

УДК 533.6.011.72

**ИССЛЕДОВАНИЯ УДАРНО-ВОЛНОВОГО ТЕЧЕНИЯ В КАНАЛЕ  
ТЕНЕВЫМ И ТЕНЕВЫМ ФОНОВЫМ МЕТОДАМИ\*****Ф. Н. Глазырин, И. А. Знаменская, И. В. Мурсенкова,  
Н. Н. Сысоев, Ц. Цзинь***Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,  
119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2  
E-mail: znamen@phys.msu.ru*

Представлены результаты регистрации теневым и теневым фоновым методами (ТФМ) потока газа в ударной трубе после инициирования импульсного разряда (поверхностного или объёмного). Одновременная регистрация поля течения двумя методами даёт возможность полного качественного и количественного анализа ударно-волновых процессов, являющихся результатом взаимодействия импульсного разряда с высокоскоростным течением. Векторное поле смещений ТФМ определялось кросскорреляционным методом. Поле плотности получалось из решения уравнения Пуассона со специальными граничными условиями. Показано, что ТФМ даёт хорошее качественное отображение структуры течения, соответствующее классическому теневому методу, и обеспечивает достоверные количественные результаты за исключением областей высоких градиентов. Для измерения скачка плотности на фронте ударных волн предложена и опробована модификация теневого фонового метода. Съёмка производилась под углом к плоскости фронта волны. Опробованы различные схемы обработки цифровых изображений потока. Предложенная методика обеспечивает разрешение больших градиентов плотности, возникающих на фронте ударной волны. Полученные количественные результаты согласуются с расчётными величинами.

*Ключевые слова:* теневой метод, теневой фоновый метод, ударная труба, плоская ударная волна, импульсный поверхностный скользящий разряд, импульсный объёмный разряд, кросскорреляционная обработка.

**Введение.** Для анализа быстропротекающих процессов в потоках газа и плазмы предпочтительны бесконтактные оптические методы: классический теневой метод и сравнительно новый теневой фоновый метод (ТФМ) [1, 2], который нашёл применение при изучении процессов тепломассообмена в оптически прозрачных средах, при исследовании турбулентных течений и конвективных потоков [1–3], распространении звуковых и ударных волн (УВ) [4]. Он даёт возможность получения не только качественной картины течения, но и количественного определения поля плотности при достаточной простоте оптической схемы, оптимизированных условиях эксперимента и использовании соответствующей математической обработки изображений. В данной работе поле течения одновременно регистрировалось теневым и теневым фоновым методами.

Несмотря на то что классические теневые методы, такие как прямой теневой и шлирен, позволяют с большой точностью визуализировать структуру ударно-волновых конфигураций, получение количественных данных о полях плотности или температуры в течениях с разрывами остаётся сложной задачей для оптических методов исследования потоков. В рамках данной работы представлены результаты количественных измерений скачка плотности на фронте плоской УВ, произведённых модифицированным теневым фоновым методом.

---

\*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-08-01018).

Также в предлагаемой работе исследовались структура и поле течения в канале ударной трубы после инициирования импульсных разрядов наносекундной длительности (поверхностного распределённого скользящего (плазменного листа) и объёмного разрядов) и процесса взаимодействия плоской УВ с разрядной областью. При взаимодействии ударных волн и высокоскоростных потоков с плазмой электрических разрядов малой длительности происходит преимущественно ударно-волновое воздействие разряда на поток. Импульсный разряд длительностью менее 1 мкс приводит к образованию УВ, распространяющихся от области разряда [5, 6]. Одной из важных задач аэродинамики является исследование возможностей управления высокоскоростными газодинамическими потоками с использованием подобных разрядов [7, 8].

**Экспериментальная установка.** Исследование взаимодействия импульсных разрядов субнаносекундной длительности и сверхзвуковых потоков с плоскими УВ проводилось на ударной трубе с разрядной камерой, внутреннее сечение которой совпадало с сечением камеры низкого давления размером  $24 \times 48$  мм [5]. Двумя противоположными стенками разрядной камеры длиной 17 см служили плоскопараллельные кварцевые стёкла. В разрядной секции инициировались скользящие разряды в прямоугольной области  $30 \times 100$  мм [4, 5] или объёмный разряд в области  $30 \times 100 \times 24$  мм [6]. Рабочим газом служил воздух при давлениях 3–250 торр.

На электроды подавалось импульсное напряжение 24–30 кВ. Ток разрядов, регистрируемый шунтом специальной конструкции, достигал 1–2 кА за 30 нс. Длительность свечения и послесвечения разряда, определяемая при помощи стробируемой электронно-оптической цифровой камеры, не превышала 4 мкс. С точки зрения характерных газодинамических времён развитие разрядов и энерговыделение в газ происходит мгновенно.

Вследствие быстрого энерговыклада в ограниченную область скачок давления инициирует распространение ударных волн [5]. Интенсивность и динамика этих волн определяются величиной и распределением удельного энерговыклада в пространстве. С помощью теневого метода и ТФМ исследовались:

- 1) динамика возмущений от плазменных листов, образованных скользящими по поверхности разрядами;
- 2) процесс взаимодействия плоской УВ с областью релаксирующей плазмы объёмного разряда;
- 3) движение плоской УВ в канале.

Была собрана оптическая схема, позволявшая получать теневое и ТФМ-изображения одной и той же стадии быстропротекающего процесса в один и тот же момент времени с одинаковой экспозицией. Для исследования газодинамических разрывов и их движения получены теневые и ТФМ-изображения течения в различные моменты времени после инициирования разрядов. Совмещённая оптическая схема ТФМ и теневого метода для визуализации течения в разрядной области показана на рис. 1.

В качестве диагностирующего излучения использовался лазер ULTRA CFR Nd:YAG с длительностью импульса 6 нс, длиной волны 532 нм. Регистрировалось изображение центральной части разрядной области протяжённостью  $\sim 80$  мм. Схема синхронизации позволяла зондировать разрядный объём в интервале задержки 0–300 мкс относительно импульса тока разряда. При небольшом угле между лучами теневой и ТФМ-схем ( $\sim 15^\circ$ ) оба метода визуализации давали изображения одной и той же области поля течения. Для ТФМ-съёмки были использованы различные фоновые изображения.

Фотосъёмка велась цифровой зеркальной фотокамерой с телеобъективом с фокусным расстоянием 200 мм. Расстояние от фона до задней стенки ударной трубы варьировалось от 15 до 25 см, а от объектива фотокамеры до передней стенки ударной трубы 30–35 см. Фотокамера фокусировалась на фон. Для поддержания максимальной глубины резко изображаемого пространства выставлялась максимально закрытая диафрагма, позволявшая

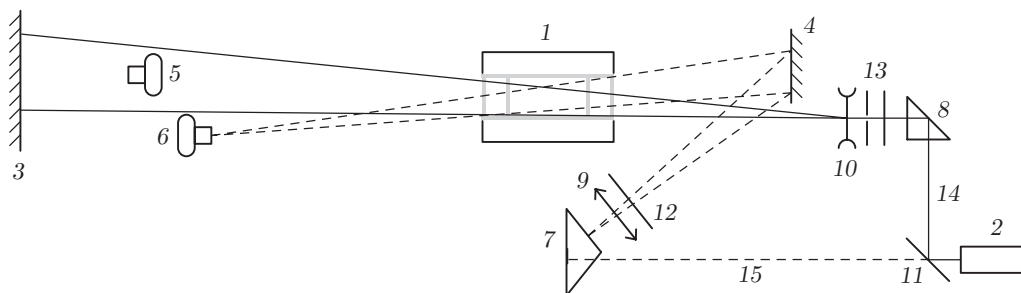


Рис. 1. Схема оптического зондирования: 1 — разрядная камера (поперечное сечение); 2 — лазер; 3 — экран теневой схемы; 4 — экран (фон) ТФМ; 5, 6 — цифровые фотокамеры; 7, 8 — поворотные призмы; 9, 10 — линзы; 11 — делительная пластина; 12, 13 — фильтры; 14 — ход лучей теневой схемы (сплошные линии); 15 — ход лучей ТФМ (пунктирные линии)

получить нормально экспонированный кадр при импульсе лазера. Чтобы при съёмке плоской УВ избежать попадания её в промежуток между регулярно расположенными точками фона, фон был повёрнут так, чтобы направление распространения ударной волны не совпадало с направлением его линий. Регистрировались смещения от 5 до 10 пикселей, шум составлял 2–3 пикселя.

**Компьютерная обработка экспериментальных изображений ТФМ.** Объектом съёмки в ТФМ является плоский фон, которым может быть произвольное достаточно контрастное изображение. Большинство результатов, представленных в данной работе, были получены с фонами, состоящими из квадратных чёрных пятен, регулярно расположенных на белом фоне. Отклонение лучей на фотографии, снятой сквозь течение с градиентом показателя преломления (рабочем снимке), определяется посредством компьютерной обработки. Далее по полученному полю смещений восстанавливается поле плотности в исследуемом течении. Программа компьютерной обработки требует тщательного анализа физической задачи.

Сравнение опорного и рабочего снимков производилось при помощи кросскорреляционного метода, который применяется в большинстве программ PIV-обработки [9]. Использовались прямоугольные области опроса без наложения. Так как этот алгоритм не позволяет достоверно (например, для регулярного фона) определить смещения, превышающие половину ширины области опроса, а использование больших областей опроса приводит к потере пространственного разрешения, был реализован кросскорреляционный метод с постепенным уменьшением размера области опроса. Изначально задавался относительно большой её размер, например  $40 \times 40$  пикселей. Полученное в результате поле смещения приписывалось малым областям опроса, образованным делением исходных на четыре части. Затем определялись поправки к уже найденному полю смещений с использованием малых областей опроса (рис. 2). В большинстве случаев выполнялось три таких прохода, на каждом из которых размер области опроса уменьшался вдвое.

После каждого прохода поле смещений подвергалось фильтрации по методу нормированной медианы для отбраковки случайных ошибочных значений. На последнем проходе кросскорреляционной обработки вычисление значений смещения проводилось с субпиксельной точностью.

После определения векторного поля смещений по нему рассчитывалось поле плотности. Оно связано с полем смещения уравнением Пуассона

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} = -\frac{2R_{\Phi}}{h(h+2L)GR_o} \left( \frac{\partial p_x}{\partial a} + \frac{\partial p_y}{\partial b} \right). \quad (1)$$

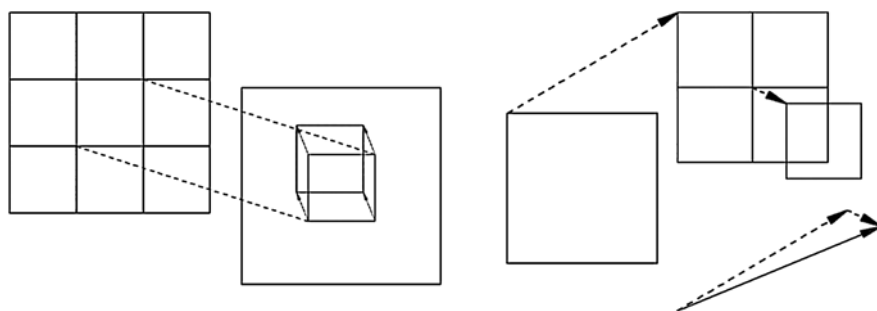


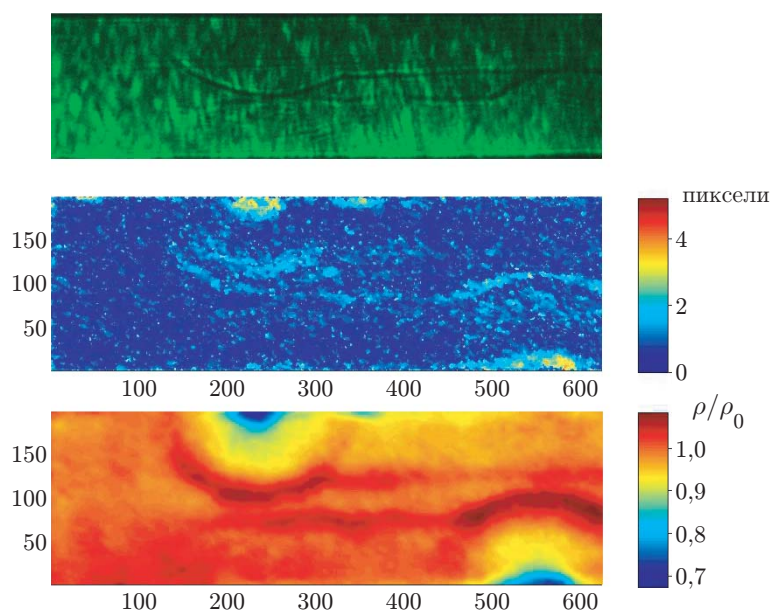
Рис. 2. Схема определения поля смещений многопроходным кросскорреляционным алгоритмом

Здесь  $\rho$  — плотность;  $h$  — толщина шпирен-объекта;  $L$  — расстояние от фона до шпирен-объекта;  $G$  — постоянная Гладстона — Дейла;  $R_\phi$  и  $R_o$  — размеры одного пикселя в плоскости фона и в плоскости объекта;  $a$ ,  $b$  и  $\rho_x$ ,  $\rho_y$  — координаты области опроса на снимке и проекции смещения элемента фона, выраженные в пикселях. На границе снимка, лежащей в области невозмущённого газа, ставилось условие Дирихле:  $\rho = \rho_0$ , на остальных границах — однородные или неоднородные условия Неймана:  $\partial\rho/\partial n = 0$  или  $\partial\rho/\partial n = -2R_\phi p_n / (h(h + 2L)G)$ . Последний вариант предпочтителен для тонких нагретых слоёв вблизи стен ударной трубы при использовании поверхностного разряда, так как однородные граничные условия Неймана скрывают часть области градиента плотности вблизи границы. Однако неоднородные условия могут приводить к нефизическим значениям плотности из-за погрешности определения нормальной компоненты смещения на границе [10, 11].

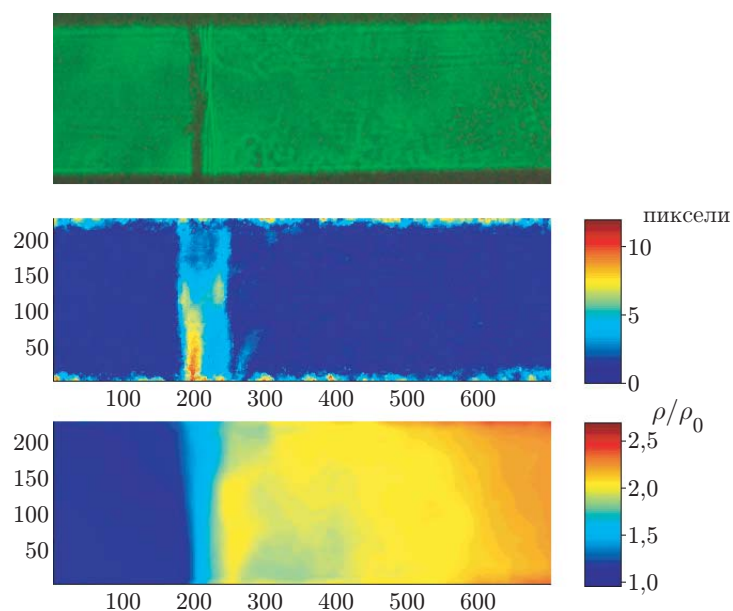
**Экспериментальные результаты.** Анализ результатов визуализации поля течения от плазменных листов теневым фоновым методом показал хорошее совпадение положения разрывов (области максимального смещения точек фона и области максимального градиента поля плотности) с их положением, определяемым теневым методом (рис. 3). На восстановленном поле плотности значения нормированы на плотность невозмущённой среды ( $\rho/\rho_0$ ), значения смещения указаны в пикселях.

Вторая серия экспериментов по ТФМ-анализу течений с разрывами проводилась следующим образом: плоская УВ с числом Маха  $M = 2-3$  входила в область релаксации плазмы импульсного объёмного разряда. Давление невозмущённого газа равнялось 75 торр. Эксперименты показали, что в случае взаимодействия плоского фронта ударной волны с областью релаксирующей плазмы происходит изменение формы фронта в средней части и в пристеночных областях (областях релаксирующей плазмы поверхностных разрядов) (рис. 4). В этой серии экспериментов съёмка проводилась через 80–350 мкс после разряда, когда УВ от плазменных листов уже затухали. Теневой фоновый метод показывает плавно изменяющуюся структуру поля плотности в сравнении с резким градиентом плотности на фронте ударной волны в отсутствие разряда [4].

Во всех проведённых экспериментах ТФМ, как и теневой метод, хорошо визуализировал структуру разрывного течения. Количественные же данные о плотности, полученные теневым фоновым методом, имеют значительные расхождения с теоретическими оценками, особенно на фронте разрыва. Так, относительный скачок плотности на фронте УВ, показанной на рис. 4, не превышает 2, тогда как оценки, основанные на числе Маха проходящей волны, дают значение в 1,5 раза выше. Перепад плотности на фронте ударной волны от плазменного листа, определяемый ТФМ-обработкой, оказывается ниже теоретического значения, соответствующего числу Маха ударной волны 1,3–1,4 в воздухе [5],



*Рис. 3.* Теневое изображение, поле абсолютных смещений ТФМ и рассчитанное поле плотности для ударных волн, движущихся навстречу друг другу от двух поверхностных разрядов (время после инициирования разряда 20 мкс)



*Рис. 4.* Теневое изображение, поле абсолютных смещений ТФМ и рассчитанное поле плотности для ударной волны с  $M = 2,24$  в области релаксирующей плазмы разряда (время после разряда 160 мкс, время движения УВ по области разряда 60 мкс)

на 10–20 %. Подобные проблемы отмечаются в ряде других работ. Так, в [12] не удалось получить адекватное количественное разрешение стоячего скачка уплотнения внутри модели турбинного компрессора, в [13] при многокурсовой реконструкции поля течения с помощью цветного ТФМ также отмечены существенные погрешности в области больших градиентов.

Большие погрешности обусловлены объективными причинами. На фронте плоской УВ с  $M = 2$  в воздухе с давлением 75 торр плотность газа скачком увеличивается примерно в 2,6 раза. При этом величина  $n - 1$ , где  $n$  — показатель преломления газа, увеличивается во столько же раз: с  $2,96 \cdot 10^{-5}$  до  $7,8 \cdot 10^{-5}$ . Ширина фронта УВ при данных условиях имеет порядок  $10^{-6}$  см, градиент показателя преломления газа в направлении, перпендикулярном её плоскости, имеет величину порядка  $10^2$  см $^{-1}$ . Рассматриваемый градиент показателя преломления превышает возможности метода, во-первых, по абсолютной величине и, во-вторых, по степени локализации. Верхний предел фиксируемого смещения определяется вышеперечисленными ограничениями кросскорреляционного алгоритма. Ширина фронта УВ соответствует элементу изображения, размер которого значительно меньше 1 пикселя. Таким образом, при съёмке ударной волны под малым углом или параллельно плоскости её фронта регистрация осуществляется вне границ применимости теневого фонового метода.

**Модификация метода для разрешения плоских ударных волн.** Для преодоления указанных ограничений предложена модификация теневого фонового метода. Съёмка плоской УВ производилась под некоторым углом к плоскости фронта. Это позволило расширить область локализации исследуемого градиента. Так, при съёмке ударной волны, распространяющейся в канале ударной трубы под углом  $\gamma = 20^\circ$ , и расстоянии от камеры до исследуемого объекта  $L_c = 65$  см угловой размер её фронта  $\delta\gamma = \frac{h}{2L_c} \sin 2\gamma \approx 0,024$  рад. Следует заметить, что идея применения зондирующего излучения, направленного под углом к исследуемому градиенту, не является принципиально новой. В интерферометрии для исследования ударных волн используются оптические схемы, известные под общим названием «метод наклонных пучков» [14]. Световой пучок, проходящий сквозь интерферометрическую схему под углом к оптической оси, даёт интерферограмму с уширенным фронтом УВ, которая позволяет достаточно надёжно проследить ход интерференционных полос и с их помощью определить исследуемый градиент. Рефракция светового луча на плоской УВ может быть представлена как преломление луча на границе раздела двух сред, в каждой из которых показатель преломления остаётся неизменным. Ход лучей при съёмке ударной волны в канале трубы представлен схемой на рис. 5. Для рассматриваемого случая  $\Delta n/n \ll 1$  и углы  $\delta, \gamma$  являются малыми. Тогда угол между падающим и преломлённым лучами может быть получен в виде

$$\delta = \Delta n / \sin \gamma.$$

При условии малости углов  $\delta, \gamma$  видимое отклонение луча после прохождения через весь разрядный промежуток, учитывающее также преломление на прозрачных стенках камеры, выражается соотношением  $\delta' = (n_0/n_1)\delta$ , что в условиях съёмки в воздухе с хорошей точностью тождественно  $\delta' = \delta$  [11].

Используя соотношение между реальной шириной фронта волны  $h$  и видимой шириной  $d$ , можно записать

$$\delta = (\Delta n h) / d.$$

Так как видимое смещение элементов фона определяется формулой

$$dx = R_\Phi p_x = \delta(L_\Phi + h/2),$$

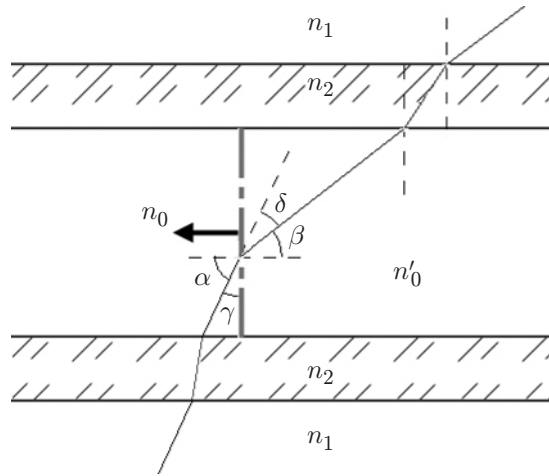


Рис. 5. Схема рефракции лучей на фронте плоской ударной волны, распространяющейся в канале

для показателя преломления будем иметь

$$\Delta n = \frac{dR_{\Phi} p_x}{h(L_{\Phi} + h/2)}.$$

Окончательно скачок плотности на фронте УВ может быть выражен через постоянную Гладстона — Дейла  $G$ :

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{dp_x R_{\Phi}}{h(L_{\Phi} + h/2)G} + 1. \quad (2)$$

Поэтому в случае плоской УВ становится возможным определение скачка плотности на поверхности разрыва без восстановления полного поля плотности течения и решения уравнения Пуассона (1). Скачок плотности, а следовательно, и число Маха плоской ударной волны могут быть вычислены по регистрируемым данным смещения и известной геометрии эксперимента.

На рис. 6 приведены результаты ТФМ-обработки плоской УВ с  $M = 2,2$ , распространяющейся в канале ударной трубы по невозмущённому газу с давлением 75 торр справа налево. Съёмка производилась под углом  $\gamma \approx 20^\circ$ . На поле смещений видно, что область, где наблюдается отклонение световых лучей, имеет значительную ширину и регистрируемый эффект смещения существенно превышает шумы изображения. Поле плотности течения, рассчитанное по уравнению (1), показывает плавное возрастание параметра в центральной области и постоянные значения по обе её стороны. Однако количественные значения скачка плотности расходятся примерно на 30 % с результатами расчёта по уравнениям Рэнкина — Гюгио.

Идеальный (теоретический) профиль смещения представляет собой прямоугольник шириной  $d$  и высотой  $dy$  (с учётом единиц измерения). Профиль смещения, регистрируемый ТФМ, имеет неидеальную форму. Абсолютные значения ширины фронта УВ, определяемые программой, также отличаются (как правило, в большую сторону) от расчётной видимой ширины фронта. Поэтому для вычисления произведения  $dp_x$  в формуле (2) возможны несколько вариантов.

1. Смещение находится как усреднённая величина по центральной части градиента, где эффект может считаться в достаточной степени однородным, а также визуальным

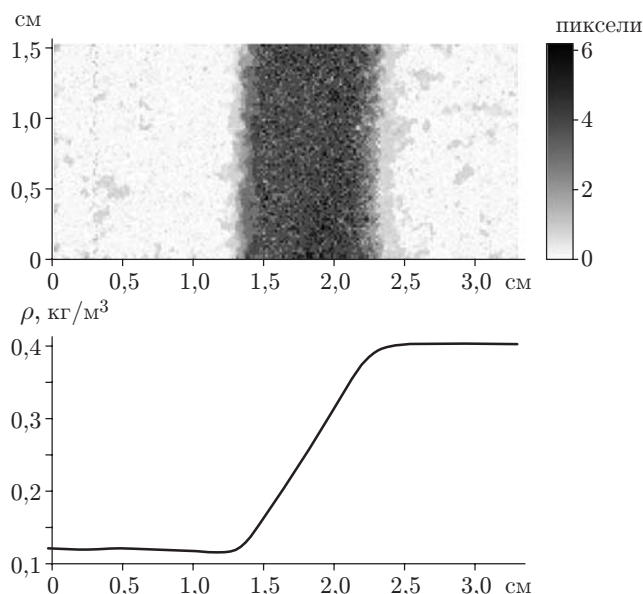


Рис. 6. Поле регистрируемого горизонтального смещения и горизонтальный профиль плотности для изображения плоской ударной волны

сравнением реперного и рабочего снимков. При этом за величину  $d$  берётся расчётная видимая ширина УВ, определяемая из геометрических параметров эксперимента.

2. Аналогично варианту 1, но с помощью кросскорреляционной обработки изображений.

3. Произведение  $dp_x$  заменяется интегралом  $\int p_x dx$ , вычисляемым программно вдоль всей области градиента.

**Определение скачка плотности на фронте плоской ударной волны.** На рис. 7 приведены результаты вычислений скачка плотности  $\Delta = \rho_1/\rho_0$  на фронте УВ. Теоретическое значение скачка вычислялось по уравнениям Рэнкина — Гюгонио и измеренному экспериментально числу Маха ударной волны и сравнивалось с результатами расчёта по формуле (2) в трёх вариантах. Во избежание загромождения графика погрешности различных вариантов метода приведены только для нескольких экспериментальных точек. В левой части графика для одной точки даны погрешности определения угла, а также относительного скачка плотности по числу Маха ударной волны. При верификации метода результаты сравнивались с указанным значением скачка плотности.

Расхождения результатов ТФМ-обработки с теоретическими расчётами зависят от угла наблюдения. При угле наблюдения, меньшем некоторой минимальной величины (примерно  $4^\circ$  в данной серии экспериментов), отмечается значительное ухудшение точности метода. Исследования эффективности кросскорреляционного алгоритма показывают, что наилучшая точность определения смещений достигается при отношении сигнал/шум более 5–7. В экспериментах такие условия соответствовали смещению на фронте величиной 4–5 пикселей и углам наблюдения  $8$ – $11^\circ$ . Действительно, наилучшее совпадение результатов метода и расчёта фиксируется в этом интервале углов. При больших углах наблюдения уменьшается абсолютная величина регистрируемого смещения, что приводит к увеличению погрешностей расчёта.

Погрешности вариантов метода различаются между собой. Для вариантов 1, 2 заметную погрешность вносит ошибка вычисления угла наблюдения УВ, так как его значение используется для расчёта величины  $d$ . Ошибка нахождения видимой ширины фронта увеличивается при уменьшении угла наблюдения. Вариант 1 имеет значительно бóльшую



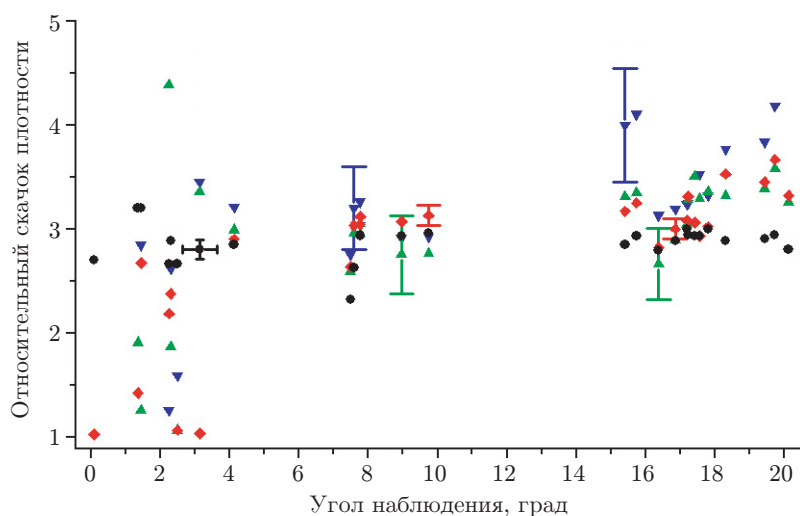


Рис. 7. Результаты измерения скачка плотности на фронте плоской ударной волны (● — расчёт из уравнения Рэнкина — Гюгонио; ▼ — визуальное определение смещения; ▲ — программное определение смещения; ◆ — программное вычисление интеграла смещения)

погрешность, связанную со сложностью визуального определения смещения. Однако этот вариант позволяет производить измерения без привлечения алгоритмов численной обработки, а также даёт более устойчивые результаты при малых углах наблюдения.

**Заключение.** Регистрация ударно-волнового течения в канале ударной трубы после инициирования поверхностного и объёмного разрядов наносекундной длительности теневым и теневым фоновым методами показала хорошее соответствие результатов двух оптических методов. Количественный анализ поля плотности течения на основе кросскорреляционной обработки ТФМ-изображений даёт достоверные количественные результаты в использованном диапазоне начальных давлений 3–250 торр. Погрешности в определении скачка плотности на фронте разрыва теневым фоновым методом обусловлены, по-видимому, принципиальными ограничениями метода. Предложена и опробована модификация теневого фонового метода, позволяющая фиксировать большие градиенты плотности, характерные для фронтов ударных волн. Результаты измерений скачка плотности на фронте плоской УВ согласуются со значениями, соответствующими её числу Маха. При углах наблюдения менее  $4^\circ$  метод становится практически неприменимым. Диапазон углов наилучшего совпадения результатов ТФМ и расчётных значений ( $8\text{--}11^\circ$ ) соответствует оптимальным условиям работы кросскорреляционного алгоритма.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Richard H., Raffel M.** Principle and applications of the background oriented schlieren (BOS) method // Meas. Sci. Technol. 2001. **12**, N 9. P. 1576–1585.
2. **Popova E. M., Kompenhans J., Skornyakova N. M.** Investigation of the accuracy of the background oriented schlieren method // Proc. of the 13th Intern. Symp. on Flow Visualization (ISFV-13). Nice, France, 2008. [CD-ROM. 263-080422.pdf].
3. **Zeb M. F., Ota M., Maeno K.** Application of color-stripe background oriented schlieren (CSBOS) method to the convection phenomena // Proc. of the 14th Intern. Symp. on Flow Visualization (ISFV-14). Daegu, Korea, 2010. [CD-ROM. 3D1-270.pdf]. ISBN 978-89-964504.

4. **Jin J., Lutsky A. E., Mursenkova I. V. et al.** Application of BOS method for analysis of the flow after surface discharge // Proc. of the 21st Intern. Symp. on Transport Phenomena (ISTP-2010). Kaohsiung City, Taiwan, 2010. [CD-ROM. IS10-05.pdf].
5. **Знаменская И. А., Латфуллин Д. Ф., Луцкий А. Е. и др.** Развитие газодинамических возмущений из зоны распределенного поверхностного скользящего разряда // ЖТФ. 2007. **77**, вып. 5. С. 10–18.
6. **Znamenskaya I. A., Koroteev D. A., Lutsky A. E.** Discontinuity breakdown on shock wave interaction with nanosecond discharge // Phys. Fluids. 2008. **20**, N 5. 056101.
7. **Benard N., Zouzou N., Claverie A. et al.** Optical visualization and electrical characterization of fast-rising pulsed dielectric barrier discharge for airflow control applications // Journ. Appl. Phys. 2012. **111**, N 3. 033303.
8. **Samimy M., Adamovich I., Webb B. et al.** Development and characterization of plasma actuators for high-speed jet control // Experiments in Fluids. 2004. **37**, N 4. P. 577–588.
9. **Raffel M., Willert C. E., Wereley S. T., Kompenhans J.** Particle Image Velocimetry. A Practical Guide. Berlin: Springer, 2007. 448 p.
10. **Jin J., Mursenkova I. V., Sysoev N. N. et al.** Experimental investigation of blast waves from plasma sheet using the background oriented schlieren and shadow methods // Journ. Flow Visual. and Image Process. 2011. **18**, N 4. URL: <http://www.begellhouse.com/journals/52b74bd3689ab10b,2866a7126be88839,5d4737d80cf0fec3.html> (дата обращения: 27.04.2012).
11. **Znamenskaya I. A., Vinnichenko N. A., Glazyrin F. N.** Application of background oriented schlieren method to the studies of flows of non-isothermal fluid // Proc. of the 8th Pacific Symp. on Flow Visualization and Image Processing. Moscow, Russia. 21–25 August, 2011. [CD-ROM. N 126]. ISBN 978-5-8279-0093-1.
12. **Herbst F., Peters M., Seume J. R.** To the limits of the application of the BOS-method // Proc. of the 11th Intern. Conf. on Fluid Control, Measurements, and Visualization. National Taiwan Ocean University, Keelung, Taiwan. December 5–9, 2011. [CD-ROM. N 065].
13. **Leopold F., Sourgen F., Klatt D., Jagusinski F.** The application of the colored background oriented schlieren technique to the reconstruction of the density field // Proc. of the 14th Intern. Symp. on Flow Visualization (ISFV-14). Daegu, Korea, 2010. [CD-ROM. N 7B1-038]. ISBN 978-89-964504.
14. **Диагностика плазмы** /Под ред. С. Хаддлстоуна, Р. Леонарда; Пер. с англ. М.: Мир, 1967. С. 377–380.

*Поступила в редакцию 27 апреля 2012 г.*

---