

03;04

## Развитие турбулентности за фронтом ударной волны при ее движении по неоднородной области

© Е.Ю. Коротеева, И.Э. Иванов, И.А. Знаменская

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
E-mail: koroteeva@physics.msu.ru

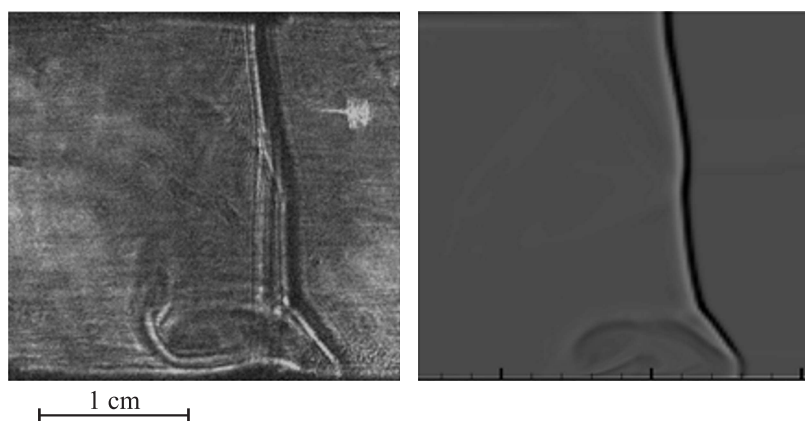
Поступило в Редакцию 25 января 2012 г.

Исследовано возникновение вихревых образований, а также развитие турбулентности за фронтом плоской ударной волны с числом Маха  $M = 1.5-3.0$  при ее движении вдоль пристеночного газового слоя, возбужденного наносекундным поперечным поверхностным разрядом, через  $40-500 \mu s$  после его инициирования. Проведено сравнение теневых снимков течения с результатами двумерного численного моделирования на основе уравнений Навье–Стокса и модели импульсного энерговыклада.

Распространение ударных волн в средах с различными типами неоднородностей является традиционным объектом исследований в газовой динамике. Наличие неоднородностей перед фронтом ударной волны может приводить к перестройке течения, ослаблению или, наоборот, усилению волны, отрыву пограничного слоя, искривлению ударного фронта. Важным эффектом является формирование новых структур: вторичных ударных волн, струй, предвестников, вихрей. В [1] показано, что после прохождения ударной волны через теплый канал за фронтом сохраняется существенная завихренность течения даже через значительный промежуток времени, когда плоский фронт ударной волны полностью восстановлен. Это явление может быть использовано, в частности, для интенсификации перемешивания газов при горении. Фундаментальной задачей является исследование взаимодействия ударных волн с турбулентностью. При прохождении ударной волны по турбулентной области наблюдается усиление флуктуаций термодинамических параметров, а также кинетической энергии турбулентных пульсаций [2,3].

В данной работе экспериментально и численно была решена задача нестационарного квазидвумерного взаимодействия плоской ударной волны с неоднородным неравновесным слоем, образованным сильноточным распределенным скользящим разрядом наносекундной длительности („плазменным листом“ [4]). Инициирование „плазменного листа“ на нижней стенке канала ударной трубы позволяло осуществлять импульсный (практически мгновенный) подвод энергии в узкий (порядка 0.5 mm) приповерхностный слой газа без предварительного нагрева самой поверхности. В экспериментах [4–6] завершенные скользящие разряды создавались на поверхности диэлектрика при приложении импульсного напряжения в 25–30 kV к межэлектродному промежутку длиной 10 cm и шириной 3 cm, расположенному на нижней стенке разрядной секции. Ток разряда протекал перпендикулярно направлению газодинамического потока в трубе и достигал 1–2 kA, а длительность составляла порядка 200 ns. Разрядная секция являлась частью камеры низкого давления ударной трубы с сечением  $48 \times 24 \text{ cm}^2$ , заполненной воздухом при комнатной температуре и давлении  $p_0 = 20\text{--}80 \text{ Torr}$ . На основе анализа динамики ударно-волновых полей, образованных в результате инициирования разряда, было показано, что существенная доля электрической энергии трансформируется в тепловую в субмиллиметровом приповерхностном слое газа менее чем за  $1 \mu\text{s}$ , что в условиях экспериментов приводит к быстрому нагреву на 600–1000 K [6]. Также было выявлено, что с увеличением начального давления в разрядной камере ( $> 60\text{--}80 \text{ Torr}$ ) свечение „плазменного листа“ становится заметно неравномерным вдоль распространения потока и на фоне общего однородного свечения начинают чаще выделяться отдельные яркие каналы [5].

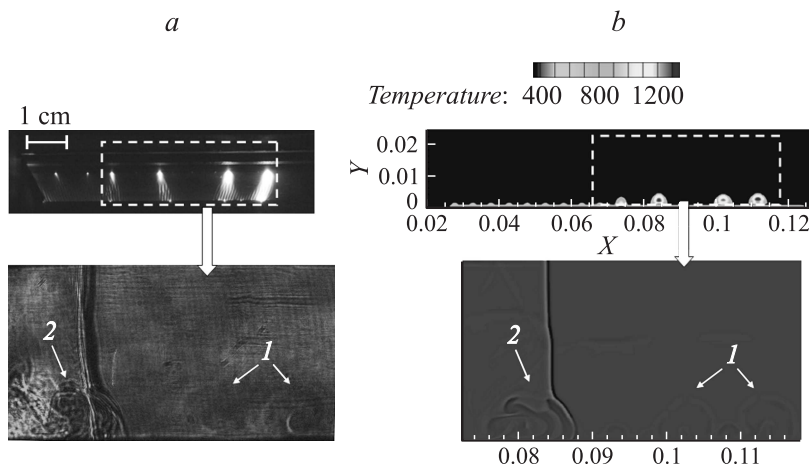
Плоская ударная волна подходила к началу разрядного промежутка через заданное время задержки после завершения тока разряда, превышавшее 40–50  $\mu\text{s}$ . На этих временных стадиях вблизи поверхности шли интенсивные процессы релаксации возбужденного разрядом газа, сопровождавшиеся охлаждением и расширением нагретой области за счет процессов переноса. При движении ударной волны по „плазменному листу“ на структуры течения оказывали влияние как слабые ударные волны, распространяющиеся от зоны разряда в результате вложения большого количества энергии в ограниченный объем, так и наличие термодинамических неоднородностей неравновесного газового слоя вблизи поверхности. Благодаря конструкции экспериментальной



**Рис. 1.** Теневой снимок течения через  $74\mu\text{s}$  после инициирования разряда (слева) и соответствующая теневая расчетная визуализация (справа). Ударная волна движется слева направо;  $p_0 = 25 \text{ Torr}$ ,  $M = 2.5$ .

установки, образованное в разрядной камере течение можно было считать близким к двумерному. На теневых снимках при определенном соотношении начальных параметров наблюдалось образование ударно-волновой конфигурации с предвестником за счет эффекта „теплого слоя“ [7].

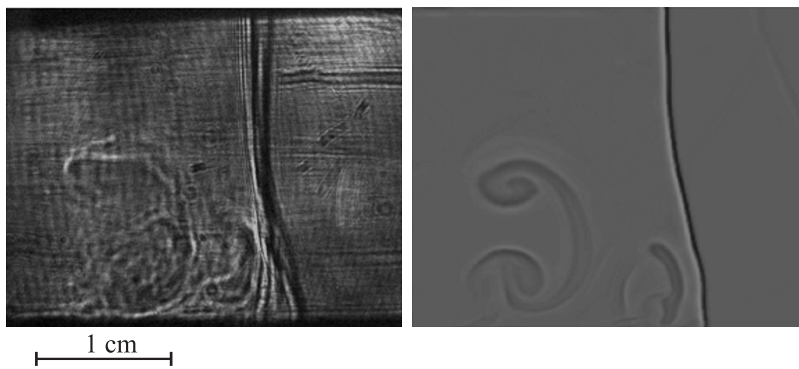
Было зарегистрировано возникновение крупномасштабных вихревых структур за фронтом ударной волны вблизи поверхности и последующая турбулизация течения в спутном потоке (рис. 1–3, слева). Численное моделирование задачи проводилось в рамках газодинамической модели взаимодействия плоской ударной волны с областью импульсного мгновенного энерговыделения. Расчет был основан на решении системы нестационарных двумерных уравнений Навье–Стокса для сжимаемого газа. Численная схема представляла собой вариант явного квазилинейного метода Годунова повышенного порядка точности [8]. Рассматривался идеальный газ (воздух) с постоянным показателем адиабаты  $\gamma = 1.4$ . Расчетная сетка в области  $14.6 \times 2.4 \text{ cm}$ , сгущенная к нижней стенке, состояла из  $1200 \times 200$  ячеек. Импульсный энерговыделитель моделировался соответствующим заданием начальных условий — добавлением удельной энергии в область разряда (длиной  $10 \text{ cm}$ ) с учетом



**Рис. 2.** *a* — свечение разряда в начальный момент времени (вверху) и теневой снимок течения через  $152 \mu\text{s}$  после инициирования разряда (внизу); *b* — начальное распределение температуры в численном моделировании (вверху) и соответствующая теневая расчетная визуализация (внизу). Пунктиром выделены области, видимые на экспериментальном и расчетном снимках соответственно. Ударная волна движет слева направо;  $p_0 = 75 \text{ Torr}$ ,  $M = 2.5$ .

неоднородности зоны свечения „плазменного листа“. Для сравнения с экспериментальными теневыми снимками в расчетах визуализировалось распределение второй производной (лапласиана) плотности. Величина, форма и пространственное распределение энерговклада подбирались до достижения максимального совпадения расчетных полей течения с экспериментальными (решение обратной задачи).

На рис. 1 показана картина взаимодействия ударной волны с  $M = 2.5$  с зоной разряда через  $74 \mu\text{s}$  после его инициирования при начальном давлении воздуха в разрядной камере  $p_0 = 25 \text{ Torr}$ . Численное моделирование эксперимента проводилось в предположении неоднородного мгновенного энерговклада: начального увеличения энергии в слое толщиной  $0.7 \text{ mm}$  ( $1.2 \text{ mm}$  для яркого канала), приводящего к локальному повышению температуры до  $1000 \text{ K}$ . Отчетливо наблюдается трехударная конфигурация, характерная для нестационарного режима распространения ударной волны по „теплому слою“ — узкому слою



**Рис. 3.** Теневой снимок через  $320 \mu\text{s}$  после инициирования разряда (слева) и соответствующая теневая расчетная визуализация (справа). Ударная волна движется слева направо;  $p_0 = 25 \text{ Torr}$ ,  $M = 2.4$ .

газа повышенной температуры (пониженной плотности). Совпадение расчетной визуализации с соответствующим экспериментальным теневым снимком позволяет выделить основные фазы возникающего течения, а именно: косую ударную волну, обгоняющую основной фронт (предвестнике), контактную поверхность, вихревое образование за фронтом, а также искривление основного фронта за счет взаимодействия с поперечной ударной волной от разряда. В целом численное моделирование дало хорошее согласие с экспериментом в случае относительно равномерного по пространству энерговклада (в основном при малых начальных давлениях) и на временах после разряда до  $100\text{--}120 \mu\text{s}$ .

При увеличении времени между инициированием „плазменного листа“ и началом взаимодействия возникающее на теневых снимках течение оказывалось заметно более сложным, чем предсказывал двумерный расчет, за счет газодинамических процессов, развивающихся вблизи поверхности. Повышение начального давления в разрядной камере также усиливало неоднородности разрядного слоя и усложняло его взаимодействие с ударной волной. На рис. 2, *a* представлено течение, возникающее при движении ударной волны по области разряда через  $152 \mu\text{s}$  после его инициирования в неподвижном воздухе при начальном давлении  $p_0 = 75 \text{ Torr}$ . Вместо характерной ударно-волновой

конфигурации с предвестником за фронтом наблюдается интенсивное вихревое, близкое к турбулентному, течение (цифра 2 на рис. 2). В численном моделировании начальное пространственное распределение энергии задавалось с учетом анализа картины свечения разряда в момент инициирования (рис. 2, вверху), в виде отдельных каналов с повышенным энерговыделением. Расчетная визуализация демонстрирует крупномасштабные черты течения и когерентные вихревые структуры, сходные с полученными на теневом снимке, однако не позволяет разрешить мелкомасштабную неоднородность, наблюдающуюся в эксперименте за фронтом падающей ударной волны. Очевидно, что течение турбулизуется и становится существенно трехмерным, что осложняет прямое сравнение расчетных и экспериментальных полей.

Как и в задачах взаимодействия ударной волны с цилиндрическими и сферическими неоднородностями („газовыми пузырями“ [9]), формирование когерентных вихрей (или вихревых пар) происходит за счет бароклинного механизма — при прохождении ударной волны сквозь неоднородность градиент давления оказывается неколлинеарен градиенту плотности. При определенном соотношении числа Рейнольдса и степени неоднородности через некоторое время после взаимодействия возможно развитие вторичных вихрей и переход к турбулентному течению.

В то же время в случае, когда неоднородность в слое возникает в результате неоднородности энерговыделения при инициировании разряда, развитие турбулентности возможно вблизи поверхности еще до начала взаимодействия с ударной волной. На месте „горячих каналов“, образованных за счет быстрого энерговыделения в газ, могут возникнуть вихревые течения [10]. На относительно больших временах после энерговыделения это приводит к формированию областей интенсивного турбулентного перемешивания (цифра 1 на рис. 2), с которыми также взаимодействует набегающая ударная волна. Так, когерентная вихревая пара, наблюдаемая через  $320 \mu\text{s}$  после инициирования „плазменного листа“ (рис. 3), является результатом прохождения ударного фронта через крупномасштабную неоднородность (радиусом до  $0.4 \text{ cm}$ ). Поскольку время после взаимодействия не превышает  $10\text{--}15 \mu\text{s}$ , ярко выраженная турбулентная структура вихря свидетельствует о наличии начальной турбулентности перед фронтом.

Таким образом, поток за ударной волной при ее прохождении через  $40\text{--}100 \mu\text{s}$  после поверхностного разряда возникает как резуль-

тат взаимодействия с квазидвумерным газодинамическим течением, сформировавшимся в зоне импульсного энерговыклада. Он представляет собой крупные когерентные вихревые структуры, визуализирующиеся как в эксперименте, так и при численном 2D-моделировании. При временных интервалах, превышающих  $150\text{--}200\ \mu\text{s}$ , и при усилении неоднородности энерговыклада (при больших давлениях) наблюдается турбулизация среды, сокращение характерного масштаба турбулентности, что связано с взаимодействием ударной волны с областями турбулентного перемешивания. Для разрешения и анализа этого турбулентного течения необходимо проведение трехмерных расчетов на существенно более подробных сетках с использованием подсеточных моделей турбулентности.

Работа была выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 11-08-00297.

## Список литературы

- [1] Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Медведюк С.А., Немчинов И.В., Орлова Т.И. и др. // МЖГ. 1993. Т. 28. № 3. С. 149–153.
- [2] Agu J.H., Briassulis G., Andreopoulos Y. // J. Fluid Mech. 2005. V. 524. P. 143–195.
- [3] Grube N., Taylor E., Martin M.P. // 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Orlando 4–7 January, 2011. AIAA Paper 2011–480.
- [4] Аульченко С.М., Замураев В.П., Знаменская И.А., Калинина А.П., Орлов Д.М., Сысоев Н.Н. // ЖТФ. 2009. Т. 79. В. 3. С. 17–27.
- [5] Знаменская И.А., Иванов И.Э., Коротеева Е.Ю., Орлов Д.М. // ДАН. 2011. Т. 439. № 5. С. 609–612.
- [6] Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 17. С. 35–41.
- [7] Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Калмыков А.А., Немчинов И.В. и др. // Изв. АН ССР. МЖГ. 1988. № 2. С. 158–163.
- [8] Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А. // Мат. моделирование. 2009. Т. 21. № 12. С. 103–121.
- [9] Ranjan D., Oakley J., Bonazza R. // Annu. Rev. Fluid Mech. 2011. V. 43. P. 117–140.
- [10] Kurzevel Y., Livne E., Meerson B. // Phys. Fluids. 2002. V. 14. P. 1030–1041.