100 \text{ mm}$ ) величина скорости увеличивается, а профиль скорости в следе становится более наполненным. Это свидетельствует об уменьшении или исчезновении ламинарной отрывной зоны. Использование теневой визуализации по методу работы [8] позволило установить, что в результате зажигания разряда формируется тепловое пятно, сносящееся вниз по потоку. Ниже по течению в следе теплового

пятна появляется зашумленная область, идентифицируемая как турбулентное пятно. Таким образом, к зоне взаимодействия подходит однородное тепловое пятно с развитой зоной турбулентности за ним. При пересечении зоны взаимодействия тепловым пятном искажения волновой картины не наблюдается. При подходе турбулентного пятна происходит подавление отрыва, что наблюдается как резкое смещение вниз по потоку волны сжатия, формируемой отрывом. Таким образом, можно утверждать, что основной причиной подавления отрыва является локальная турбулизация пограничного слоя.

На верхней части рис. 2 представлен результат, полученный при схожих условиях в работе [9] для турбулентного состояния набегающего пограничного слоя. Для стационарной турбулизации течения использовалась зигзагообразная шероховатость, установленная в положении  $X \approx 85 \text{ mm}$ . Хорошо видно существенное отличие этой картины течения от варианта с введением нестационарных возмущений искровым разрядом. Для турбулентного случая зона взаимодействия уменьшается в размерах, но более резкий рост толщины вытеснения пограничного слоя приводит к формированию дополнительной ударной волны, распространяющейся от пластины. В результате повышения давления становится достаточно для формирования ножки Маха, что увеличивает потери полного давления на ударных волнах. В случае периодического воздействия искрового разряда этот эффект не наблюдается. Турбулентное пятно (генерируемое разрядом) подавляет отрыв, после чего наступает период восстановления течения к исходному состоянию, продолжающийся  $t_{swbli} \approx 0.5 \text{ ms}$  ( $Sh = L/(U t_{swbli}) \approx 0.05-0.1$ ,  $L$  — длина зоны взаимодействия [7],  $U$  — скорость набегающего потока,  $Sh$  — число Струхала). Переход взаимодействия к турбулентному типу требует сохранения турбулентного состояния набегающего пограничного слоя на длительное время. Поскольку при использовании искрового разряда этого не происходит, результирующая средняя картина течения существенно отличается от турбулентного случая.

На рис. 3, а показано распределение толщины потери импульса  $\theta$  вдоль зоны взаимодействия. Хорошо видно, что использование искрового разряда способно уменьшить среднюю толщину потери импульса в следе на 30% по сравнению с ламинарным случаем. Сравним значение  $\theta$ , полученное для усредненного поля скорости, с мгновенными распределениями, реализующимися при разных временных задержках относительно момента зажигания разряда. На кривой 3 хорошо заметен



**Рис. 3.** Распределение толщины вытеснения (а) и потери энергии в пограничном слое (b) вдоль области взаимодействия. 1 — ламинарный пограничный слой, 2 — осредненное значение при введении возмущений, 3 и 4 — величины получены соответственно при  $t = 130$  и  $220 \mu\text{s}$  после зажигания разряда.

пик  $\theta$  при  $X = 142 \text{ mm}$ . При увеличении задержки времени этот пик смещается вниз по течению, что проявляется на кривой 4 как рост

$\theta$  в конце зоны измерений. Этот пик соответствует тепловому пятну, и в отличие от случая турбулентного пятна его наличие приводит к увеличению потерь полного давления в зоне взаимодействия. Причина заключается в низкой плотности газа и соответственно в низкой кинетической энергии этой области пограничного слоя. В результате при пересечении ударной волны тепловым пятном происходит существенное торможение пограничного слоя. Таким образом, локальный нагрев потока, генерируемый разрядом, приводит и к положительному (турбулизация), и к отрицательному (тепловое пятно) воздействию на зону взаимодействия ударной волны с пограничным слоем.

Энергетическая эффективность управления потоком может быть оценена как отношение изменения энергии в пограничном слое к энергии разряда:  $\eta_{dis} = 0.5\rho U^3(\theta_{lam} - \theta_{dis})/P_{dis}$ , где  $\rho$  — плотность газа,  $\theta_{lam}$  и  $\theta_{dis}$  — значения толщины потери импульса, полученные в конце зоны измерений (в следе) при выключенном и включенном разряде. Для рассмотренного варианта  $\eta_{dis} = 225\%$ . Увеличение энергии в импульсе до  $E_{dis} = 1.3$  мДж уменьшало эффективность до 167%. Как уже было замечено, это связано с увеличением потерь из-за воздействия теплового пятна, при этом турбулизация течения обеспечивалась во всем диапазоне  $E_{dis}$ , исследованном в этой работе. Распределение величины  $P_{los} = \rho U^3\theta$  показано на рис. 3, *b*. Видно, что кривые 3, 4 в зоне взаимодействия лежат ниже осредненной кривой 2 везде, за исключением областей тепловых пятен (например, кривая 4 в области  $X = 130 - 160$  мм). Это означает, что при уменьшении влияния тепловых пятен эффективность управления течением должна возрастать. Соответственно необходимо стремиться использовать разряд минимальной энергии, достаточной для формирования турбулентного пятна.

Основным результатом работы является демонстрация возможности использования искрового разряда для уменьшения потерь полного давления в области взаимодействия ударной волны с ламинарным пограничным слоем с энергетической эффективностью  $\eta_{dis} > 200\%$ . При этом различные механические турбулизаторы, исследованные для данной конфигурации, не привели к уменьшению потерь полного давления и толщины пограничного слоя в зоне взаимодействия [9].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 18-19-00547).



## Список литературы

- [1] *Brion V., Abart J.-C., Paillart P.* // Eur. Conf. for Aeronautics and space sciences (EUCASS 2017). Milan, Italy, 2017. P. 18.
- [2] *Lee B.H.K.* // Prog. Aerospace Sci. 2001. V. 37. P. 147–196.
- [3] *Абрамова К.А., Рыжов А.А., Судаков В.Г., Хайруллин К.Г.* // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2017. № 2. С. 173–180.
- [4] *Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П.* // ЖТФ. 2013. Т. 83. В. 4. С. 21–29.
- [5] *Roupassov D.V., Nikipelov A.A., Nudnova M.M., Starikovskii A.Yu.* // AIAA journal. 2009. V. 47. N 1. P. 168–185.
- [6] *Коротеева Е.Ю., Иванов И.Э., Знаменская И.А.* // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 11. С. 46–52.
- [7] *Поливанов П.А., Сидоренко А.А., Маслов А.А.* // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 19. С. 29–37.
- [8] *Бунтин Д.А., Громько Ю.В., Маслов А.А., Поливанов П.А., Сидоренко А.А.* // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22. № 6. С. 797–800.
- [9] *Polivanov P.A., Sidorenko A.A., Maslov A.A.* // AIAA Paper. 2015-1974.