

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ИСТЕЧЕНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ГАЗА ИЗ РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЫ С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ И РАСШИРЯЮЩИМСЯ КАНАЛАМИ.

Глушнева А.В., Савельев А.С., Сон Э.Е.

Московский физико-технический институт, Долгопрудный

Объединенный институт высоких температур, Москва

Экспериментально исследован процесс импульсного истечения струи газа, возникающей в результате пробоя внутри канала разрядной камеры. Диагностика потока проводилась с помощью оптических методов шпирен-визуализации и Particle Image Velocimetry. В ходе исследования были получены изменения параметров импульсной струи. Выявлен ряд особенностей импульсного истечения из разрядной камеры таких, как образование второго вихревого кольца, уменьшение циркуляции вихревого кольца в процессе истечения и формирование вихрей перед основным вихревым кольцом.

## ВВЕДЕНИЕ

Задача импульсного истечения из канала изучается на протяжении многих лет, начиная с опытов Р. Вуда, изучавшего распространение дымовых колец в воздухе. Интерес к задаче импульсного истечения обусловлен ее практической важностью. В настоящее время импульсные истечения газа и плазмы используются в ряде энергетических устройств таких, как: электрические газовые детонаторы, реактивные двигатели и нелинейные ограничители перенапряжения (ОПН). В этих устройствах нестационарное течение газа создается благодаря интенсивному энерговыделению в локализованной области канала. В лабораторных условиях импульсное истечение из канала может быть также получено с помощью ударной трубы или поршня. При использовании ударной трубы импульсное истечение газа происходит благодаря ударной волне, образующейся внутри канала в момент разрыва диафрагмы. Ударная волна распространяется по каналу и увлекает за собой газ. Поршень используется для генерации импульсного истечения в несжимаемой среде (газе при дозвуковых течениях). Изучение процесса импульсного истечения несжимаемой жидкости из канала позволило понять ряд закономерностей имеющих место и для случая истечения сжимаемой среды. Основной особенностью импульсного истечения из канала является формирование вихревого кольца, возникающего в головной части струи при отрыве пограничного слоя от стенок на краях выходного отверстия [10]. Распространение вихревого кольца определяет распространение всей импульсной струи, поэтому

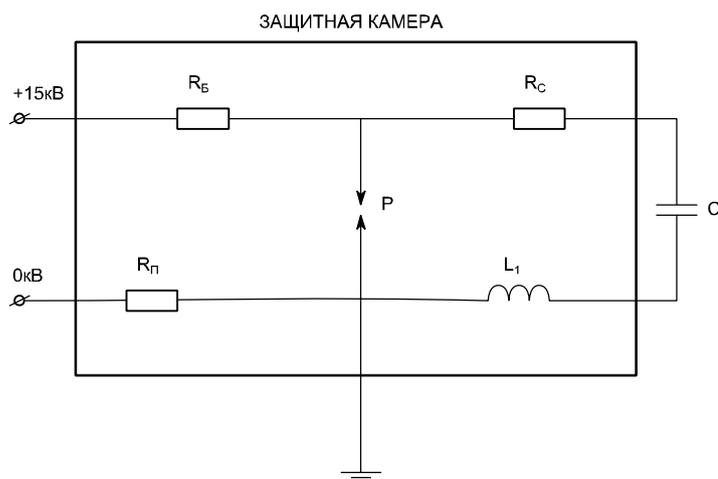
исследование импульсного истечения сосредоточено на изучении образования, распространения и затухания вихревого кольца [10]. В [8] указаны основные параметры, которые характеризуют вихревую структуру: радиус кольца  $R$ , радиус поперечного сечения ядра вихря  $a$ , циркуляцию вихревого кольца  $\Gamma$ , поступательную скорость  $u_0$ , величину импульса  $P$  и энергию  $E$ . Также в [8] была проведена оценка импульса и энергии вихря для случая истечения несжимаемой жидкости и установлено, что объем жидкости, втекающий внутрь вихря из окружающей среды примерно в 3 раза больше объема втекающего через слой смешения. В [9] отмечено, что импульсную струю жидкости, вытекающую из отверстия, помимо плотности  $\rho$  и вязкости  $\mu$  характеризуют также диаметр отверстия  $D$  и величина  $L$ , имеющая размерность длины, равная отношению объема газа, прошедшего через отверстие к площади отверстия. В [10] за безразмерную временную шкалу принято отношение  $L/D$ , где  $L$  определяется через среднюю скорость поршня. Там же показано, что существует максимальное значение циркуляции, которую может получить вихревое кольцо в процессе распространения. После того, как циркуляция вихревого кольца достигает этого максимума, вихревое кольцо отрывается от струи и распространяется самостоятельно. В работе [9] показано, что истечение сжимаемого потока также характеризуется формированием вихревого кольца, которое описывается в тех же параметрах, что и для случая истечения несжимаемой жидкости, но безразмерная шкала времени определяется через скорость газа за ударной волной  $tU_b/D$ . В работе [9] отмечено, что значение безразмерного времени, в который происходит отрыв вихревого кольца значительно меньше соответствующего значения для несжимаемой жидкости. В данной работе это отличие объясняется различной динамикой истечения  $U_{exit}(t)$  для случая сжимаемой и несжимаемой среды. В [11] определено, что отрыв вихревого кольца происходит при  $tU_b/D = 2$ . В [5] момент отрыва вихревого кольца от струи определен как момент, когда скорость подпирющей струи становится меньше скорости вихревого кольца, а характерным показателем процесса отрыва является прекращение роста значения циркуляции струи. В [4] показано, что импульсное истечение газа имеет еще одну особенность — образование ударной волны в вихре начиная с числа Маха дифрагирующей ударной волны 1.34. Причины, отвечающие за формирование вихревого кольца за дифрагирующей ударной волной, изучались в работе [6], где установлено, что основным источником вихрей является оторвавшийся пограничный слой, а бароклинический эффект играет второстепенную роль. Там же исследована зависимость генерации вихря от угла, на котором дифрагирует ударная волна. Определено, что скорость роста размера вихря повышается в диапазоне углов от  $30^\circ$  до

60° и почти не меняется, начиная с 90°. Влияние геометрии канала на структуру истечения изучалось в [7], где обнаружено существование противоположно закрученного вихря, образующегося перед главным вихрем при истечении из канала эллиптического сечения. В [3] описано взаимодействие двух, трех и четырех струй в блочной струе в зависимости от расстояния между осями каналов отнесенного к диаметру выходного отверстия. Таким образом, процесс импульсного истечения холодной струи газа, возникающей в канале ударной трубы, подробно изучен. Исследование холодной импульсной струи не позволяет изучить все эффекты, возникающие при практическом применении импульсного истечения. На практике импульсная струя возникает в результате локализованного энергоподвода, а не получает мгновенный импульс в момент разрыва диафрагмы ударной трубы. Для импульсных струй, формирующихся в результате энерговыделения, время энерговклада может быть сравнимо по порядку величины со временем истечения струи из канала, а температура газа в струе в момент истечения может составлять ~1000 К. Использование импульсного истечения в разрядных камерах молниезащитных устройств привело к необходимости исследовать истечение газа из разрядных камер. Принцип работы молниезащитного устройства на основе разрядных камер заключается в гашении разряда за счет импульсного истечения газа из разрядной камеры. Важно обеспечить прекращение тока разряда как можно раньше. В связи с этим исследование процесса истечения из канала разрядной камеры представляет определенный интерес. Формирование импульсной струи в разрядной камере происходит следующим образом. В момент пробоя между анодом и катодом прорастает стримерный канал [2]. Сильный электрический ток в стримере вызывает джоулев нагрев, который приводит к резкому повышению давления в токовом канале [2]. Скачок давления превращается в цилиндрическую ударную волну, расходящуюся от центра стримера [1,2]. В результате взаимодействия со стенками фронт ударной волны становится плоским и распространяется вдоль оси канала наружу, сообщая импульс газу, находящемуся в канале [3]. При выходе из отверстия канала ударная волна диффрагирует и приобретает сферическую форму [3]. Газ, нагретый и частично ионизованный разрядом, выходит из камеры вслед за ударной волной.

В настоящей работе изучается истечение газа из разрядной камеры с цилиндрическим и расширяющимся каналами.

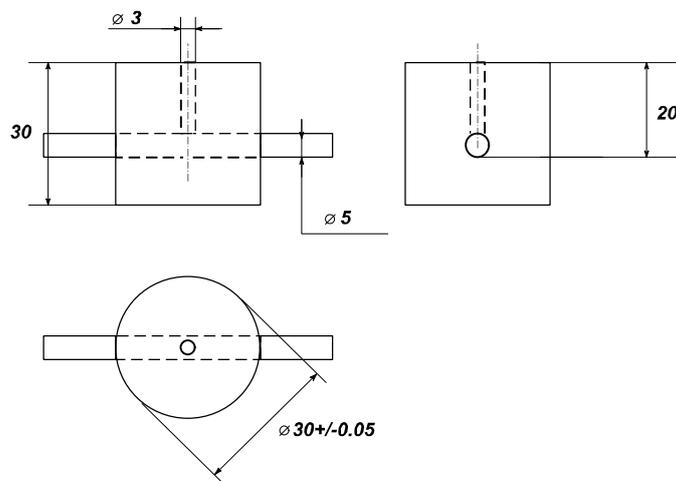
## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Задача заключалась в экспериментальном исследовании влияния профиля выходного канала на параметры истечения. В качестве параметров были выбраны скорость распространения контактной поверхности струи, скорость газа внутри струи, размер вихревого кольца, диаметр ядра вихря и значение циркуляции вихревого кольца. Эксперимент представлял собой инициирование электрического разряда внутри разрядной камеры. Параметры струи, выходящей из камеры, регистрировались с помощью диагностического оборудования. Пробойные условия внутри разрядной камеры создавались с помощью электрической цепи (Рис. 1). Конденсаторная батарея емкостью 25 мкФ (последовательно соединенные конденсаторы К71И-7 емкостью 100 мкФ) заряжается с помощью высоковольтного источника (Spellman SL15P2000) положительной полярности и максимальным напряжением 15 кВ. Напряжение устанавливается с точностью 0.1 %. Пробой инициируется с помощью третьего электрода расположенного между силовыми электродами ближе к катоду. Высоковольтное напряжение на поджигающем электроде создается на вторичной обмотке трансформатора, когда на его первичную обмотку разряжается конденсатор. Разряд конденсатора управляется симистором и оптопарой. Выход ударной волны и разогретого газа из канала разрядной камеры исследовался для диапазона энергий в промежутке от 40 до 400 Дж. Величина вложенной энергии определялась по величине начального напряжения на конденсаторной батарее и по величине ее общей емкости. Диагностика потока осуществлялась с помощью бесконтактных оптических методов шпирен-визуализации [13] и Particle Image Velocimetry [14].

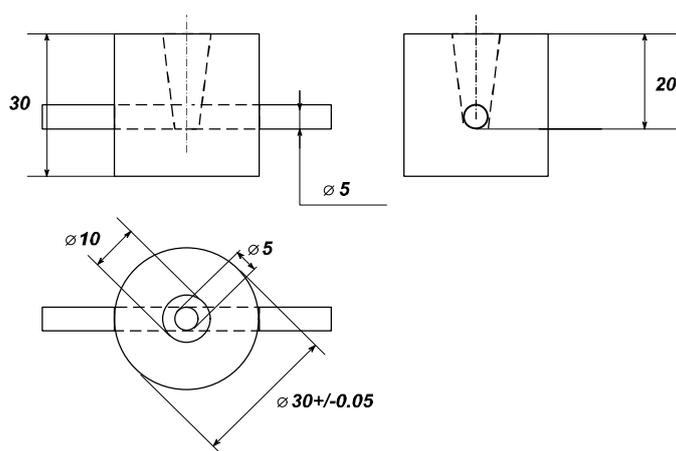


**Рис. 1.**  $R_P$  — сопротивление проводов питания,  $R_C$  — сопротивления проводов, соединяющих разрядную камеру и конденсатор,  $R_B$  — балластное сопротивление,  $C$  — конденсаторы К71И-7.  $R_C=12\text{мОм}$ ,  $R_P=21\text{ мОм}$ ,  $L_1$  — индуктивность конденсаторов и проводов, соединяющих разрядник и конденсатор.

Для изучения влияния геометрии канала на распространение импульсной струи были выбраны два типа разрядных камер. Разрядная камера с осесимметричным цилиндрическим каналом (Рис. 2) и разрядная камера с расширяющимся каналом (Рис. 3). Корпус разрядных камер был выполнен из фторопласта.



**Рис. 2. Камера с цилиндрическим каналом**



**Рис. 3. Камера с расширяющимся каналом**

Камера с цилиндрическим каналом позволяет изучить распространение осесимметричной струи газа в простом случае, когда выход струи не возмущается явлением отрыва от стенок канала и скорость истечения газа из отверстия не превышает значения критической скорости звука. Камера с расширяющимся каналом представляет интерес для исследований, так как скорость на выходе канала не ограничена значением критической скорости звука, поскольку расширяющаяся часть отверстия представляет собой сверхзвуковую часть сопла. Также из-за режима перерасширения (то есть в случае, когда статическое давление струи меньше окружающего давления воздуха), может реализоваться явление отрыва потока от стенки канала, что приводит к несимметричности струи газа.

## Шлирен-визуализация

Схема экспериментальной установки для визуализации процесса выхода струи из разрядного канала камеры представлена на Рис. 4. Внутри рабочей камеры (1) установки помещен разрядник (2). Напряжение на разряднике создается с помощью конденсаторов (3), которые заряжаются высоковольтным источником (4) через балластный резистор (5) и высоковольтный ключ (9). Система визуализации состоит из коллиматорной части теневого прибора ИАБ-451 [13] (6), поворотного зеркала (7) и приемной части теневого прибора (6). Подсветка осуществляется твердотельным постоянным лазером Nd:YAG с длиной волны 532 нм и мощностью 800 мВт (8). Съемка осуществляется камерой Photron FASTCAM SA4 (10). Объектив камеры оснащен двумя узкополосными фильтрами (11) с максимумом пропускания на длине волны 532 нм и спектральной полушириной шириной пропускания 15 нм. Размер матрицы камеры 1024x1024 пикселя. Максимальная частота съемки 200000 кадров в секунду при разрешении 1024x16 пикселей. В ходе работы были реализованы два режима съемки: со скоростью съемки в 200000 кадров в секунду, разрешением 1024x16 и задержкой относительно разряда 0 мкс и разрешением 1024x720, скоростью 5400 кадров в секунду и различной величиной задержки в диапазоне 0 мкс -180 мкс. Синхронизация устройств осуществлялась при помощи генератора Г5-54. Генератор запускался по фронту импульсом от пояса Роговского, установленного на один из токовводов между разрядником и конденсаторной батареей.

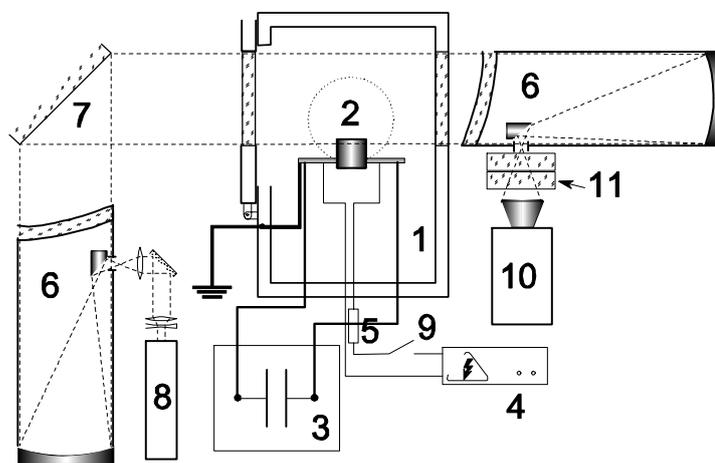


Рис. 4. Схема теневого визуализации.

## Метод Particle Image Velocimetry

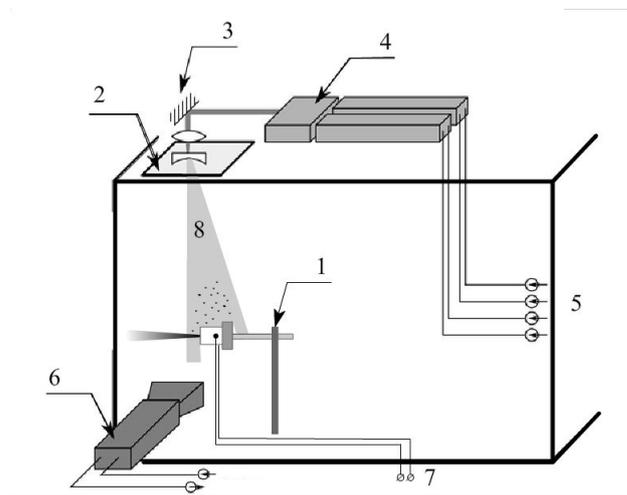


Рис. 5. Схема работы PIV комплекса

Схема экспериментальной установки представлена на Рис. 5. Разрядник на подставке (1) располагается внутри камеры и подсоединяется проводами (7) к конденсаторам (зарядка конденсаторов осуществлялась описанным выше способом). Камера снабжена прозрачным окном, сделанным из оптического стекла (2), размером  $20 \times 2 \text{ см}^2$  для заведения внутрь камеры лазерного ножа (8). Лазерный нож формируется с помощью оптической системы (3), состоящей из зеркала, сферической линзы с фокусным расстоянием 60 мм, цилиндрической линзы. Оптическая система закреплена сверху рабочей камеры на вертикальной оптической скамье. Лазерный луч создается двойным лазером Nd:YAG (Litron Nano L PIV 125-15) (4). CCD-камера Imager Pro X 2M (6) снимает струю, истекающую из канала, с определенной задержкой от начала разряда. Скорость съемки позволяет сделать только один кадр во время эксперимента, поэтому, чтобы наблюдать динамику процесса истечения, время задержки варьировалось в каждой серии экспериментов. Синхронизация работы камеры, лазера и разрядника осуществлялась при помощи многоканального генератора импульсов PTU-9. PIV съемка производилась в режиме double frame, позволяющем получить модуль и направление векторов поля скоростей. Для засеивания потока использовались частицы диоксида титана  $\text{TiO}_2$  и частицы масляной копоти. Частицы  $\text{TiO}_2$  помещались внутрь разрядной камеры и в момент пробоя подхватывались потоком воздуха, покидающим камеру. Частицы масляной копоти равномерно заполняли атмосферу вокруг разрядника. Диаметр частиц обоих видов близки к 1 мкм. Время релаксации  $\tau_r$ , рассчитанное аналогично [5], составляет для частиц оксида титана и масляной копоти  $\sim 4 \cdot 10^{-6} \text{ с}$  и  $\sim 2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$  соответственно. Число Стокса, определенное как отношение времени релаксации частиц к временному масштабу потока  $\tau_f = L_f / U_b$ , является показателем того, как частицы реагируют на изменение скорости в потоке. Если число Стокса меньше единицы, то частицы успевают отреагировать на изменение скорости в

потоке. Согласно этой оценке на расстоянии ~10 мм от выхода из канала оба вида частиц удовлетворяют требованиям визуализации потока. На выходе из камеры высокая температура в струе приводит к излучению молекул в оптическом диапазоне, перекрывающем диапазон спектральной чувствительности PIV-видеокамеры. Интенсивность излучения очень высока и вызывает пересвет на матрице камеры. Для ослабления излучения объектив камеры был оснащен двойным узкополосным фильтром для длины волны лазера 532 нм. Пересвет на матрице камеры не позволяет производить съемку для диапазона энергий, превышающих 50 Дж.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Струя газа покидает камеру вслед за ударной волной. Диаграммы скорости распространения ударной волны и контактной поверхности, полученные с помощью шлирен-визуализации, показали, что скорость распространения газа и скорость ударной волны на выходе из камеры составляют приблизительно 1 км/с и зависят от начального напряжения батареи. Таким образом, сначала газ распространяется в среде возмущенной сильной ударной волной. Параметры газа за сильной ударной волной можно оценить по следующим формулам (1) [12]:

$$\rho_1 = \rho_0 \frac{\gamma+1}{\gamma-1}, \quad p_1 = \frac{2}{\gamma+1} \rho_0 D^2, \quad u_1 = \frac{2}{\gamma+1} D \quad (1)$$

Сравнение значения скорости за ударной волной, вычисленной, для  $\gamma=1.4$  по приведенной формуле и исходя из скорости ударной волны, полученной с помощью шлирен-визуализации, хорошо согласуется со значением, полученным в результате PIV измерений. Скорость газа за ударной волной на момент 30 мкс составляет 500 м/с. Как показывает эксперимент, скорость распространения фронта ударной волны после дифракции на выходе и образования сферической УВ не зависит от формы канала (Рис. 8), а определяется энергией вложенной в газ, поэтому параметры за сферической ударной волной для заданного значения энергии будут одинаковыми независимо от используемого типа разрядной камеры. Из диаграмм скорости ударной волны видно, что скорость распространения ударной волны и ее вырождение в акустическую УВ зависят от значения энергии, затраченной в разрядном промежутке (Рис. 7). Чем выше энергия, тем позже происходит вырождение ударной волны. Скорость ударной волны быстро падает и стремится асимптотически к скорости звука. Параметры газа за фронтом акустической волны не отличаются от значений начальных параметров (параметров невозмущенного газа), а когда волна ослабевает, параметры среды, в которой распространяется нагретый газ, становятся равными параметрам

невозмущенного воздуха. Сравнение диаграмм скорости истечения из цилиндрического и расширяющегося каналов (Рис. 6) показывает, что на ранней стадии (до ~50 мкс) распространение контактной поверхности происходит быстрее в случае истечения из расширяющегося канала. С определенного момента, зависящего от значения вложенной энергии и геометрии канала, скорость распространения контактной поверхности становится практически постоянной и постепенно убывает. Согласно диаграммам, значение скорости контактной поверхности на этом этапе ~50 м/с, и не зависит от формы канала или от вложенной энергии.

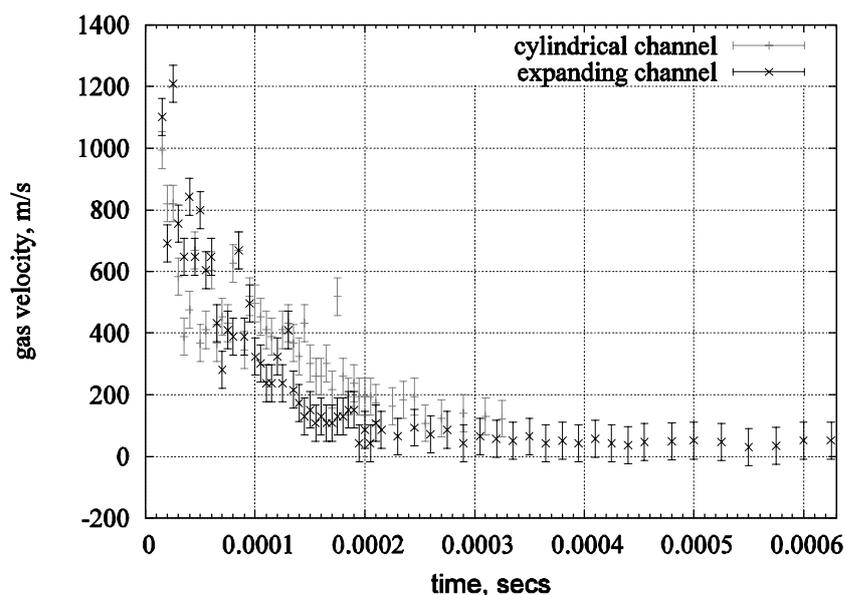


Рис. 6. Диаграмма скорости контактной поверхности для цилиндрического и расширяющегося каналов.

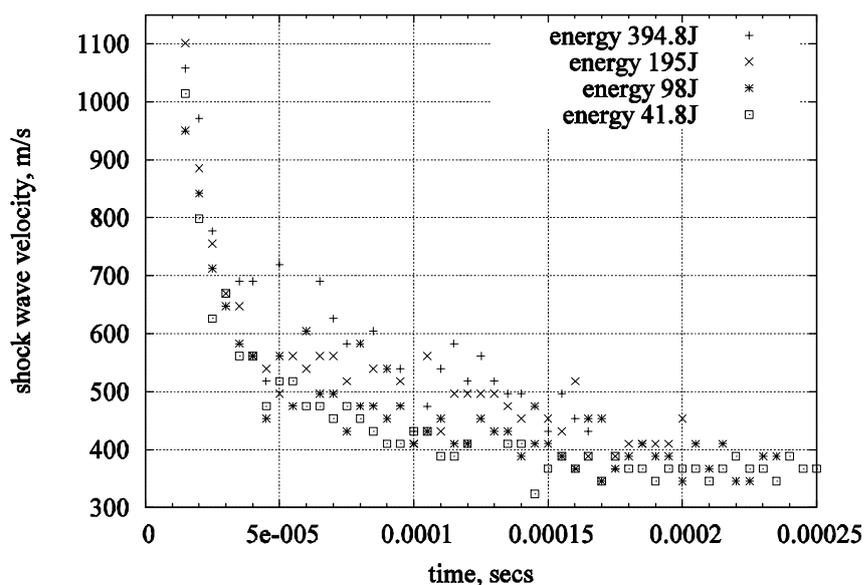


Рис. 7. Диаграммы скорости распространения ударной волны для энерговкладов 42, 99, 400 Дж.

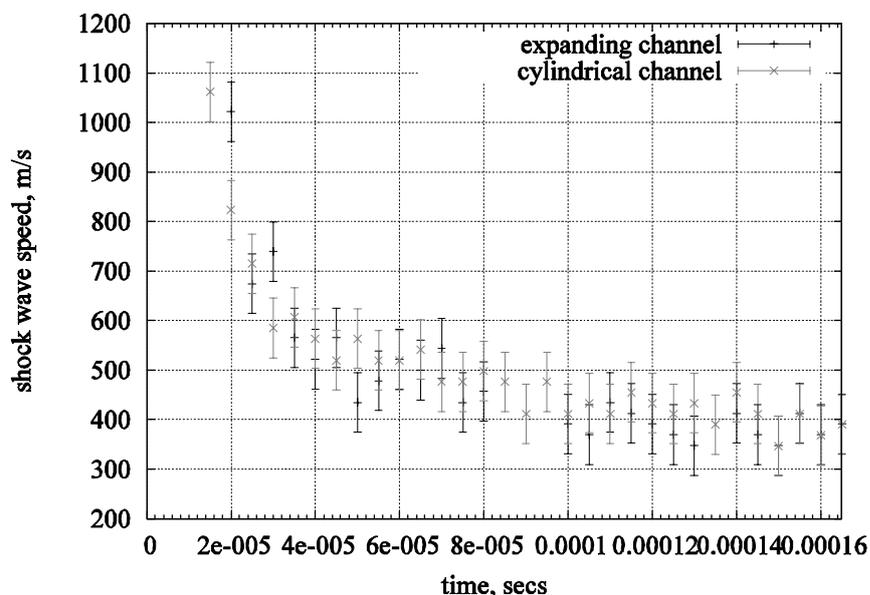


Рис. 8. Распространение ударной волны из цилиндрического и расширяющегося каналов

Анализ полей скоростей в разные моменты времени показывает динамику изменения основных параметров струи (Таблица 1, Таблица 2). В обоих случаях в процессе распространения струи диаметр вихревого кольца  $D$  и вихря  $d$  увеличивается, а максимальная скорость газа в струе  $V_{max}$  падает. Отношение  $d/D$  не меняется на наблюдаемых промежутках времени и составляет для цилиндрического и расширяющегося каналов  $\sim 0.5$  и  $\sim 0.4$  соответственно.

Таблица 1. Эволюция параметров струи для расширяющегося канала.

Параметры струи	Время от момента разряда			
	200 мкс	300 мкс	400 мкс	500 мкс
$V_{max}$ , м/с	395	250	187.5	163.8
$d$ , мм	5.8	7.4	9.5	10.4
$D$ , мм	18,2	19.22	21.6	21.7
$\Gamma$	49.08	36.09	27.56	29.44

Таблица 2. Эволюция параметров струи для цилиндрического канала.

Параметры струи	Время от момента разряда			
	300 мкс	400 мкс	500 мкс	700 мкс
$V_{max}$ , м/с	354.2	236	153	114.6
$d$ , мм	7	8.1	9.7	11
$D$ , мм	14.8	18.2	17.1	21.1

$\Gamma$	57.50	32.46	24.58	21.59
----------	-------	-------	-------	-------

Значения  $D$ ,  $d$  и  $V_{max}$  вычислены исходя из поля скоростей путем усреднения значения для каждой серии экспериментов. Циркуляция рассчитывалась по способу, описанному в [9], как среднее циркуляций верхнего  $ABCD$  и нижнего  $AEFBA$  контуров, охватывающих вихри (2).

$$\Gamma = \frac{1}{2} \left\{ \sum_{ABCD} [v_x(x_2 - x_1) + v_y(y_2 - y_1)] - \sum_{AEFBA} [v_x(x_2 - x_1) + v_y(y_2 - y_1)] \right\} \quad (2)$$

Значение циркуляции также усреднялось для каждого момента времени. В отличие от известных работ по исследованию импульсного истечения из канала ударной трубы значение циркуляции вихревого кольца падает до завершения отрыва вихревого кольца, в то время как динамика остальных измеренных параметров потока остается в согласии с указанными исследованиями. Профили скорости в плоскости вихревого кольца (Рис. 11 и Рис. 12) также отличаются от аналогичных профилей, приведенных в работе [5], тем, что скорость струи в центре более чем в два раза превышает скорость распространения вихревого кольца, поэтому газ, проходящий через вихревое кольцо, становится источником вихрей. Вихри, образовавшиеся перед вихревым кольцом, поглощаются им в результате взаимодействия. После отрыва вихревого кольца взаимодействие вихрей может привести к образованию двух вихревых колец. В этом случае суммарное значение циркуляций обоих колец близко к значению циркуляции в случае единичного вихревого кольца.

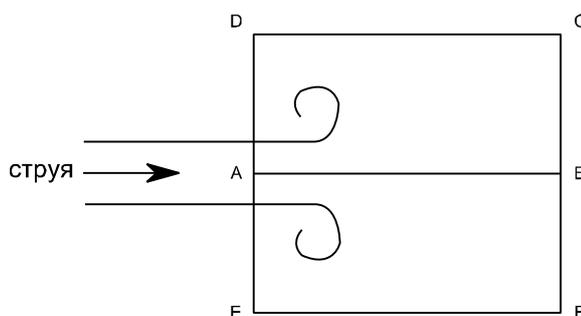


Рис. 9. Контур для расчета циркуляции по контурам  $ABCD$  и  $AEFBA$ .

### Цилиндрический канал.

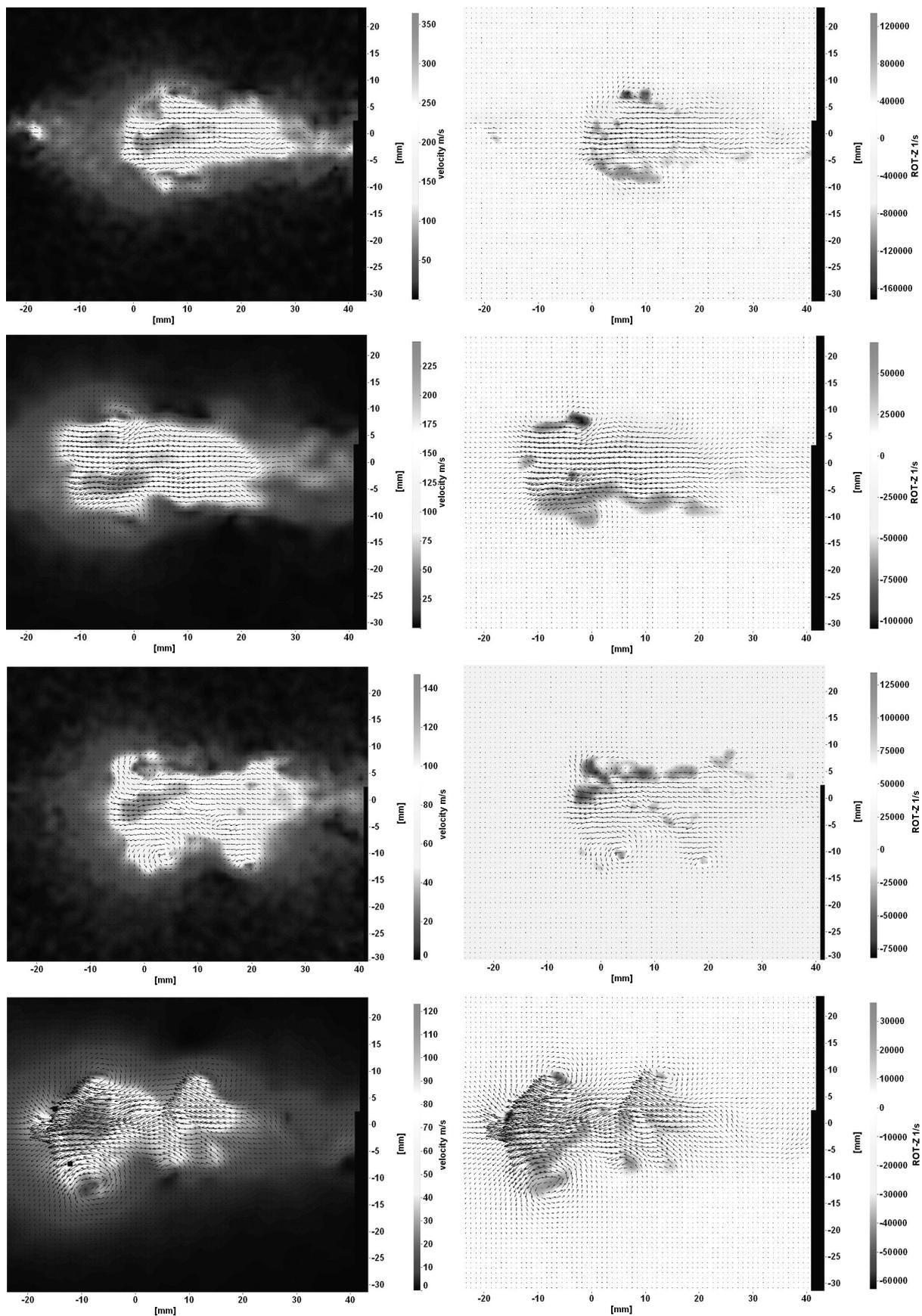
Процесс распространения струи из канала цилиндрического сечения представлен на Рис. 10, где показаны мгновенные поля скоростей (левый столбец) и завихренности (правый столбец) для четырех последовательных моментов времени. На момент 300 мкс от начала разряда скорость газа в головной струе составляет  $\sim 300$  м/с, что приводит к вытягиванию вихревого кольца вдоль струи, а так же к образованию

завихренностей перед основным вихревым кольцом. На границе подпирающей струи и атмосферы также формируются вихри из-за неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Как отмечено в [5], отрыв вихревого кольца от подпирающей струи происходит тогда, когда скорость газа в струе становится меньше скорости вихревого кольца. Вихри, возникающие на границе подпирающей струи и атмосферы, перестают проникать внутрь, что видно на второй фотографии сверху (400 мкс от начала разряда). Так как после отрыва вихревое кольцо не получает энергию от подпирающей струи, единственный процесс, влияющий на параметры вихревого кольца – диссипация вихря. Это медленный процесс, поэтому после отрыва параметры струи почти не изменяются (Таблица 1). Отрыв заканчивается к моменту 500 мкс. Вихревое кольцо после отрыва распространяется с постоянной скоростью  $\sim 50$  м/с. Значение скорости вихревого кольца после отрыва получено из профиля скорости потока в плоскости вихревого кольца в соответствующие моменты времени Рис. 11. Также значение скорости вихревого кольца получено из диаграммы скорости распространения контактной поверхности, учитывая пренебрежимо малую скорость роста вихря после отрыва. Вихревое кольцо оказывает влияние на скорость потока, так как играет роль сужающегося сопла. Газ ускоряется, проходя центр вихревого кольца Рис. 10, а профиль скорости потока в плоскости вихревого кольца, соответствующий моменту времени 700 мкс, принимает вид, близкий к параболическому Рис. 11. Вихри за основным вихревым кольцом образуются из вихрей подпирающей струи в процессе отрыва. Взаимодействие с этими вихрями порождает периодические флуктуации в скорости распространения контактной поверхности. Размер ядра вихря после отрыва увеличивается из-за диссипации. Значение числа Рейнольдса для струи на выходе из канала,  $Re = \rho_f D U_b / \mu \sim 10^6$ , показывает, что истечение струи является турбулентным процессом. Турбулентный характер подтверждается флуктуациями скорости потока (Рис. 11).

### **Расширяющийся канал.**

При истечении газа из расширяющегося канала может возникнуть отрыв потока от стенки канала. Это влияет на характер распространения струи газа, нарушая его симметрию относительно оси канала разрядной камеры. Усреднение поля скоростей по нескольким экспериментам показывает, что отрыв возникает равновероятно на верхней и нижней половинах стенки канала. По теории сверхзвуковых сопел, когда газ в одном из сечений канала достигает местной скорости звука, дальнейшее расширение канала приводит к ускорению потока, и его скорость становится сверхзвуковой. Таким образом, профиль расширяющегося канала представляет сверхзвуковую часть сопла. На Рис. 14 представлены поля скоростей и завихренности в последовательные моменты

времени. Поле скоростей на момент 200 мкс показывает, что до отрыва скорость газа в струе равномерно распределена и превышает 300 м/с. Как и в случае истечения из цилиндрического канала, имеет место деформация вихря и образование вихрей перед основным вихревым кольцом. Отрыв вихревого кольца происходит аналогично описанному процессу для цилиндрического канала, когда скорость потока за вихревым кольцом уменьшается до определенного значения, составляющего для расширяющегося канала  $\sim 75$  м/с (300 мкс от начала разряда). Поле завихренности на Рис. 14 показывает, что процесс отрыва завершается к моменту 400 мкс, так как вихри из подпирающей струи не проникают внутрь вихревого кольца. После отрыва вихри, образующиеся перед основным вихревым кольцом, могут сформировать новое вихревое кольцо, которое меньше основного и находится перед ним Рис. 13. Как и в случае истечения из цилиндрического канала, на профиле скоростей видны флуктуации, говорящие о турбулентном характере течения Рис. 12.



**Рис. 10. Поле скоростей и завихренности в моменты времени 300, 400, 500 и 700 мкс от начала разряда.  $y=0$  – ось разрядной камеры.**

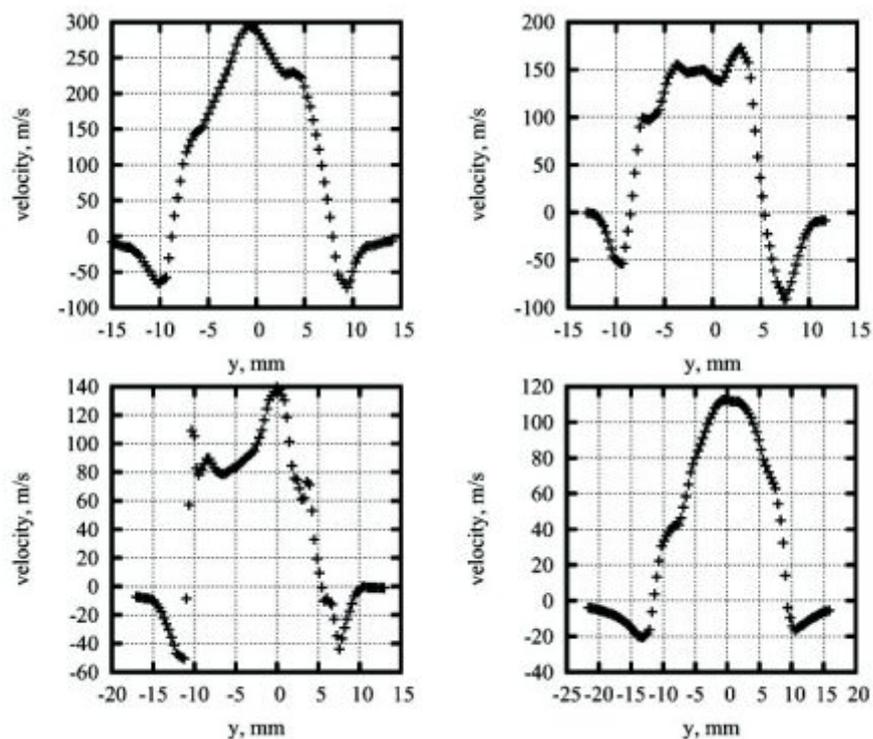


Рис. 11. Профили струи в плоскости вихревого кольца для цилиндрического канала в моменты времени 300, 400, 500, 700 мкс

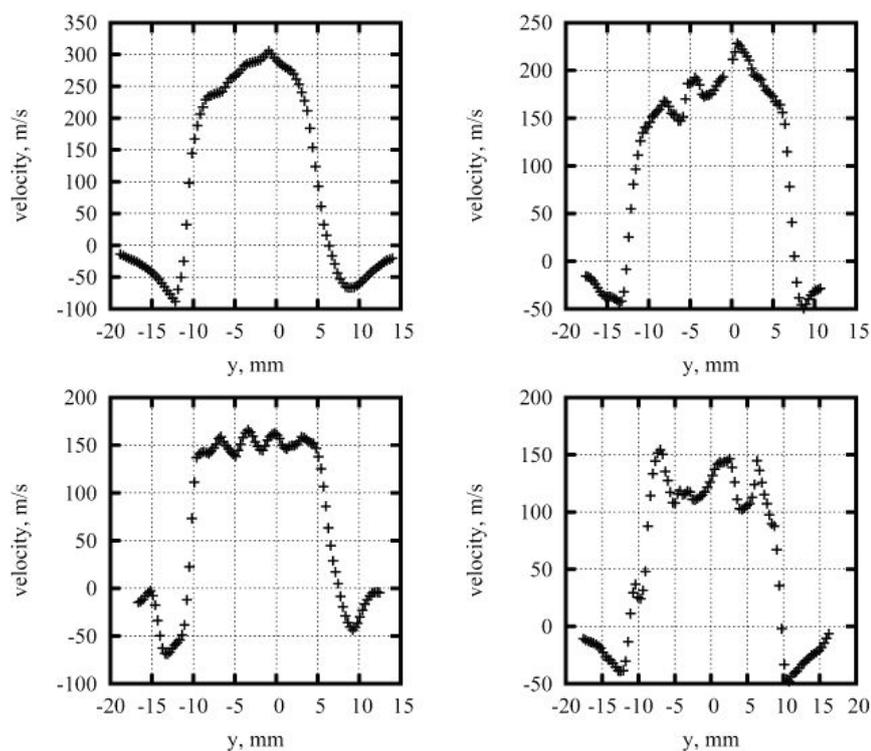


Рис. 12. Профили струи в плоскости вихревого кольца для расширяющегося канала в моменты времени: 200, 300, 400, 500 мкс.  $y=0$  – ось разрядной камеры.

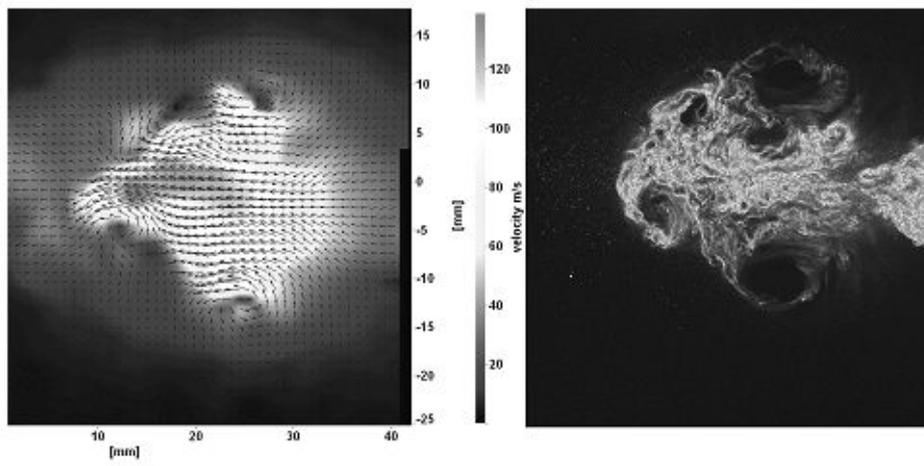


Рис. 13. Поле скоростей и фотография в момент 500 мкс от начала разряда

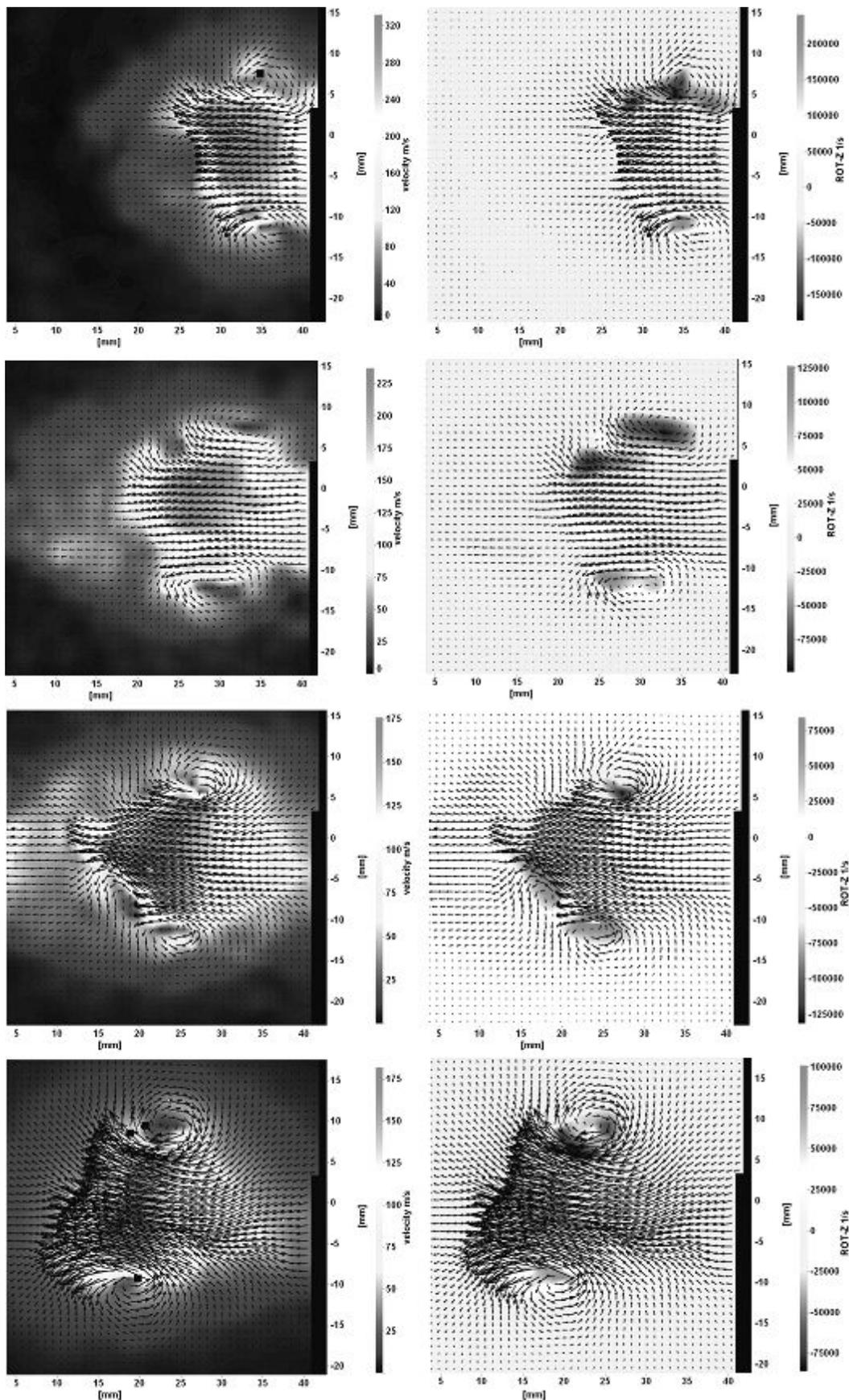


Рис. 14. Поля скорости и завихренности потока в моменты 200, 300, 400, 500 мкс

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Исследовано импульсное истечение газа из цилиндрического и расширяющегося каналов разрядной камеры методами шлирен-визуализации и Particle Image Velocimetry. Значение энергии в разряде варьировалось от 40 до 400 Дж. Геометрические параметры каналов выбраны таким образом, что длина каналов одинакова, а площадь выходного сечения отличается меньше, чем на порядок. Эксперименты показали, что принципиальное отличие расширяющегося и цилиндрического каналов заключается в величине скорости истечения газа из выходного отверстия канала при электрическом разряде на дне канала. На выходе из расширяющегося канала скорость превышает критическое значение – скорость звука в данном сечении. Диаграммы, полученные в результате шлирен-визуализации, подтверждают, что распространение контактной поверхности происходит быстрее в случае истечения из расширяющегося канала. Сравнение диаграмм скорости распространения ударной волны для указанного диапазона энергий показывает, что распространение сферической ударной волны после дифракции на выходе не зависит от формы канала. Динамика истечения газа из выходного отверстия существенным образом влияет на дальнейшее распространение струи в открытом пространстве, в частности, на отрыв вихревого кольца. В ходе исследований было определено время отрыва вихревого кольца для обоих случаев. Отрыв вихревого кольца для расширяющегося канала происходит на 100 мкс раньше, чем для цилиндрического канала. Сравнение диаграмм распространения контактной поверхности с полями скоростей подтверждает, что после отрыва движение вихревого кольца происходит с постоянной скоростью. Анализ диаграмм для разных значений энергии, выделенной в разрядном промежутке, позволяет заключить, что значение скорости после отрыва не зависит от значения энергии и формы канала. Исследование показало, что процесс импульсного истечения из каналов разрядной камеры имеет ряд отличий от описанных в известных исследованиях процессов истечения из каналов ударных труб, а именно, :

1. происходит уменьшение значения циркуляции вихревого кольца,
2. перед основным вихревым кольцом происходит формирование вихрей,
3. происходит образование второго вихревого кольца после отрыва.

Дальнейшее исследование позволит более подробно изучить зависимость скорости истечения, а также распространение струи в дальнем поле в зависимости от геометрии канала разрядной камеры.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение № 8733) в Научно-

образовательном центре МФТИ по низкотемпературной плазме и по Программе РАН «Фундаментальные проблемы механики и смежных наук в изучении многомасштабных процессов в природе и технике» в ОИВТ РАН .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корытченко К.В. Газодинамическое расширение искрового разряда, — Вестник Харьковского университета, 2005. — № 657.
2. Райзер Ю.П. Физика газового разряда, 2-е изд. — М.: Наука, 1992. — 592 с.
3. Голуб В.В., Баженова Т.В. Импульсные сверхзвуковые струйные течения, — М.: Наука, 2008. — 279 с.
4. Golub V.V., Naboko I.M. An investigation of the Mach disk and the Riemann wave formation in impulse jets, — Arch. Mech. 1982, Vol. 34, N 4. pp. 465 – 475.
5. Lakshmana C. Dora, Saravanan D, Karunakar K, Das D. Characteristics of Embedded-Shock-Free Compressible Vortex Rings: A Detailed Study Using PIV, — Advanced in Mechanical Engineering, 2011, – 13 p.
6. Sun M., Takayama K. Vorticity production in shock diffraction, — J. Fluid Mech. 2003. Vol.478, pp. 237 – 256.
7. Zare-Behtash H., Kontis K., Gongora-Orozco N. Experimental investigations of compressible vortex loops, — Physics of Fluids. 2008. Vol. 20.
8. Ахметов Д.Г. Модель формирования вихревого кольца, — Прикладная механика и техническая физика. 2008. Т. 49, №6
9. Arakeri J. H., Das D., Krothapalli A., Lourenco L. Vortex ring formation at the open end of a shock tube: A particle image velocimetry study, — Physics of Fluids. 2004. Vol. 16, №4
10. Gharib M., Rambod E., Shariff K. A universal time scale for vortex ring formation, — J. Fluid Mech. 1998. Vol. 360, pp. 121 – 140.
11. Mohseni K., Gharib M. A model for universal time scale of vortex ring formation, — Physics of Fluids. 1998. Vol. 10, №10
12. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, — М.: Наука, 1966. — 688 с.

13. Васильев Л.А., Теневые методы, М.:Наука, 1968.
14. Raffel, M., Willert, C.E., Wereley, S.T., Kompenhans, J., Particle Image Velocimetry, Springer-Verlag, New York, 2007.