

УДК 532.5

РЕКОНСТРУКЦИЯ ТРЕХМЕРНЫХ СТРУКТУР ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ, ИНДУЦИРОВАННЫХ ГЕОМЕТРИЕЙ ПЛОСКОГО ЛЕЗВИЯ

© 2023 г. Z. Yan^{a,b,*}, C. Louste^{c,**}, J. Fang^{a,***}, and W. Wu^{d,****}

^aCollege of Information Science and Technology, Donghua University, Shanghai, China

^bLogistics Engineering College, Shanghai Maritime University, Shanghai, China

^cInstitut PPRIME, Université de Poitiers, Futuroscope Chasseneuil, Futuroscope Chasseneuil, France

^dNingbo Weiji Electronics Co.Ltd, Ningbo, China

*E-mail: zlyan@shmtu.edu.cn

**E-mail: christophe.louste@univ-poitiers.fr

***E-mail: jafang@dhu.edu.cn

****E-mail: wwz@zjweiji.com

Поступила в редакцию 21.06.2022 г.

После доработки 24.08.2022 г.

Принята к публикации 12.09.2022 г.

Метод лазерной анемометрии по изображениям частиц (PIV-метод) возник как мощный инструмент для измерения полей электрогидродинамических (ЭГД) течений. Трехмерная (3D) структура ЭГД-течений, индуцированных некоторым актуатором в геометрии плоского лезвия, реконструируется в данной работе на основе серии измерений параллельных полей вдоль ножевого электрода. Вдоль электрода наблюдается неоднородное распределение интенсивности инъекции и скорости. При использовании набора тонко нарезанных слоев графиков в различных полях зрения в трехмерной декартовой системе координат становится очевидным, что приложенное напряжение, расположение и расстояние между электродами, а также поверхность электродов, как и их краевая неровность, оказывают исключительно сильное воздействие на структуру ЭГД-струй. Данные, полученные в настоящем исследовании, послужат дополнением к полной картине трехмерной структуры струи и могут быть широко использованы для стимулирования выбора подходящих положений вдоль ножевого электрода для исследования плоских профилей.

Ключевые слова: электрогидродинамика, лазерная анемометрия по изображениям частиц, PIV-метод, диэлектрическая жидкость, трехмерные структуры, геометрия плоского лезвия

DOI: 10.31857/S0568528122600862, **EDN:** OGMLEC

Являясь перспективной междисциплинарной ветвью гидромеханики и электростатики, электрогидродинамика (ЭГД) позволяет систематически исследовать явления (теоретически и экспериментально), рассматривая структуру течения и его устойчивость, а также эффективность преобразования электрической энергии в кинетическую [1–6]. Из всех экспериментальных исследований, лазерная анемометрия по изображениям частиц (цифровая трассерная визуализация потоков, PIV-метод) стала доминирующим подходом к измерениям электроконвективных течений, благодаря существенным преимуществам над конкурирующими технологиями, такие как лазерная доплеровская методика измерения скорости частиц. В исследованиях электрогидродинамических течений значительный прогресс был достигнут по той причине, что именно с помощью PIV-метода полное поле скоростей может быть измерено во всех деталях, что позволяет исследовать сложные течения, включая вихревые структуры, отрыв потока, напряжения Рейнольдса и характеристики турбулентности [7]. Тщательно подбирая размер и концентрацию трассерных частиц, можно преодолеть такие технические трудности измерений, как возмущения движения частиц, возникающие в результате воздействия электропроводности и сил тяжести, а также плохую идентификацию траекторий частиц на оцифрованных изображениях, обусловленную их слабой отражательной способностью [8, 9]. Таким образом, полученные данные наводят на мысль, что применение PIV-метода к диэлектрическим жидкостям демонстрирует

его реальные возможности [8, 10]. Чтобы облегчить углубленный анализ характеристик потока в электрическом поле и поле течения без рассмотрения сложной геометрии течения, некоторые исследователи предпочитают выполнять PIV-эксперименты на двумерных течениях. Совсем недавно исследование структур течения и особенностей электрического поля в геометрии плоского лезвия привлекало растущее внимание не только из-за некоторых практических приложений, таких как методы ЭГД-накачки, но также по причине относительно легкой обработки данных, в которых ЭГД-течения, генерированные двумерным актуатором, естественно рассматривались как двумерные структуры [10–12]. Однако предположение, что двумерная конфигурация актуатора будет приводить к некоторой двумерной структуре течения, в данной работе нуждается в весьма осторожной интерпретации.

Теоретически, электроконвективные течения в общем случае называются “ЭГД-факелы.” Такое название определяется из перспективы происхождения течения жидкости. В ранних исследованиях, которые указывают, что кулоновская сила, возникающая в ЭГД-течениях, может быть сравнима с плавучестью тепловых факелов [13], было сделано сравнение происхождения течения, обусловленного жидкостью, из-за воздействия напряжения на острых электродах и индуцированного горячими тепловыми линиями. Тем не менее ЭГД-факелы и тепловые факелы обнаруживают некоторые отличные друг от друга свойства. Например, иногда плотность теплового факела отличается от плотности окружающей жидкости, тогда как плотность ЭГД-факела такая же, как плотность окружающей диэлектрической жидкости, что приводит к некоторым типам поведения ЭГД-течения, подобным поведению классической падающей струи в гидродинамике. Таким образом, с точки зрения равенства плотности, ЭГД-течения можно называть “ЭГД-струями.”

Действительно, обращаясь теперь к двумерной задаче, плоская струя в гидродинамике производится в узкой щели и только в том случае, когда отношение сторон сопла (обозначенного AR (aspect ratio)), когда речь идет об отношении длинной стороны сопла к короткой) является достаточно большим (в общем случае, $AR \geq 20$), так что поле скоростей, рассматриваемое статистически, будет двумерным [14]. Аналогично геометрии выходного сопла плоской струи, в ЭГД-случае ножевой электрод, имея большое отношение длины лезвия к его ширине (как правило, $AR \geq 100$), как кажется, играет подобную роль в создании двумерных ЭГД-струй. Предыдущий обзор полей ЭГД-течения продемонстрировал, что жидкость в средней области ниже поверхности лезвия течет вниз при малом отношении $V_z/V_y = 0.02$ [10]. Большая скорость V_y , направленная вниз, наблюдается в двух углах кромки лезвия, что может влиять на предположение о двумерной картине струи в середине области. Кроме того, микроскопическая морфология поверхности электрода, детектированная и проверенная методом атомно-силовой микроскопии, также может влиять на двумерные особенности струи. Согласно этим данным, максимальная напряженность электрического поля, генерированного плоским электродом с дисперсной неровностью, гораздо выше, чем напряженность электрического поля, индуцированного абсолютно гладким электродом [15], что приводит к неоднородному распределению электрического поля ниже лезвия и, таким образом, к разной скорости струи. Вплоть до настоящего времени, слишком мало внимания было уделено структурной визуализации ЭГД-струй вдоль лезвия, представляя более вероятными измерения поля профиля струи в произвольном месте в среднем сечении. Отсюда следует, что в настоящем исследовании необходимо выяснить, какое расстояние от лезвия необходимо для того, чтобы свойство двумерности ЭГД-струи не нарушалось.

Таким образом, настоящее исследование предлагает свежее исследование для реконструкции трехмерной структуры струй, которое основывается на серии параллельных измерений полей скоростей вдоль ножевого электрода. Это позволит заполнить имеющийся пробел в литературе и поможет сделать рациональный выбор позиции в будущих экспериментах.

1. МЕТОДИКА

1.1. Методика и стратегия измерений

В настоящем исследовании используются следующие свойства диэлектрической жидкости: плотность 850 кг/м^3 , кинематическая вязкость $4.3 \times 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, электрическая проводимость без поля усиленной диссоциации равна $1.15 \times 10^{-9} \text{ С/м}$, и диэлектрическая постоянная равна 2.2. Жидкость в сосуде приводится в движение плоским актуатором в ответ на высоковольтный сигнал постоянного тока. Общепринятая двумерная система PIV используется для освещения области измерений и записи изображений профильного поля (см. плоскость A на рис. 1). Для измерений в плоскости A двойной импульс лазерной системы на алюмоиттриевом гранате, легиро-

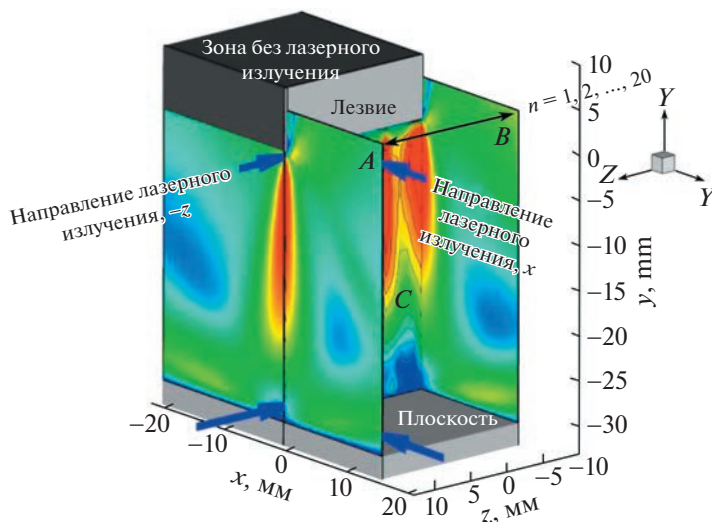


Рис. 1. Два набора PIV-экспериментов, состоящих из: (1) плоскость X ниже поверхности лезвия при $x = 0$ мм (плоскость C), CCD камера, снимающая плоский срез с помощью пелены лазерного излучения по направлению $-z$; (2) 20 последовательных плоскостей Z в интервале от $z = -6$ мм (плоскость B) до $z = 13$ мм (плоскость A) с постоянным шагом 1 мм, CCD камера, снимающая поля профилей струи с помощью пелены лазерного излучения по направлению $-z$.

ванном неодимом, эмитирует пелену лазерного излучения с направления $-x$ и поток, засеянный трассерными частицами, охватывается цифровой CCD-камерой, луч зрения которой перпендикулярен плоскости лазерного излучения. Те, кто заинтересован в детальной информации об экспериментальной установке, могут найти подробности в [10].

Ввиду концентрации в настоящем исследовании на осредненном во времени поле течения, для нас недостаточно реконструировать трехмерное поле течения с использованием стереоскопического PIV-метода, в котором требуются две камеры, чтобы визуализировать частицы в слоях лазерного излучения под двумя различными углами, и требуется сложная процедура для трактовки излишних данных. В рассматриваемом случае подход с многослойным лазерным излучением достаточен для получения трехмерных измерений с одной камерой [7]. Для каждой отдельно взятой плоскости (например, (V_x, V_y) в плоскости A на рис. 1) общепринятая двумерная PIV-система способна измерить двумерное распределение компонент скорости в соответствующей плоскости лазерного излучения. Две ключевые компоненты платформы поддержки контейнера являются основными благоприятствующими факторами в стратегии измерений. Во-первых, направляющий рельс позволяет перемещать сосуд вдоль оси z , что делает возможным для лазера осветить 20 последовательных Z -плоскостей в диапазоне от $z = -6$ мм (плоскость B) до $z = 13$ мм (плоскость A) с постоянным пространственным шагом в 1 мм. Во-вторых, поддон контейнера позволяет сосуду поворачиваться на 90° , что облегчает плоские измерения на поверхности лезвия (плоскость C).

Короче говоря, когда условия в виде приложенного напряжения U и расстояния между электродами H заданы, стратегия исследования трехмерной структуры ЭГД струй содержит два шага, а именно, измерение в X плоскости при $x = 0$ мм (плоскость C) для проверки двумерности течения в геометрии плоского лезвия и набор измерений в Z плоскостях (от плоскости A до плоскости B) для трехмерной реконструкции и визуализации ЭГД-течений.

1.2. Надежность PIV-измерений

Для каждого измерения в плоскости рассчитывается осредненное во времени поле течения, чтобы дать общее представление о форме течения, происходящее из 1000 мгновенных измерений полей течения. Может возникнуть вопрос: достаточны ли 1000 имеющихся результатов измерений для вычисления среднего поля течения? В этом разделе будет исследована надежность измерений. Считая, что PIV-измерения будут выполняться в двух направлениях (z и x), представим абсолютное значение скорости и относительную ошибку (в %) с вероятностью 0.997 в z и x плоскостях на рис. 2 и 3 соответственно.

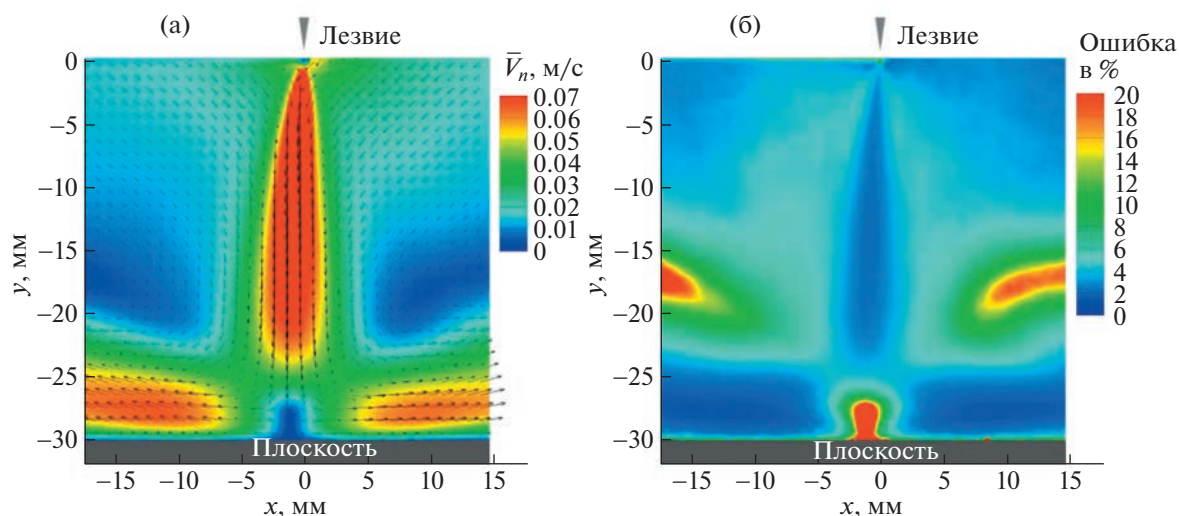


Рис. 2. Изображение PIV-скорости поля профилей для случая $U = -30$ кВ, $H = 3$ см: абсолютная величина скорости $\bar{V}_n$ (м/с) и векторы ее направления (а), относительная ошибка в % с вероятностью 0.997 (б).

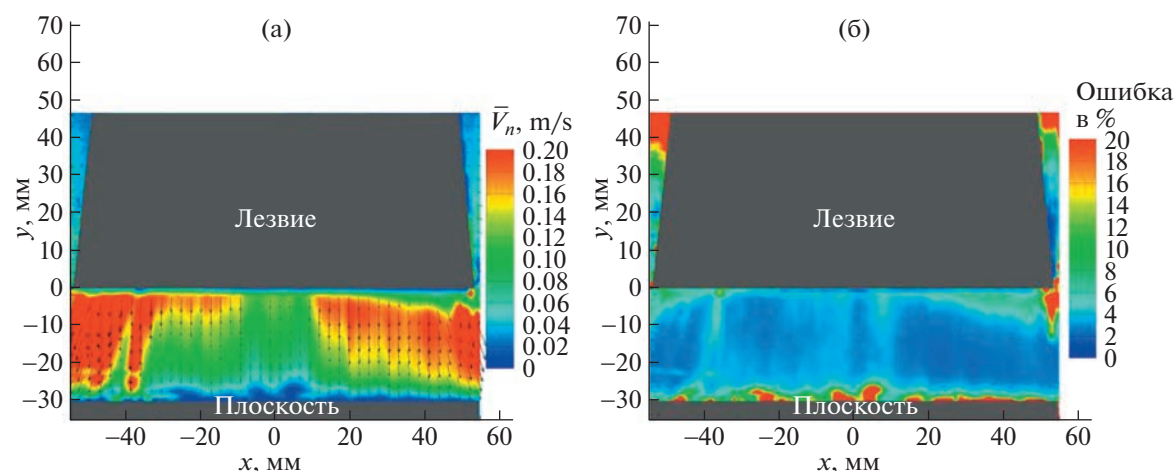


Рис. 3. Изображение PIV скорости плоского поля для случая $U = -30$ кВ, $H = 3$ см: абсолютная величина скорости $\bar{V}_n$ (м/с) и векторы ее направления (а), относительная ошибка в % с вероятностью 0.997 (б).

На рис. 2а и 3а средняя скорость $\bar{V}_n$ имеет доверительный уровень 99.7% с доверительным интервалом $\Delta V = 3\sigma/\sqrt{n-1}$, где σ представляет собой стандартное отклонение $\bar{V}_n$ и n есть число измерений. Как результат, на рис. 2б и 3б изображена относительная ошибка (в %), заданная выражением $(\Delta V_i / \bar{V}_n \times 100)\%$. Очевидно, что на рис. 2б процент ошибки меньше 2% как для вертикальной срединной области, так и для двух горизонтальных пристенных струй, откуда следует, что процент ошибки меньше 4% на границах зоны турбулентного смешения [16]. Тем не менее в центре двух вращающихся вихрей процент ошибки выше 15%. Это вызвано наличием почти стационарного течения с небольшой величиной $\bar{V}_n$ в этой области. Что касается центра зоны падения струи, процент ошибки превышает 20% из-за совместного влияния небольшой скорости течения и его отражения от пластины. На рис. 3 осредненное во времени плоское поле имеет процент ошибки менее 4% в большей части площади, исключая зоны вблизи углов лезвия и плоского электрода. Ясно, что неоднородная скорость распределена вдоль ножевого электрода на рис. 3а, что еще больше подчеркивает важность проведенного исследования трехмерной структуры.

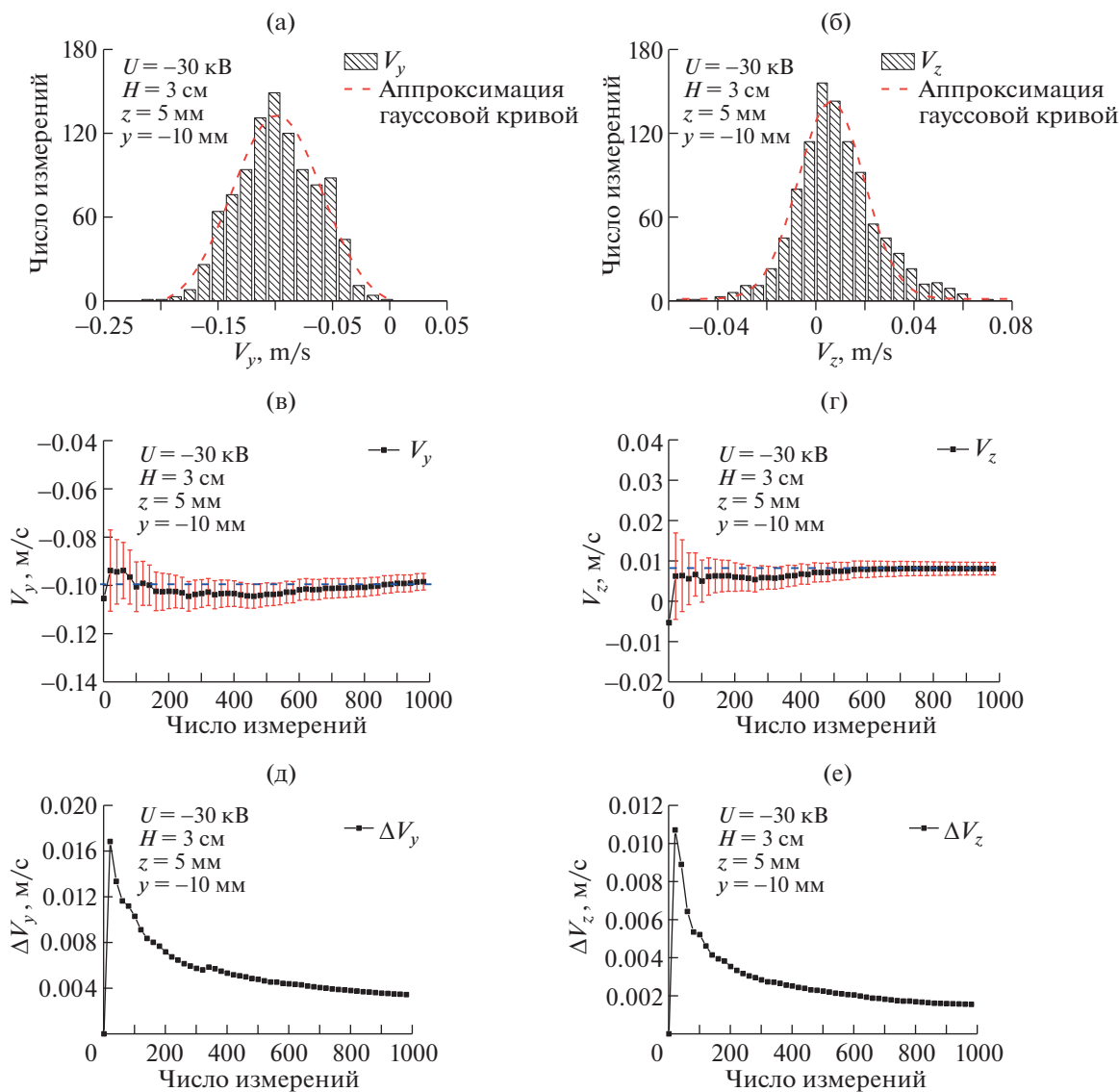


Рис. 4. Статистический анализ скорости в одной точке ($z = 5$ мм, $y = -10$ мм) плоскости $x = 0$ мм в случае $U = -30$ кВ, $H = 3$ см: гистограммы V_y (а) и V_z (б) на основе 1000 испытаний, расхождение средней скорости V_y (в) и V_z (г) в зависимости от объема выборки, сходимость неопределенности скорости ΔV_y (д) и ΔV_z (е) в зависимости от объема выборки.

Рассматривая поле скоростей целиком, можно утверждать, что достоверность PIV-измерений сохраняется в соответствии с анализом, проведенным выше. Переходя к анализу надежности 1000 измерений в некоторой точке поля течения, можно запросить подтверждение, что число замеров также достаточно для правильного вычисления величины, усредненной по времени. Например, рисунок изображает статистический анализ скорости в некоторой произвольной точке в x -плоскости измерений. Поскольку справедливость поточечного статистического анализа в z -плоскости была уже подтверждена в [17], процедуру анализа не будем повторять в настоящей работе. Очевидно, что на рис. 4а и 4б все 1000 примеров V_y и V_z попадают в статистическую последовательность и каждая гистограмма хорошо укладывается в гауссову кривую распределения. Рисунки 4в и 4г показывают эволюцию средней скорости $\bar{V}_n$ (символы в виде черных квадратов) и ее неопределенности ΔV_i (символы в виде красных отрезков) в зависимости от числа замеров. В данном примере имеем $\bar{V}_y = -98.48 \pm 3.35$ мм/с и $\bar{V}_z = 9.08 \pm 1.98$ мм/с, когда $n = 1000$. Как можно видеть на рис. 4д и 4е, значение $n \approx 800$, кажется, является порогом, на котором $\bar{V}_i$ поддержи-

вается без изменений и ΔV_i сходится к некотором асимптотическому значению (здесь индекс i принимает значения x или y).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Двумерность течений

В этом разделе будет проверена двумерность ЭГД-течений, индуцированных актуатором в виде плоского лезвия, с помощью интеграла от дивергенции скорости в профильном поле. Хорошо известно, что несжимаемая вязкая ньютоновская жидкость должна теоретически удовлетворять уравнению неразрывности в виде $\nabla \cdot \vec{V} = 0$. Применяя теорему о дивергенции векторного поля, также известную как теорема Грина–Остроградского, можно проанализировать количество жидкости, протекающей через некоторый контрольный объем. Этот метод, который реализуется посредством интегрирования дивергенции векторного поля по заданному объему, играет важную роль в обеспечении сохранения потока жидкости. Известно, что равная нулю дивергенция означает, что ни источники, ни стоки не существуют внутри контрольного объема в случае несжимаемой жидкости. Следовательно, чистый поток (разность между количеством вытекшей и притекшей жидкостями) может быть определен как

$$D_{net} = \iiint_{\Omega} \nabla \cdot \vec{V} dv, \quad (2.1)$$

где Ω – контрольный объем. Чтобы проверить двумерность ЭГД-струи в нашем случае, вычислим интеграл от дивергенции поля скоростей в случае двумерного вида уравнения (2.1), т.е. $\iint_S (\partial \bar{V}_x / \partial x + \partial \bar{V}_y / \partial y) ds$. Каждый контрольный объем S в поле профиля струи (Z плоскость) представляет собой квадратную сетку 0.506×0.506 мм. Рисунок 5 подтверждает, что D_{net} практически равно нулю во всей области (зеленый цвет), это означает, что скорость в z направлении (по нормали к плоскости рис. 5) либо постоянна или равна нулю. Вообще говоря, типичная трехмерная ЭГД-струя, генерированная трехмерной геометрией, имеет не пренебрежимо малую $\bar{V}_z$. Например, соотношение $\bar{V}_z = \bar{V}_x$ верно для некоторой ЭГД-струи в геометрии плоской точки, даже в конфигурации плоского лезвия, скорость $\bar{V}_z$ не столь велика, как $\bar{V}_x$. Как было отмечено ранее [17], имеет место очень маленькое значение $\bar{V}_z / \bar{V}_y$ в средней части лезвия, что результируется в пренебрежении $\bar{V}_z$ при обработке экспериментальных данных [17]. Основываясь на этом анализе, то, что $\bar{V}_z$ равно нулю, а не постоянной величине, оказывается верным в большей части площади на рис. 5. Однако вблизи плоского электрода положительное значение (красный цвет) D_{net} , которое представляет собой жидкость, вытекающую из Z плоскости, есть признак трехмерного поведения. Это может быть вызвано либо перпендикулярным падением струи на пластину, либо отражением жидкости во всех направлениях вблизи пластины. К счастью, трехмерное поведение вблизи зоны падения не влияет на анализ двумерности поведения жидкости ниже ножевого электрода. В проводимом исследовании основная область струи рассматривается как зона основного внимания для рассмотрения.

На рис. 6 построены три члена дивергенции скорости и их неопределенности вдоль центральной линии $x = 0$ в плоскости Z . Это иллюстрирует тренд эволюции и позволяет сравнить амплитуду трех компонент в поле течения, чтобы отразить двумерный характер струи. На практике каждая компонента в декартовых координатах состоит из члена, усредненного во времени, и его неопределенности, что используется для критической оценки надежности данных. Таким образом, дивергенция может быть задана следующим образом:

$$\frac{\partial V_k}{\partial x_k} = \frac{\partial \bar{V}_k}{\partial x_k} + \Delta \left(\frac{\partial V_k}{\partial x_k} \right), \quad (2.2)$$

где индекс k обозначает три возможные компоненты. Учитывая правило дифференцирования суммы, первое слагаемое в правой части уравнения (2.2) можно заменить на $\partial \bar{V}_k / \partial x_k$, которое может быть вычислено с помощью центральной разности. В декартовых координатах имеем

$$\frac{\partial \bar{V}_x}{\partial x} = \frac{\bar{V}_x(i+1, j) - \bar{V}_x(i-1, j)}{2h}, \quad (2.3)$$

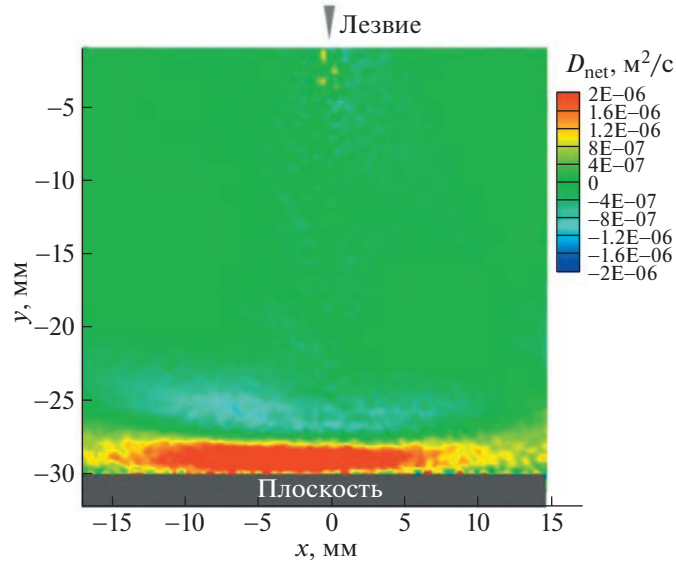


Рис. 5. Проверка двумерности течения, значение D_{net} , вычисленное интегрированием дивергенции векторного поля по двумерному контрольному объему 0.506×0.506 мм, в случае $U = -30$ кВ, $H = 3$ см.

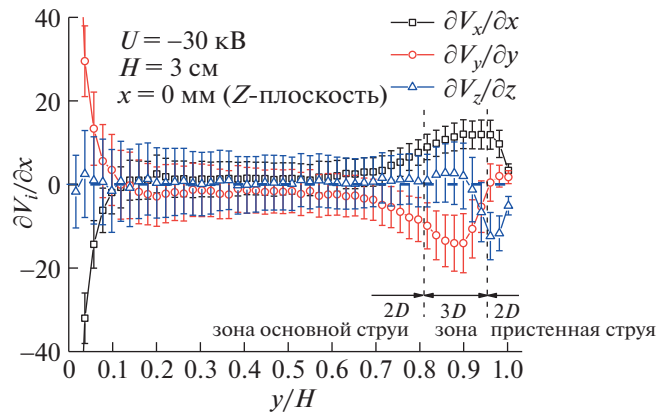


Рис. 6. Частные производные компонент скорости на средней линии струи в случае $U = -30$ кВ, $H = 3$ см.

$$\frac{\partial \bar{V}_y}{\partial y} = \frac{\bar{V}_y(i, j+1) - \bar{V}_y(i, j-1)}{2h}, \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \bar{V}_z}{\partial z} = -\left(\frac{\partial \bar{V}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{V}_y}{\partial y}\right), \quad (2.5)$$

где h — расстояние между узлами квадратной сетки в плоскости Z . Соответственно, выражения для неопределенности для этих членов могут быть записаны как в [18]:

$$\Delta\left(\frac{\partial V_x}{\partial x}\right) = \frac{\sqrt{(\Delta V_x(i+1, j))^2 + (\Delta V_x(i-1, j))^2}}{2h}, \quad (2.6)$$

$$\Delta\left(\frac{\partial V_y}{\partial y}\right) = \frac{\sqrt{(\Delta V_y(i, j+1))^2 + (\Delta V_y(i, j-1))^2}}{2h}, \quad (2.7)$$

$$\Delta\left(\frac{\partial V_z}{\partial z}\right) = \frac{\sqrt{(\Delta V_x(i+1, j))^2 + (\Delta V_x(i-1, j))^2 + (\Delta V_y(i, j+1))^2 + (\Delta V_y(i, j-1))^2}}{2h}, \quad (2.8)$$

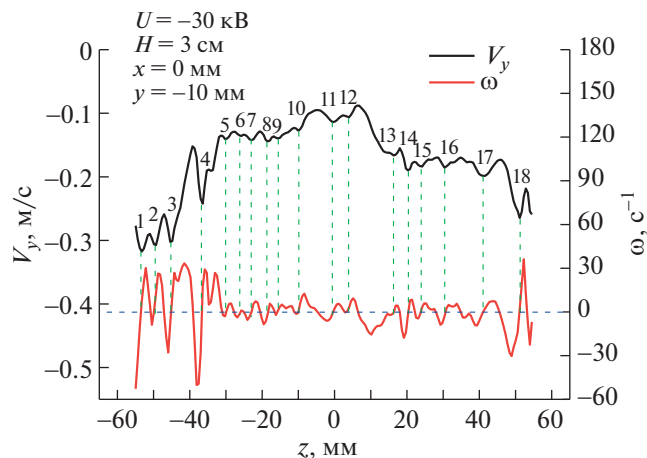


Рис. 7. Распределение скорости V_y вдоль ножевого электрода (вдоль направления z) в плоскости $x = 0$ мм, линия $y = -10$ мм в случае $U = -30$ кВ, $H = 3$ см. (1): неоднородное распределение скорости, указывающее на различную интенсивность инжекции на кромке лезвия, где 18 точек максимумов скорости имеют место вдоль лезвия и (2): соответствующая угловая скорость ω , для лучшей визуализации максимума скорости.

где ΔV_k — неопределенность скорости, определенная в предыдущей части. Ясно, что вдоль оси $\partial \bar{V}_z / \partial z$ (символы в виде голубых треугольников) изменяется вблизи нуля при рассмотрении неопределенности скорости (символы в виде голубых отрезков) в основной области. На рис. 6 двумерность оказывается справедливой в областях $y/H < 0.8$ и $y/H > 0.95$, где $\partial \bar{V}_x / \partial x$ и $\partial \bar{V}_y / \partial y$ симметричны относительно нуля и, таким образом, взаимно уничтожают друг друга. Отметим, что на практике $x = 0$ в плоскости Z вовсе не обязательно совпадает с центральной осью струи, возникающей при наличии небольшого угла наклона (что означает $\bar{V}_x \neq 0$ при $x = 0$). Вот почему можно видеть большие значения $\bar{V}_x / \partial x$ и $\partial \bar{V}_y / \partial y$ при $y/H < 0.05$, и симметрия этих двух слагаемых означает, что некоторое двумерное течение развивается в плоскости Z без наличия z -компоненты скорости в этой области.

Аналогичная ситуация может быть найдена в зоне падения ($y/H > 0.95$), где баланс $\partial \bar{V}_x / \partial x$ и $\partial \bar{V}_z / \partial z$ дает почти нулевое значение $\partial \bar{V}_y / \partial y$. Это приводит к тому, что пристенная струя течет по пластине в z -направлении в плоскости Y (параллельно плоскости электрода). Однако область вблизи плоскости ($0.82 < y/H < 0.95$) демонстрирует особенность, где ни один из этих трех членов не доминирует. Такая трехмерная характеристика может быть отнесена к комбинации изменения градиента давления, отражения скорости и угла наклона струи.

Хотя вышеприведенные исследования могут продемонстрировать, что двумерное течение в общем случае может возникнуть ниже ножевого электрода, этот результат должен быть интерпретирован с осторожностью. Действительно, неоднородное распределение скорости уже было найдено на рис. 3а и свидетельство о конкуренции струй может ясно просматриваться на рис. 7. На нем изображены 18 положений максимальной скорости, определенные вдоль всей длины ножевого электрода при построении графика V_y при $y = -10$ мм. Что стоит отметить по поводу продольной скорости на рис. 7, так это то, что распределение $\bar{V}_y$ не остается постоянным при смене заданного y . Инжекция становится более интенсивной по обе стороны из-за граничного эффекта и в средней области струя кажется поджатой. Более точное детектирование может быть выполнено с использованием угловой скорости ω , которая задается выражением $0.5(\partial \bar{V}_y / \partial x - \partial \bar{V}_x / \partial y)$. В этом методе положение $\omega = 0$ отмечает место, где ω из отрицательного становится положительным, соответствуя точке сильной инжекции на ножевом электроде. Присутствие дисперсных пиков может быть результатом совместного влияния приложенного напряжения, межэлектродного зазора и шероховатости электрода. В следующем разделе будет приведено углубленное обсуждение этого факта, основываясь на трехмерной структуре струй.

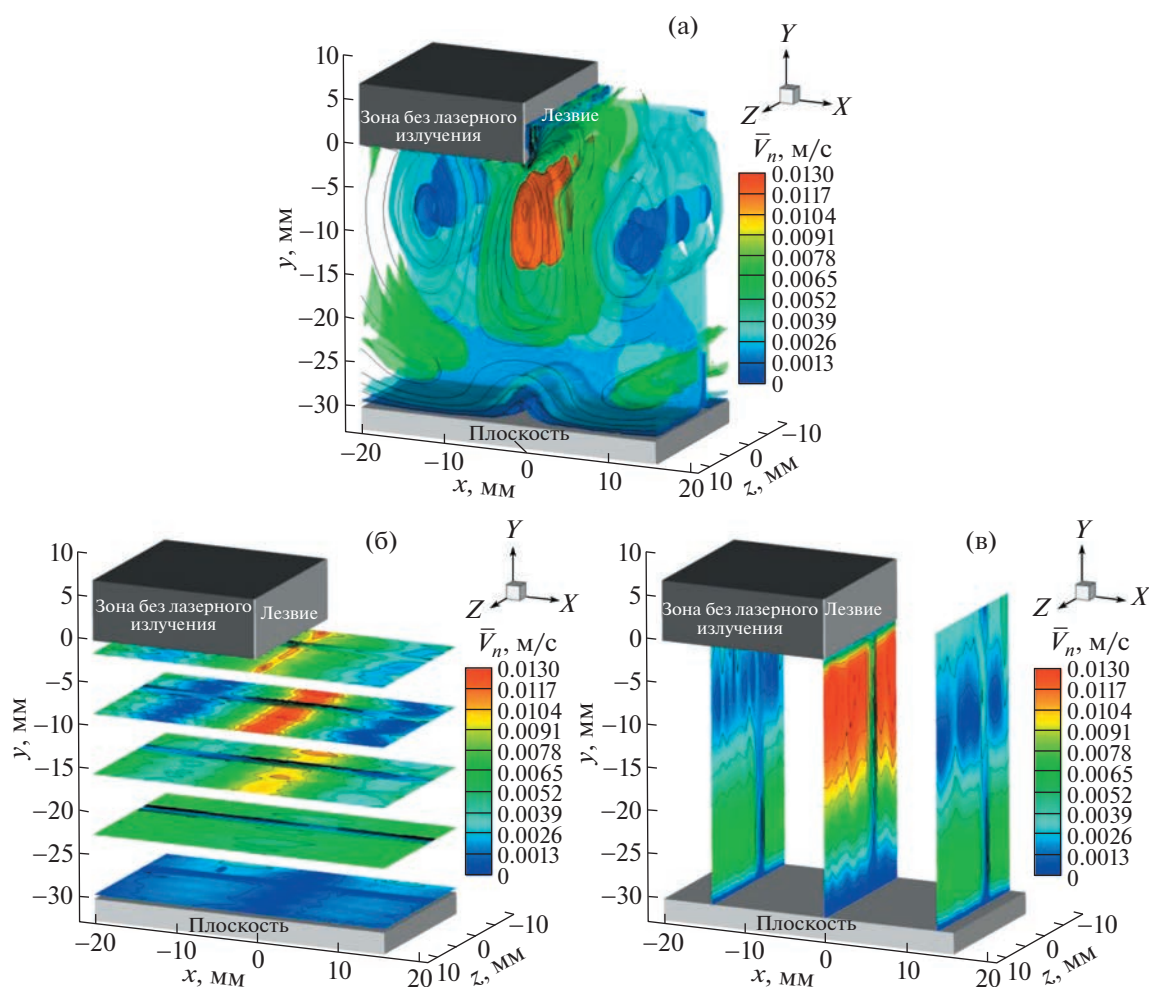


Рис. 8. Реконструкция трехмерной структуры ЭГД-струи на основе 20 последовательных плоскостей Z в случае $U = -10$ кВ, $H = 3$ см: контуры изоповерхностей абсолютной величины скорости (а), срезы плоскости Y в направлении потока (б), и срезы плоскости X по размаху поперек потока (в).

2.2. Реконструкция трехмерной структуры

Были проведены две серии экспериментов с подбором расстояния между электродами от 1 до 3 см и в каждой серии к ножевому электроду были приложены отрицательные напряжения от -10 до -30 кВ соответственно. Поскольку усредненная по времени скорость ЭГД-струи при положительном напряжении оказывается меньше, чем при отрицательных напряжениях, были выбраны более эффективные отрицательные напряжения для проведения экспериментов [8]. В этом процессе электроны испускаются с металлического электрода в жидкость и объединяются с нейтральными молекулами, образуя отрицательные ионы. Постепенное накопление отрицательных зарядов той же самой полярности, как и у электрода, приводит к гомогенно заряженному слою и эти объемные заряды отрицательной полярности удаляются от ножевого электрода и приближаются к плоскому электроду за счет кулоновских сил. Под влиянием вязкого трения движение этих зарядов одновременно вызывает движение окружающей жидкости.

Для визуализации трехмерной структуры поля течения в средней области лезвия измеренные параллельные мульти-плоскости были связаны на длине 2 см в z -направлении в средней части, как изображено на рис. 8–11.

2.2.1. Структура, зависящая от электрического поля. В предыдущем исследовании [10] были отмечена сильная зависимость между максимальной скоростью в центральной части струи и средней напряженностью электрического поля. Например, режим сильной инжекции характеризуется большим наклоном кривой $\bar{V}_{max}(\bar{E}_m)$ в случае сильного электрического поля, что соответ-

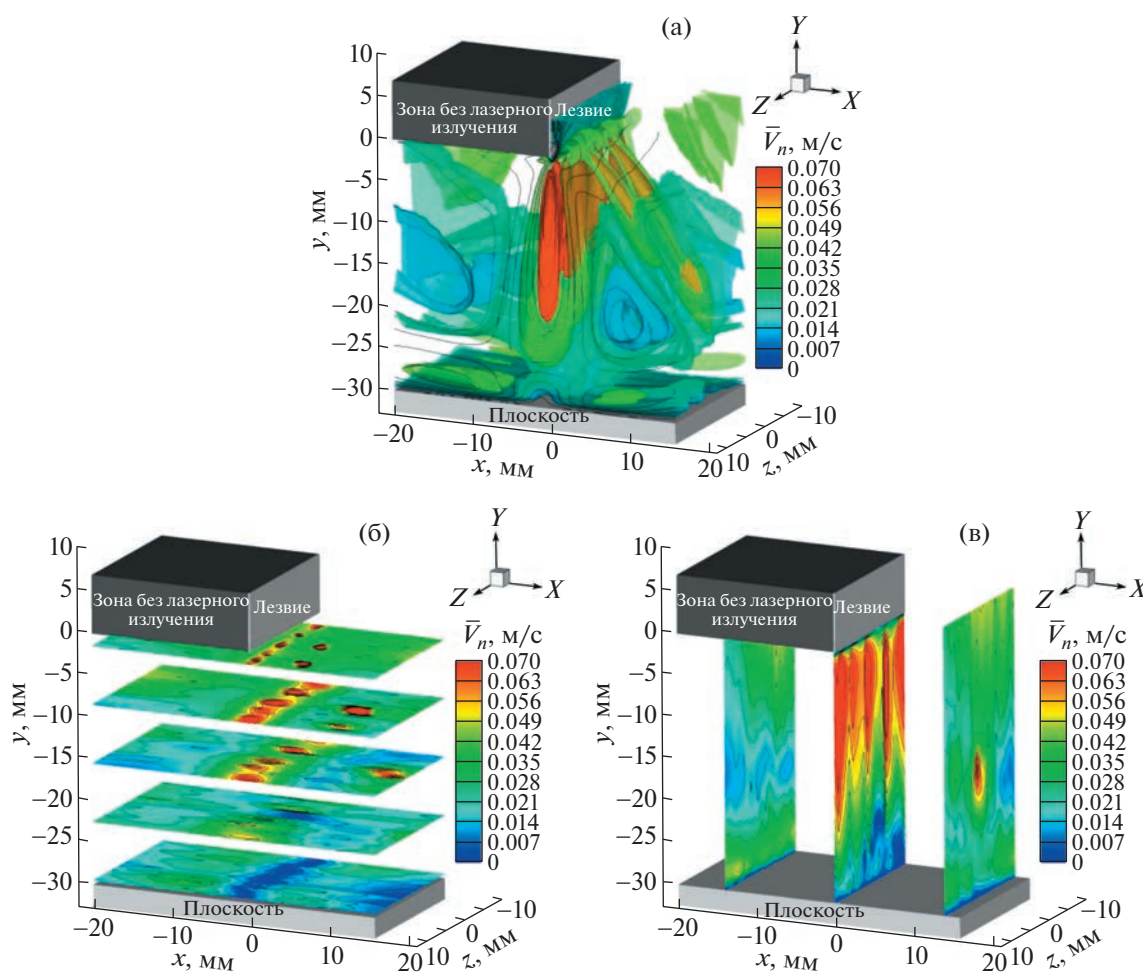


Рис. 9. Реконструкция трехмерной структуры ЭГД-струи на основе 20 последовательных плоскостей Z в случае $U = -30$ кВ, $H = 3$ см: контуры изоповерхностей абсолютной величины скорости (а), срезы плоскости Y в направлении потока (б), и срезы плоскости X по размаху поперек потока (в).

ствует генерации струи с большей скоростью и меньшей полушириной, также как в случае двух пристенных струй вдоль пластины (см. ситуацию на рис. 11, в которой $U = -30$ кВ и $H = 1$ см). Наоборот, режим слабой инжекции с малым наклоном данной кривой в слабом электрическом поле отождествляется со струей с небольшой скоростью и большей полушириной, как в случае двух больших вихрей, вращающихся в противоположных направлениях (см. случай на рис. 8а, в котором $U = -10$ кВ и $H = 3$ см). В случае средней напряженности электрического поля струя с умеренной скоростью и умеренной полушириной сопровождается двумя пристенными струями, не полностью развитыми на плоском электроде, обе эти струи последовательно смещаются вверх в дальнем поле и участвуют в закрутке вихрей рядом с основной струей (см. случаи на рис. 9а, когда $U = -30$ кВ и $H = 3$ см, и на рис. 10а, когда $U = -10$ кВ и $H = 1$ см). Очевидно, что хотя средняя напряженность электрического поля в этих двух случаях равна 1000 кВ/м, между рис. 9 и 10 можно видеть существенную разницу, как в скорости, так и в трехмерной структуре течения. Эту несогласованность можно объяснить, в частности, невозможностью использования среднего электрического поля в качестве критерия в столь сильном асимметричном электрическом поле, которое индуцируется плоским ножевым электродом. Ссылаясь на график $\bar{V}_{max}(\bar{E}_m)$ в [10], можно перевести (транслировать) кривые с различными зазорами между электродами так, чтобы позволить всем кривым накладываться одна на другую на графике и, таким образом, горизонтальные координаты, соответствующие смещенным кривым, будут переопределены как эквивалентное электрическое поле $\bar{E}_{eq}$. Используя такой метод, можно вывести, что условие $U = -10$ кВ, $H = 1$ см эквивалентно условию $U = -17.2$ кВ, $H = 3$ см, пересчитанному на генерацию ЭГД струи

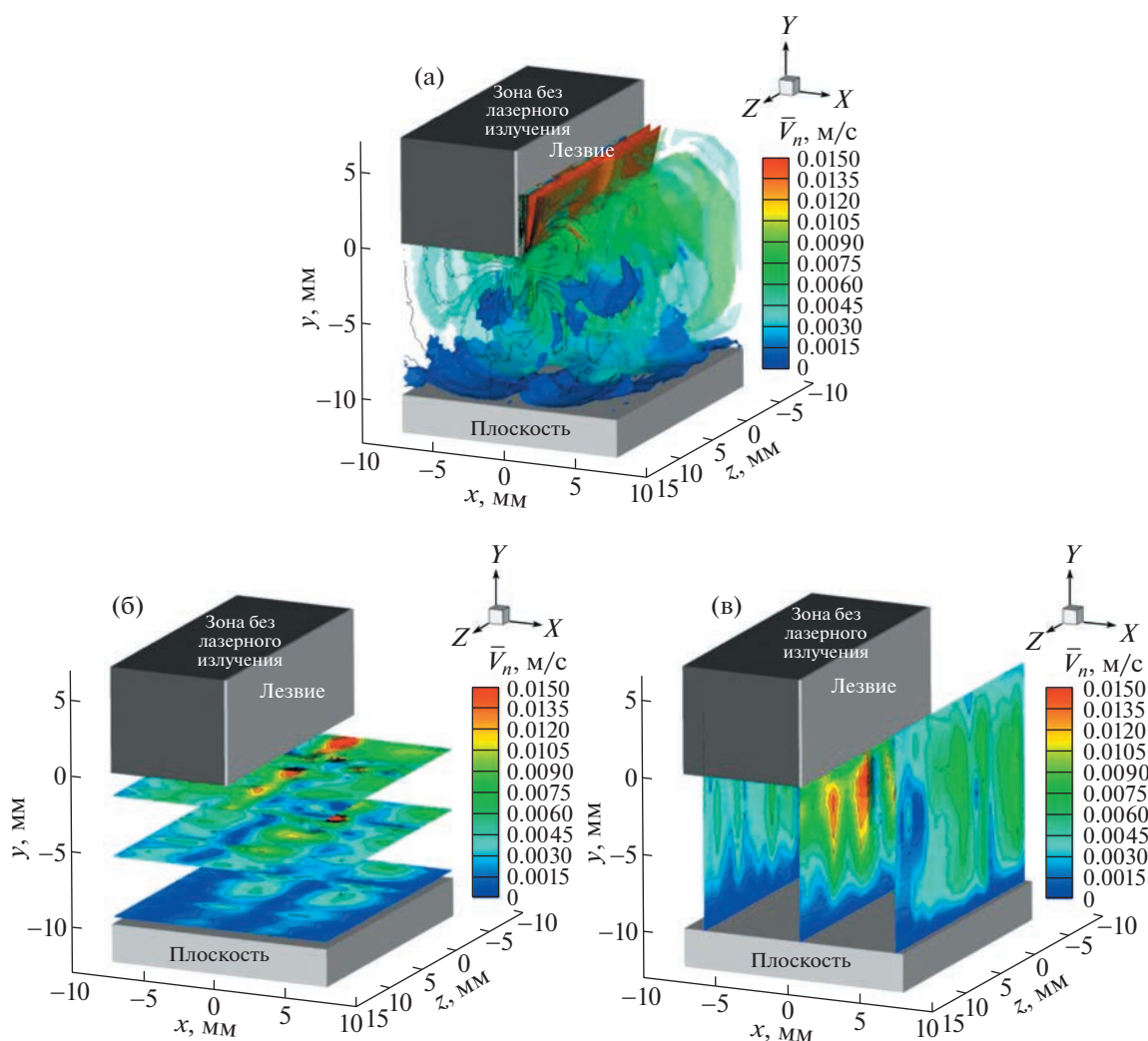


Рис. 10. Реконструкция трехмерной структуры ЭГД-струи на основе 20 последовательных плоскостей Z в случае $U = -10$ кВ, $H = 3$ см: контуры изоповерхностей абсолютной величины скорости (а), срезы плоскости Y в направлении потока (б), и срезы плоскости X по размаху поперек потока (в).

с тем же самым максимумом скорости. Отметим, что абсолютная величина этого напряжения (17.2 кВ), соответствующая $\bar{E}_{eq}$, значительно ниже по сравнению с величиной 30 кВ, связанной с $\bar{E}_m$. Таким образом, справедливо, что при условии для напряжения и зазора между электродами на рис. 10а возникает менее интенсивная струя с более слабой инжекцией, чем струя на рис. 9а.

2.2.2. Параметрическое влияние ЭГД-струй. Структура ЭГД-струи есть следствие общего влияния факторов, относящихся к приложенному напряжению, зазору между электродами и шероховатости электродов. На вопрос по поводу такого параметра, как напряжение, когда высокое электрическое напряжение приложено к электроду, можно сказать, что несколько теоретических механизмов, связанных с границей раздела металл/жидкость, способны привести к движению жидкости, такому как инжекция за счет излучения поля и инжекция за счет электрохимической реакции [19]. Ввиду относительно высокой удельной проводимости рабочей жидкости ($\sim 10^{-9}$ См/м) и того факта, что область трехмерной реконструкции все еще находится в центральной зоне лезвия (там, где напряженность электрического поля порядка 10^7 В/м), механизм электрохимической инжекции должен быть рассмотрен для этой зоны и перенос электронов имеет место внутри электрического двойного слоя (ЭДС), тогда процесс транспорта реагентов включается в рассмотрение [20–22]. Подводя итог, разность потенциалов в электрическом двойном слое существенно определяет интенсивность инжекции заряда. Это влечет тот факт, что феноменологически приложенное напряжение воздействует на скорость и структуру индуцированной

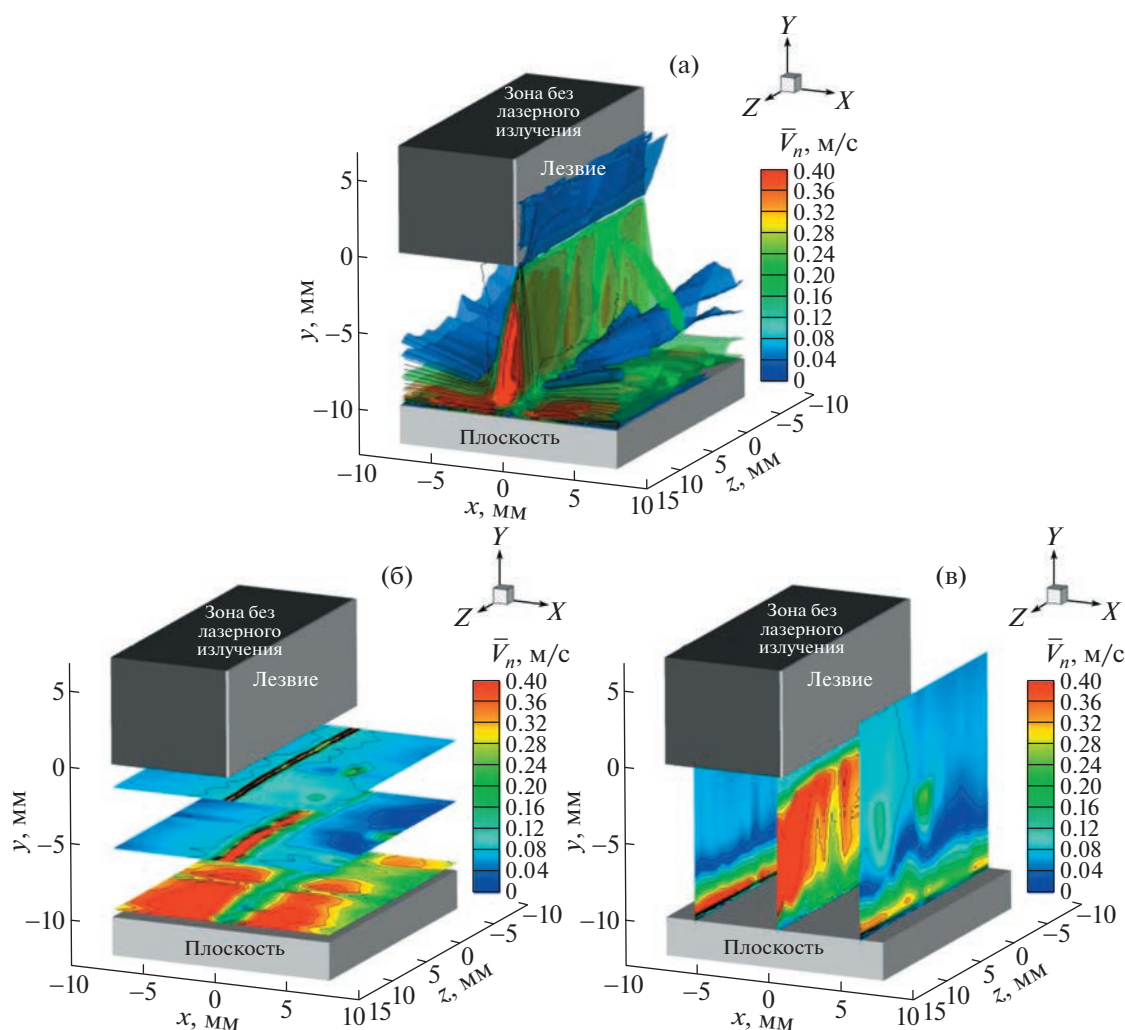


Рис. 11. Реконструкция трехмерной структуры ЭГД-струи на основе 20 последовательных Z -плоскостей в случае $U = -30$ кВ, $H = 1$ см: контуры изоповерхностей абсолютной величины скорости (а), срезы плоскости YZ в направлении потока (б), и срезы плоскости XZ по размаху поперек потока (в).

ной струи. Однако более скоростная струя на кромке лезвия может ассоциироваться с инжекцией за счет излучения поля, в которой рабочая функция материала электрода (в рассматриваемом случае это 4.48 эВ для нержавеющей стали [15]) определяет минимальную энергию, необходимую для ухода электрона с поверхности материала. В настоящем исследовании интересной находкой было то, что механизм инжекции сильно ослаблен при $z = 0$ мм в центре лезвия (см. все срезы в плоскости X на рис. с 8в по 11в). Довольно выраженное подавление инжекции может быть отмечено в центре лезвия при $U = -10$ кВ, что может возникать из-за величины напряжения, которое приближается к порогу возникновения струи.

Другой неожиданный результат состоит в том, что при $U = -30$ кВ существуют явления добавочной инжекции вдоль ножевого электрода с дополнительными ЭГД-струями, текущими наклонно вниз в диэлектрической жидкости при $z = 4$ и 10 мм (см. рис 9а и 11а). Поскольку эти дополнительные струи главным образом получены в том же положении вдоль ножевого электрода (в случае $H = 3$ см см. срез с $y = -0.5$ мм на рис. 9б и срез с $x = 12$ мм на рис. 9в, а в случае $H = 1$ см см. также срез с $y = -0.5$ мм на рис. 11б и срез с $x = 6$ мм на рис. 11в), а возможным объяснением может быть то, что шероховатость электрода изменяет первоначальный радиус кривизны вдоль электрода, делая локальное электрическое поле в этих специфических положениях более интенсивным, чем ожидалось. Будучи подверженным воздействию высокого напряжения, процесс переноса электронов может быть облегчен и дополнительные струи могут быть индуцированы в со-

ответствующих положениях. Однако в случае $U = -10$ кВ локальное электрическое поле все же недостаточно сильное, чтобы генерировать дополнительные ЭГД-струи (см. рис. 8 и 10).

Обращаясь к эффекту зазора между электродами, можно сказать, что, по-видимому, при низком напряжении струя движется вниз вдоль лезвия с относительно малой скоростью и распространяется при почти равной скорости, делая в этом случае влияние межэлектродного пространства несущественным. Однако при высоком напряжении межэлектродное пространство играет более важную роль во влиянии на эволюцию и растекание струи. Очевидно, что для большего зазора (например, $H = 3$ см) неоднородное распределение скорости гораздо более выражено вдоль лезвия (см. срез с $x = 0$ мм на рис. 9в). Несогласованность распределения скорости вдоль лезвия может быть существенно связана с нерегулярностью емкости инжекции заряда, когда струя имеет достаточно пространства для развития вниз по потоку. Тем не менее при меньшем зазоре (например, $H = 1$ см) потенциально несогласованное развитие струи вдоль лезвия экранируется этим коротким расстоянием и дает квазиоднородное распределение скорости.

Наиболее поразительное наблюдение состоит в том, что вероятность появления инжекции заряда вдоль кромки лезвия существенно зависит от эквивалентного электрического поля $\bar{E}_{eq}$. Отметим, что порядок усиления $\bar{E}_{eq}$ можно перечислить следующим образом (см. рис. 8, 10, 9 и 11). При меньших значениях $\bar{E}_{eq}$, положение инжектируемой зоны главным образом определяется распределением шероховатости электрода. По мере того, как $\bar{E}_{eq}$ возрастает, во все больших и больших областях на лезвии достигается порог инжекции и, таким образом, ожидается, что число зон с эффективной инжекцией также последовательно возрастает. В настоящем исследовании три области могут быть видны в срезе при $y = -0.5$ мм на рис. 8б, четыре области на рис. 10б, пять областей на рис. 9б и непрерывная зона, образованная объединением многих областей может быть видна на рис. 11б. Наличие пяти областей инжекции на двух сантиметрах длины на рис. 9б поддерживает наблюдение, зафиксированное на рис. 7, что 4–5 областей обнаружены в середине лезвия. Эти трехмерные структуры приводят к выводу, что в произвольно заданном сечении (плоскость Z) в середине ножевого электрода некоторая двумерная ЭГД-струя расширяется вниз по потоку в направлениях x и y . Как оказывается, выбор положения слева или справа от центра лезвия подходит для анализа ЭГД-течений в рассматриваемой геометрии, поскольку это целевое положение делает возможным выбор двумерной ЭГД-струи с некоторой заданной скоростью.

ВЫВОДЫ

Общая цель настоящего исследования состоит в изучении двумерности ЭГД-струи, произведенной геометрией плоского ножевого электрода, с точки зрения ее трехмерной структуры. Это первое широкое исследование распределения скоростей ЭГД-струи вдоль всего ножевого электрода. Для обеспечения трехмерной визуализации вдоль ножевого электрода был развит продвинутый подход, основанный на общепринятой двумерной PIV-системе с измерениями многослойной пелены лазерного излучения.

Для подтверждения возможностей реализуемого метода приведены относительные ошибки, как в поле трехмерного распределения скоростей, так и в плоском поле скоростей. Подобным образом выполнен статистический анализ скорости в произвольной точке, чтобы проверить и обосновать необходимое число PIV измерений. Затем 20 последовательных полей профиля струи были записаны с использованием единственной CCD-камеры в плоскости Z при разных условиях приложенного напряжения и межэлектродного зазора. Структура струи была выстроена заново в диапазоне 2 см в середине лезвия. Двумерность течения была впервые продемонстрирована картой чисто гидродинамического течения в плоскости Z и сравнением дивергенции трех компонент скорости с последующим анализом влияния таких параметров, как напряжение, межэлектродный зазор и шероховатость электродов.

Трехмерная визуализация, вместе со срезами в плоскостях X и Y , более практична для идентификации структуры ЭГД-струи и исследования влияния параметров на струю. Скорее эквивалентное электрическое поле $\bar{E}_{eq}$, чем среднее значение электрического поля $\bar{E}_m$, должно быть выбрано в качестве критерия для определения максимума скорости, интенсивности инжекции и поведения течения в различных случаях. Драматический рост эффекта падения струи и уменьшение ее полуширины наблюдаются в случае более сильного $\bar{E}_{eq}$. Что касается влияния параметров, можно утверждать, что приложенное напряжение играет важную роль в подавлении струй

в средней части лезвия, а также в генерации дополнительных струй при определенных положениях стороны лезвия. Межэлектродный зазор имеет значительный эффект в скорости распространения вдоль лезвия в направлении потока, когда приложено высокое напряжение. Эквивалентное электрическое поле $\bar{E}_{eq}$ и шероховатость электродов вносят вклад в распределение и плотность ЭГД-струй вдоль лезвия. При усилении $\bar{E}_{eq}$ число зон с эффективной инжекцией может быть непосредственно определено с помощью срезов в направлении y .

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Национального Научного Фонда Естественных Наук Китая (Грант № 51907118).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vázquez P.A., Talmor M., Seyed-Yagoobi J., Traoré P., Yazdani M.* In-depth description of electrohydrodynamic conduction pumping of dielectric liquids: Physical model and regime analysis // *Phys. Fluids*. 2019. V. 31. № 11. P. 113601–113615.
2. *Vasilkov S.A., Chirkov V.A., Stishkov Yu.K.* Electrohydrodynamic flow caused by field-enhanced dissociation solely // *Phys. Fluids*. 2017. V. 29. № 6. P. 063601–063607.
3. *Ситников А.А., Стишков Ю.К.* Трехионная модель ЭГД-течений в системе электродов “провод над плоскостью” // *Изв. РАН. МЖГ*. 2017. № 2. С. 3–10.
4. *Григорьев А.И., Мухеев Г.Е., Ширяева С.О.* Электростатическая неустойчивость поверхности объемно заряженной струи диэлектрической жидкости, движущейся относительно материальной среды // *Изв. РАН. МЖГ*. 2017. № 5. С. 3–14.
5. *Yang L., Talmor M., Shaw B.C., Minchev K.S., Jiang C., Seyed-Yagoobi J.* Flow distribution control in meso scale via electrohydrodynamic conduction pumping // *IEEE Trans. Ind. Appl.* 2017. V. 53. № 2. P. 1431–1438.
6. *Wang Q., Guan Y., Huang J., Wu J.* Chaotic electro-convection flow states of a dielectric liquid between two parallel electrodes // *Eur. J. Mech. B-fluid*. 2021. V. 89. P. 332–348.
7. *John G., Liu P.L.F., Pedersen G.K.* PIV and Water Waves. Singapore: World Scientific, 2000.
8. *Daaboul M., Louste C., Romat H.* PIV measurements on charged plumes-influence of SiO₂ seeding particles on the electrical behavior // *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* 2009. V. 16. № 2. P. 335–342.
9. *Afanashev S., Lavrenyuk D., Nikolaev P., Stishkov Yu.* A semiautomatic method for computer processing of the velocity profile in EHD flows // *Surf. Engin. Appl. Electrochem.* 2007. V. 43. P. 18–23.
10. *Yan Z., Louste C., Traoré P., Romat H.* Velocity and turbulence intensity of an EHD impinging dielectric liquid jet in blade-plane geometry // *IEEE Trans. Ind. Appl.* 2013. V. 49. № 5. P. 2314–2322.
11. *Wu J., Traoré P., Louste C., Pérez A.T., Vázquez P.A.* Heat transfer enhancement by an electrohydrodynamic plume induced by ion injection from a hyperbolic blade, in: *IEEE 18th International Conference on Dielectric Liquids*. June 30–July 3. 2014. Bled. P. 1–4.
12. *Жакин А.И., Кузько А.Е.* Электродинамические течения и теплообмен в системе электродов лезвие-плоскость // *Изв. РАН. МЖГ*. 2013. № 3. С. 31–42.
13. *Vázquez P.A., Pérez A.T., Castellanos A.* Thermal and electrohydrodynamic plumes. A comparative study // *Phys. Fluids*. 1996. V. 8. № 8. P. 2091–2096.
14. *Deo R., Mi J., Nathan G.* The influence of nozzle aspect ratio on plane jets // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2007. V. 31. P. 825–838.
15. *Sha Y., Zhou Y., Nie D., Wu Z., Deng J.* A study on electric conduction of transformer oil // *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* 2014. V. 21. № 3. P. 1061–1069.
16. *Абрамович Г.Н.* Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960.
17. *Yan Z., Louste C., Traoré P., Romat H.* Experimental estimation of the electric force induced by a blade-plane actuator in dielectric liquids // *J. Electrostat.* 2013. V. 71. P. 478–483.
18. *Drosg M.* Dealing with Uncertainties: A Guide to Error Analysis. Wien: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007.
19. *Castellanos A.* Electrohydrodynamics. New York: Springer-Verlag, 1998.
20. *Bockris J.O.M., Reddy K.N., Gamboa-Aldeco M.* Modern Electrochemistry 2A Fundamentals of Electrode/Second Ed. New York: Springer, 2000.
21. *Pletcher D.* Electrochemistry, Vol. 8: A Review of Chemical Literature. London: Burlington House, 1983.
22. *Bockris J., Conway B., Yeager E.* Comprehensive Treatise of Electrochemistry: The Double Layer. New York: Springer, 1980.