

03;04

Импульсное осесимметричное истечение плотной плазмы в газовую среду. 2. Условия образования и устойчивость плазменного тороидального вихря

© У. Юсупалиев, П.У. Юсупалиев, С.А. Шутеев

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия
e-mail: nesu@phys.msu.ru

(Поступило в Редакцию 13 октября 2006 г.)

Данная работа является продолжением исследований импульсного истечения плотной плазмы в газовую среду, начатых в работе (ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7). Экспериментально исследованы условия образования высокотемпературного (плазменного) и низкотемпературного газового тороидальных вихрей при импульсном осесимметричном истечении плотной плазмы/газа в воздух в зависимости от параметров генераторов струй и окружающей среды. Исходя из экспериментальных данных установлены количественные критерии условий образования и устойчивости движения таких вихрей.

PACS: 52.30.-q

Введение

Импульсное осесимметричное истечение плотной плазмы в газовую среду было исследовано, в частности, в работах [1–21]. В условиях малости ($< 10\%$ от общего разрядного тока) выносных электрических токов за срезом сопла генераторов импульсной плазменной струи при истечении плазмы образуются различные плазмо/гидродинамические структуры в зависимости от характеристик генератора струи (плазматрона) и среды. Так, в экспериментах [11,14,17] показано, что при этом реализуются следующие режимы импульсного истечения плазмы: дозвуковой и сверхзвуковой режимы истечения, а также режим истечения в вакуум. В работе [21] на основе экспериментальных данных и уравнения изменения импульса плазменной струи установлены следующие критерии подобия режимов импульсного осесимметричного истечения плотной плазмы в газовую среду: $\Pi = p_{\Pi}/p_{\infty}$ и $\beta = \tau/\Delta t_u$, где $p_{\Pi} = p_0 + bq(t)$ — газокинетическое давление плазмы в разрядной камере, p_0 — начальное давление газа в разрядной камере плазматрона, p_{∞} — давление газа окружающей среды, b — коэффициент пропорциональности,

$$q(t) = \frac{1}{V_p} \left(\int_0^t U_p(\xi) J(\xi) d\xi \right)$$

— удельный энерговклад в разряд плазматрона, U_p — напряжение между электродами плазматрона, $J(t)$ — разрядный ток, V_p — объем разрядной камеры плазматрона, Δt_u — длительность истечения плазмы из разрядной камеры, τ — характерное время образования различных плазмо/гидродинамических структур.

Пусть Π_0 — граничное безразмерное число, разделяющее дозвуковой и сверхзвуковой режимы импульсного истечения плазмы. Тогда при $\Pi > \Pi_0$ реализуется

сверхзвуковой режим истечения плазмы, при котором в плазменных струях образуются ударно-волновые структуры („бочки“), характерные для стационарных газовых струй. Ударно-волновые структуры состоят из диска Маха, висячего скачка уплотнения и отраженной ударной волны [22,23], а количество „бочек“ зависит от второго критериального числа β [21].

В сверхзвуковом режиме, если выполняется условие $\Pi \gg \Pi_0$ и $\Delta t_u \rightarrow \infty$, вблизи сопла плазматрона образуется только одна секция ударно-волновой структуры („бочка“) [21]. Дальнейшее увеличение Π приводит к росту характерных размеров „бочки“. При низких давлениях среды ($p_{\infty} \rightarrow 0$) или $\Pi \rightarrow \infty$ „бочка“ не образуется и реализуется режим импульсного истечения плазмы в вакуум.

Во время разряда в дозвуковом режиме импульсного истечения плазмы ($\Pi < \Pi_0$) при $\beta_V = \tau_V/\Delta t_u \leq 1$ формируется грибовидное образование, где τ_V — характерное время образования плазменного тороидального вихря (ПТВ). При $t > \Delta t_u$ из оставшейся шляпки „гриба“ формируются светящееся плазменное кольцо — ПТВ и не захваченное в вихревое движение плазменное облако. Со временем светящееся кольцо отделяется от плазменного облака. О таком ПТВ в воздухе впервые сообщается в работе [4], основной результат которой состоит в обнаружении аномально большого времени свечения такого ПТВ по сравнению с длительностью самого разряда в плазматроне Δt_u . По этой причине авторы работы [4] такой вихрь рассматривали как модель одной из возможных разновидностей шаровой молнии. Последующие исследования других свойств ПТВ проведены в работах [5–8,11,12,16,18,24,25].

Анализ опытных данных, полученных в исследованиях кольцевых вихрей в воздухе [26–34] и воде [28,29,31,35–39], показывает, что такие вихри также образуются при импульсном истечении потока газа и

жидкости в неограниченную однородную среду. Отсюда можно предположить, что условия образования как ПТВ, так и кольцевых вихрей могут быть идентичными. Кроме того, в работе [25] показано, что кольцевые вихри в воздухе и воде (низкотемпературные тороидальные вихри) имеют сходные динамические свойства с высокотемпературными (плазменными) вихрями. Исходя из такого сходства в работах [24,25] были определены силы, действующие на такие тороидальные вихри (ТВ) в безграничной среде. Получено решение уравнения движения таких вихрей и показано, что оно удовлетворительно согласуется с опытными данными. На основании этого решения и опытных данных найден коэффициент сопротивления таких вихрей C_z . При одинаковых числах Рейнольдса значение C_z может быть существенно меньше, чем соответствующий коэффициент, равный 0.045, для каплевидного тела вращения — наиболее хорошо обтекаемого объекта.

Из данных работ по исследованию ПТВ [4,8,11,16,20,24,25] и кольцевых вихрей [27–29,31,36,38,39] следует, что одним из основных свойств ТВ является то, что они проходят в неограниченной среде до своего распада большие расстояния по сравнению с облаком (плазмы, газа, жидкости) такого же размера, что и вихрь. Так, согласно данным работ [11,24,25,27–29], пройденное ТВ расстояние до своего распада может достигать величины $z_{\max} \approx (60–150)R_0$ в зависимости от их начальных параметров (R_0 — начальный радиус ТВ).

Кроме указанных сходств, ПТВ и кольцевые вихри имеют и другие идентичные свойства [11,25–29,31,36]: при движении скорость их поступательного движения $V_z(t)$ уменьшается, а радиус $R(t)$ растет. Установлено, что радиус $R(t)$ как высокотемпературных, так и низкотемпературных ТВ при их движении растет пропорционально пройденному пути $z(t)$:

$$R(t) = R_0 + \alpha[z(t) - z_0], \quad (1)$$

где α — угол расширения радиуса ТВ, z_0 — расстояние от среза сопла, соответствующее начальному радиусу ТВ R_0 (рис. 1). Причем для заданных начальных параметров ТВ $\alpha \approx \text{const}$. Это значит, что величина α определяется начальными параметрами ТВ, которые, в свою очередь, определяются характеристиками генератора вихрей и окружающей среды. Так, в работах [29,33,34] экспериментально исследованы зависимости начальных параметров воздушного ТВ (R_0 , начальной скорости поступательного движения V_0 , начальной циркуляции Γ_0) от длины импульсной струи L . А в работе [40] изучена зависимость V_0 ПТВ от величины L .

Использование ТВ для решения прикладных задач требует, чтобы пройденный им путь был максимальным. Исследование динамики движения плазменных и газовых ТВ показало, что пройденные ими пути зависят от начальных параметров, значения которых в свою очередь зависят от условий образования

ТВ [11,12,14,24,25,28,29,31]. (Под начальными параметрами подразумеваются параметры ТВ к моменту завершения его формирования.) Однако из анализа работ по исследованию ТВ следует, что условия их образования изучены недостаточно подробно. Так, до сих пор не выяснена роль окружающей среды при образовании ТВ, влияния критериального параметра Π и величины L на условия образования и устойчивость движения ТВ. По этой причине до сих пор не удается получить (хотя бы оценочную) формулу для z_{\max} от начальных его параметров и соответственно от характеристик генератора вихря и окружающей среды. Ясно, однако, что величина z_{\max} зависит и от устойчивости движения ТВ. Следовательно, изучение условий образования и устойчивости движения ТВ в зависимости от характеристик генератора вихрей и окружающей среды является актуальным, что и является целью данной работы.

1. Экспериментальная установка

Экспериментально исследовалось влияние параметров генераторов ТВ (импульсного плазмотрона и газового генератора ТВ) и окружающей среды на условия образования плазменных и низкотемпературных ТВ.

Импульсный плазмотрон состоял из дискового 1 и кольцевого 2 электродов, диэлектрической разрядной камеры 3 и сопла 4 (рис. 1). Центральное отверстие кольцевого электрода герметично закрывалось полиэтиленовой пленкой 5 (толщиной $50 \mu\text{m}$), которая плотно прижималась соплом. Разрядная камера плазмотрона после откачки до давления 10 Па наполнялась рабочим газом (Xe, Kr, N₂) до давления $p_0 = (0.6–1.0) \cdot 10^5$ Па. Плазмотрон был подключен к разрядному контуру, содержащему батарею конденсаторов (емкостью $30 \mu\text{F}$ и рабочим напряжением $U_0 = 5–25 \text{ kV}$) и разрядник с системой управления. При электрическом пробое разрядного промежутка внутри камеры образуется плазма. Повышение температуры (до $15\,000–20\,000 \text{ K}$) [11] и интенсивности излучения плазмы приводит к сгоранию полиэтиленовой пленки за время порядка $3–5 \mu\text{s}$, после чего начинается истечение плазмы из разрядной камеры через сопло.

Методики измерения характеристик сильноточного разряда в рабочей камере подробно изложены в [41,42]. Динамика образования ПТВ исследовалась сверхскоростными фоторегистраторами СФР-2М, работа которых синхронизировалась с работой плазмотрона.

Для исследования роли окружающей среды в процессе формирования ТВ была изготовлена камера истечения, состоящая из двух частей. Первая часть представляла собой цилиндр (диаметром 400 и длиной 480 mm), выполненный из оргстекла, в боковую поверхность которого были вклеены четыре иллюминатора (диаметром 80, 200, 180 и 60 mm). Одним торцом он плотно крепился

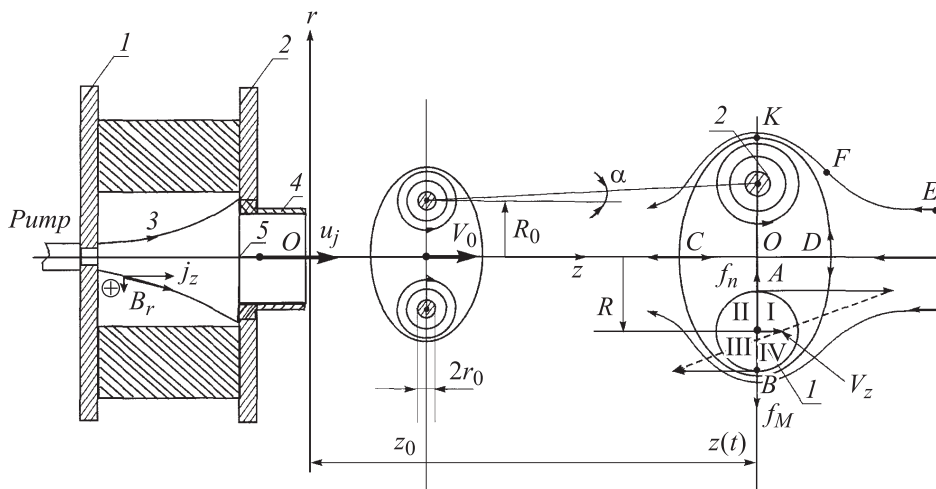


Рис. 1. Плазматрон и качественные характерные картины линий тока плазмы/газа и окружающей среды в меридиональном сечении тороидального вихря в его системе координат.

к верхнему фланцу плазматрона, а другим герметично присоединялся ко второй части камеры истечения, представляющей собой цилиндр (диаметром 300 mm и длиной 1.5 m), изготовленный из нержавеющей стали толщиной 2 mm. Эта вторая часть имела систему откачки и напуска рабочего газа из камеры. Давление газа (воздуха, N_2 , Хе) в камере истечения варьировалось от 10 до 10^5 Pa.

Для изучения влияния длины импульсной плазменной струи $L = u_j \Delta t_u$ (u_j — скорость истечения плазменного потока на срезе сопла) на образование ПТВ была создана дополнительная установка. Величина L варьировалась путем изменения длительности истечения плазмы Δt_u при фиксированной u_j . Для управления Δt_u использовалась установка, состоящая из плазматрона, воздушного многосекционного разрядника, генератора задержки и источника излучения ЭВ-45 [1]. Описание такой установки приведено в работе [40].

Генератор газовых кольцевых вихрей — низкотемпературных ТВ — представлял собой металлическую трубу с подвижным поршнем, к открытому концу которой прикреплялось сопло, состоящее из трубы диаметром $2r_n$ и длиной $L_n = 3r_n$ ($r_n = 35$ mm — радиус сопла). В эксперименте длина рабочего хода поршня регулировалась. ТВ создавался выталкиванием порции воздуха из трубы с помощью поршня, который приводился в движение специальным устройством. Изучение течения истекающей импульсной струи воздуха при формировании ТВ проводилось визуализацией потока с помощью дыма, которым, помимо воздуха, наполнялся рабочий объем генератора. Наблюдение за динамикой формирования воздушного ТВ осуществлялось с помощью фоторегистратора СФР. Воздушная импульсная струя и формирующийся ТВ освещались импульсной лампой. Работа генератора газовых ТВ, скоростного фоторегистратора и импульсной лампы была синхронизирована.

2. Экспериментальные результаты

2.1. Процесс образования ТВ

Процесс образования ТВ был подробно исследован в работе [43]. Здесь этот процесс рассмотрим в кратком объеме, достаточном для дальнейшего понимания материалов данной работы.

Процесс образования ПТВ и низкотемпературного воздушного ТВ имеет три характерные стадии: начальная (рис. 2, *a* и рис. 3, *a*), стадия образования тороидальной спирали в формирующемся вихре (грибообразной конфигурации струи, рис. 2, *b, c, d* и рис. 3, *b, c, d, e, f*) и стадия установления определенного распределения завихренности в „шляпке“ гриба после прекращения истечения плазмы/газа (рис. 2, *e, f*). Для дальнейшего понимания процесса формирования ТВ на основе опытных данных по образованию ПТВ (рис. 2) и воздушного ТВ с дымом (рис. 3) была построена качественная картина такого процесса, представленная на рис. 4. Выберем цилиндрическую систему координат (r, φ, z) , ось Oz и начало координат которой совпадают с осью струи и с центром струи на срезе сопла соответственно.

При импульсном истечении плазмы/газа в воздух образуется контактная поверхность (КП), разделяющая газ внешней среды и истекающий плазменный/газовый поток. Осесимметричная струя создает перед собой динамическое препятствие из окружающего воздуха, в результате чего происходит торможение истекающего потока. В начальной стадии образования ТВ форма головной части импульсной струи (КП) практически представляет собой сферический сегмент (рис. 2, *a* и рис. 3, *a*). Опыт показывает, что скорость истечения потока в струе $u_j(r)$ уменьшается по мере приближения к ее краю, т.е. при торможении струи окружающим воздухом в ее головной части полное давление $p(r) = p_\infty + \rho_j [u_j(r) - u_K]^2 / 2$ (ρ_j — плотность струи, u_K — скорость КП) в ее поперечном сечении распределено неравномерно: давление в центре ее лобовой части

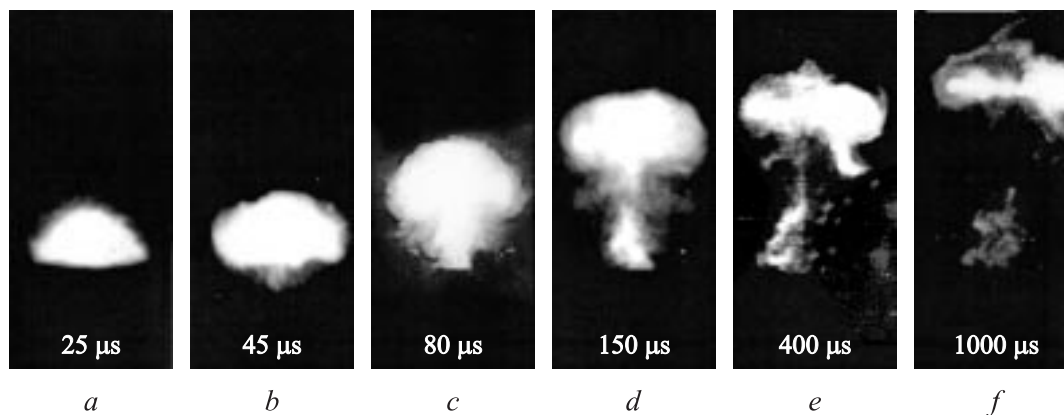


Рис. 2. Процесс образования плазменного тороидального вихря в воздухе при атмосферном давлении, $U_0 = 20 \text{ kV}$ и $p_0 = 1.0 \cdot 10^5 \text{ Pa}$. Моменты регистрации кадров фоторегистрации отсчитываются от начала истечения плазмы. Время экспозиции кадров $\sim 2 \mu\text{s}$.

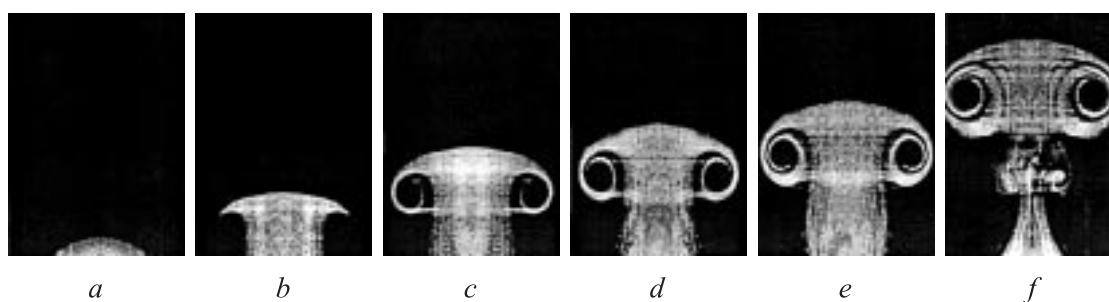


Рис. 3. Процесс образования воздушного низкотемпературного тороидального вихря в воздухе при атмосферном давлении. Время экспозиции кадров $\sim 0.1 \text{ ms}$. $a - 2, b - 10, c - 18, d - 21, e - 25, f - 36 \text{ ms}$.

больше, чем на периферии. Вследствие этого между центральной и периферийными частями головной части струи возникает разность давлений. Под действием этой разности давления плазма/газ из ее головной части приобретает дополнительное ускорение в радиальном направлении. В результате с течением времени у головной части струи появляется радиальная составляющая скорости V_r . Так возникает осесимметричный поперечный поток головной части струи, движущийся по радиальному направлению со скоростью V_r , а по направлению оси Oz — со скоростью u_k (рис. 3, b и элемент AB на рис. 4, a).

Расширяющаяся головная часть струи — элемент AB — усиливает ее торможение. В результате перед элементом AB давление набегающего потока воздуха повышается на величину $(\rho_\infty u_k^2)/2$, а за ним снижается (ρ_∞ — плотность воздуха). Следовательно, на элемент AB струи против направления его движения (оси Oz) со стороны набегающего потока воздуха действует сила сопротивления F_C . На элемент AB действуют также сила $F_{BA} = \Delta p_{BA} \delta z 2\pi r_n$ (Δp_{BA} — разность полного давления между началом и концом элемента AB , δz — толщина элемента AB), создаваемая истекающей струей и направленная вдоль элемента AB , и сила вязкости F_B со стороны окружающего элемент AB

воздуха. Под действием указанных сил передняя часть элемента AB (область вблизи точки A) начинает поворачиваться в противоположном оси Oz направлении.

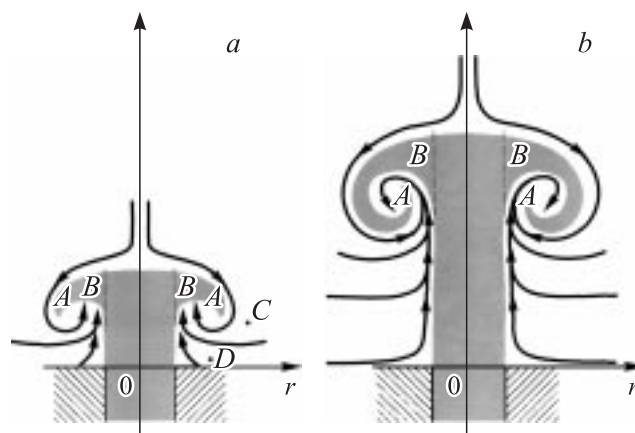


Рис. 4. Качественная картина процесса образования тороидального вихря и индуцированного течения окружающего воздуха вокруг импульсной струи. a — начало формирования тороидальной спирали и индуцированного течения окружающей среды, b — формирование первого витка тороидальной спирали и захват окружающей среды в формирующийся тороид.

Снижение давления воздуха за элементом AB струи происходит за счет уменьшения плотности окружающей среды ($\partial\rho_\infty/\partial t < 0$). А следовательно, за элементом AB появляется поток воздуха $\text{div}(\rho_\infty V_\infty) = -\partial\rho_\infty/\partial t$ (V_∞ — скорость воздуха за элементом AB), движущийся одновременно как в направлении оси симметрии струи, так и по направлению оси Oz (из окрестностей точек C, D на рис. 4, *a*). Итак, элемент AB струи своим движением индуцирует вокруг себя течение окружающего воздуха. Теперь на головную часть элемента AB начнет действовать дополнительная сила сопротивления F_l со стороны индуцированного потока воздуха из областей C, D . Под действием этой силы сопротивления и силы F_{BA} передняя часть элемента AB повернется сначала против оси Or , а затем по направлению оси Oz . В результате у элемента AB струи возникает вращательное движение относительно центра ядра формирующегося тороида. Дальнейшее движение элемента AB подчиняется закономерностям вращательного движения и, следовательно, радиус его вращения определяется скоростью и градиентом давления воздуха с наружной и внутренней сторон этого элемента. Скорость потока элемента AB по мере удаления от сечения B (начала тороидальной спирали) уменьшается вследствие взаимодействия с частицами воздуха, непосредственно соприкасающегося с поверхностью данного элемента струи. С уменьшением скорости элемента AB , согласно закономерностям вращательного движения, уменьшается и радиус его вращения. Так появляется первый виток тороидальной спирали (рис. 3, *c* и рис. 4, *b*). Если $u_j > u_k$, то сила F_{BA} больше нуля и начинается формирование следующего витка такой спирали. Количество витков тороидальной спирали в ТВ зависит от величины L , причем скорость истекающей струи должна удовлетворять требованию $u_j > u_k$. В противном случае хвостовая часть струи не попадает в формирующийся вихрь. При этом если струя плазменная, то за ПТВ из хвостовой части струи образуется плазменный шар (плазменное облако) [11,21] (рис. 5).

Со временем после прекращения истечения струи, вследствие вязкости энергия вращения захваченного в тороид воздуха (темные спиральные полосы внутри тороида на рис. 3, *c, d, e, f*) увеличивается, а энергия вращения спирали уменьшается. Головная часть спирали (ее близлежащие к центру тороида части) больше теряет свою энергию вращения в результате длительного взаимодействия с захваченным в тороид воздухом. При этом чем ближе к центру тороида, тем меньше величина азимутальной скорости спирали. Результатом такого взаимодействия является сглаживание сдвига в радиальном распределении вращательной скорости спирали. Такое сглаживание продолжается до тех пор, пока между вращающимися слоями спирали и захваченного в тороид воздуха существует сдвиг скоростей, который исчезает, когда угловая скорость этих слоев выравнивается, т.е. со временем устанавливается твердотельное ядро вращения в центральной области тороида. За это же

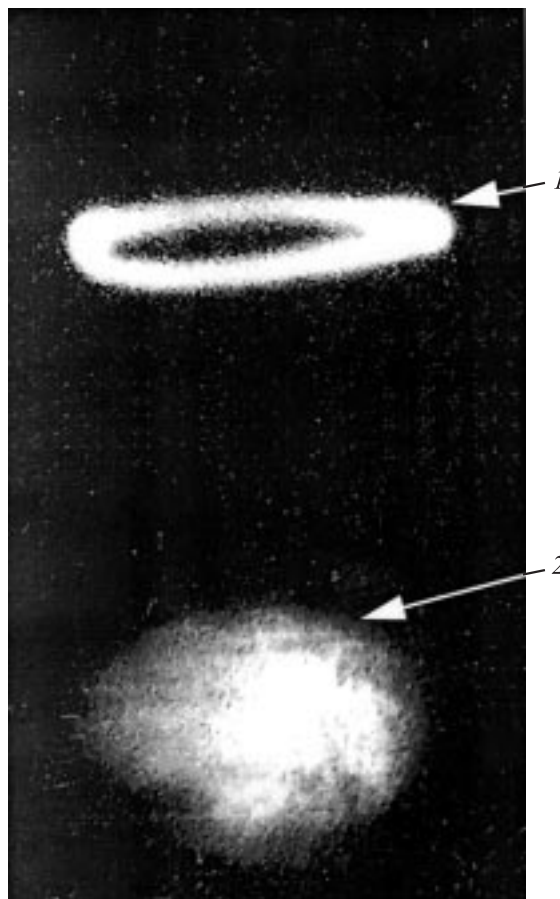


Рис. 5. Плазменный тороидальный вихрь (1) и плазменный шар (2) в воздухе в случае, когда скорость хвостовой части импульсной плазменной струи не превышает скорости образовавшегося вихря.

время внешняя граница тора, взаимодействуя с окружающим его воздухом, вследствие вязкости вовлекает в свое вращательное движение близлежащие слои воздуха; внешние слои отстают от внутренних. Образование твердотельного ядра вращения плазмы с вязким слоем в ПТВ к моменту завершения его формирования экспериментально показано в работе [25]. Заметим, что аналогичное радиальное распределение вращательной скорости устанавливается и в интенсивных атмосферных вихрях [44–46]. Поэтому такое радиальное распределение азимутальной скорости вращения в ТВ можно называть универсальным.

2.2. Индуцированное течение окружающей среды вокруг формирующегося ТВ

С точки зрения исследования механизма образования ПТВ для нас представляют интерес данные рис. 2, *c, d*, на которых видно индуцированное течение окружающего воздуха. Это течение вокруг импульсной плазменной струи (ПС) видно благодаря излучению самого окружающего воздуха и рассеянию излучения ПС неоднородностями его плотности.

Для выяснения роли этого индуцированного течения в процессе образования ТВ была исследована зависимость энергии излучения импульсной ПС в полосе прозрачности кварца от давления воздуха p_∞ в камере истечения. Энергия излучения ПС измерялась с помощью калиброванных термостолбиков. Измерение показало, что поглощенная энергия излучения ПС окружающим воздухом увеличивается с повышением его давления p_∞ . Так, для $U_0 = 22 \text{ kV}$, $p_0 = 0.7 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ при $p_\infty \approx 10 \text{ Pa}$ величина энергии излучения ПС составляет $\sim 1.15 \text{ kJ}$, а при $p_\infty \approx 10^5 \text{ Pa}$ — 0.52 kJ , т.е. поглощенная энергия излучения ПС окружающим воздухом при атмосферном давлении составляет $\sim 0.63 \text{ kJ}$. Использование полосовых фильтров показало, что сильное поглощение происходит в ближней УФ-области спектра. При этом оказалось, что основная доля поглощения приходится на интервал 190–260 nm.

Под действием этого УФ-излучения ПС окружающий ее воздух диссоциируется и ионизируется, что подтверждается измерением концентрации электронов N_e в воздухе с помощью ионизационного датчика. Например, при $U_0 = 22 \text{ kV}$, $p_0 = 0.7 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ и атмосферном давлении окружающего воздуха величина N_e составляет $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Метод измерения концентрации электронов N_e ионизационным датчиком, возникающих под действием УФ-излучения, описан в работе [47]. При комбинации электронов и ионов слабоионизованный воздух излучает сам. Это излучение и рассеянное от неоднородностей плотности окружающего воздуха излучение ПС делают видимым индуцированное течение окружающего воздуха. Благодаря собственному излучению ПС удается измерить скорость индуцированного течения окружающего воздуха в различных точках, т.е. определить поле скоростей такого течения.

Ясно, что у низкотемпературного ТВ собственное излучение в видимом и УФ-диапазонах спектра отсутствует. Поэтому индуцированное течение окружающего струи воздуха трудно обнаружить, что видно из рис. 3 (темные области). По-видимому, по этой причине в работах по исследованию низкотемпературных ТВ сообщения об обнаружении такого индуцированного течения не встречаются [26–39, 48, 49], что связано с выбранными методами визуализации. Заметим, что для стационарной струи индуцированное течение обнаруживается при длительной экспозиции фоторегистратора (см., например, [50]).

Отметим, что непосредственное вычисление импульса индуцированного течения воздуха из опытных данных поля скоростей такого течения показало, что его величина составляет $\sim 20\text{--}25\%$ от величины импульса самой импульсной струи и имеет такой же порядок, что и другие члены в уравнении баланса импульса системы импульсная струя–окружающая среда. Поэтому пренебрегать величиной импульса такого течения при изучении процесса образования ТВ нельзя. Именно пренебрежение импульсом и кинетической энергией индуцированного течения окружающей среды не позволило

получить для низкотемпературных ТВ зависимости V_0 от характеристик генератора вихрей и окружающей среды. Благодаря учету импульса индуцированного течения воздуха в уравнении баланса импульса в работе [40] удалось получить такую зависимость для ПТВ от характеристик плазмотрона и окружающего воздуха, которая удовлетворительно согласуется с опытными данными.

2.3. Влияние изменения давления окружающей среды на процесс образования ТВ

Из вышеизложенного следует, что окружающая среда играет основную роль в процессе образования ТВ. Рассмотрим теперь влияние изменения давления p_∞ на процесс образования вихря. Эта процедура проводилась с помощью камеры истечения.

Пусть режим импульсного истечения таков, что образуется ПТВ ($\Pi < \Pi_0$). Начнем снижать величину p_∞ , что приведет к увеличению Π , и при $\Pi > \Pi_0$ вместо грибообразной конфигурации формируются ударно-волновые структуры струи. При этом также происходит торможение головной части ПС и индуцируется течение окружающего воздуха, однако ПТВ не образуется. При дальнейшем снижении p_∞ истечение плазмы приближается к истечению в вакуум. На рис. 6 представлена характерная временная последовательность кадров фоторегистрации импульсного истечения излучающей плазмы в камеру истечения при $p_\infty \approx 10 \text{ Pa}$ ($\Pi \approx 10^7\text{--}10^8$). Так как давление плазмы внутри камеры плазмотрона высокое (несколько десятков атмосфер), то сначала импульсно истекающая плазма имеет практически полусферическую форму (происходит равномерное расширение, рис. 6, *b*). Когда появляется выделенное направление истечения плазмы вдоль оси Oz , то струя плазмы расширяется примерно под углом 47° к оси Oz (рис. 6, *c*). Такая картина истечения плазмы аналогична картине стационарного истечения газа в вакуум [22, 23]. После прекращения энерговклада в разряд ПС имеет вид, показанный на рис. 6, *d*. Видно, что при импульсном истечении плазмы в разреженную среду и вакуум образование ПТВ также не наблюдается.

На опыте также изучалась зависимость скорости (головной части импульсной ПС) динамического препятствия u_K от величины давления ксенона p_∞ в камере истечения при $U_0 = 20 \text{ kV}$ и давления ксенона в разрядной камере $p_0 = 0.7 \cdot 10^5 \text{ Pa}$. Для выбранного режима плазмотрона истечение плазмы начинается при давлении окружающего газа $p_\infty \leq 7.8 \cdot 10^5 \text{ Pa}$. Это значит, что давление плазмы в разрядной камере p_P должно быть больше $7.8 \cdot 10^5 \text{ Pa}$. С понижением давления p_∞ возрастает величина u_K . Так, при $p_\infty = 10^5 \text{ Pa}$ u_K составляет 370 m/s , а при $p_\infty = 10 \text{ Pa}$ — 6400 m/s . Отсюда следует, что существенно уменьшается эффективность торможения импульсной струи окружающей средой.

Такой же опыт по варьированию давления окружающей среды p_∞ был проведен для генератора газового

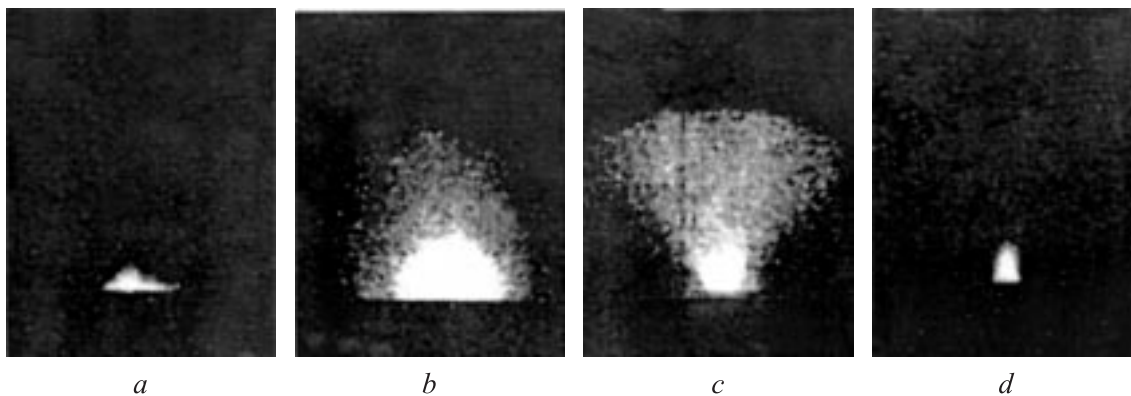


Рис. 6. Последовательность кадров импульсного истечения излучающей плазмы в камеру истечения при низком давлении ($p_\infty \approx 10$ Pa).

ТВ. Так же, как для импульсной ПС, снижение давления p_∞ приводит сначала к переходу к сверхзвуковому истечению импульсной струи, а затем — к истечению в разреженную среду и вакуум. При этом формирование ТВ также не наблюдается.

2.4. Зависимость угла расширения радиуса ПТВ от критериального числа Π

Из вышеизложенного следует, что ПТВ образуется при дозвуковом истечении плазмы в воздух ($\Pi < \Pi_0$). Однако вопрос о степени устойчивости движения ПТВ (по сути, о величине пройденного им пути) в зависимости от Π до сих пор не изучен. Поэтому было проведено исследование влияния этого числа на образование и устойчивость ПТВ.

Одним из основных выводов работы [25] является экспериментальное доказательство пропорциональной зависимости коэффициента сопротивления ТВ C_Z от величины угла α . Из этого факта следует, что чем меньше α , тем меньше C_Z , а следовательно, больше пройденный вихрем путь. Таким образом, о степени устойчивости движения ПТВ можно судить по величине угла α , который экспериментально легко определяется.

На опыте зависимость $\alpha = f(\Pi)$ изучалась при фиксированном значении величины Δt_u путем варьирования величин U_0 , p_0 и p_∞ . На рис. 7 представлены экспериментальные зависимости угла α от Π для двух случаев: при наличии вращения ПС вокруг ее оси симметрии внутри разрядной камеры (1) и без вращения струи (2). Видно, что в обоих случаях при увеличении числа опытов экспериментальные точки группируются около общей усредненной кривой и, таким образом, проявляется общая тенденция зависимости $\alpha = f(\Pi)$: с ростом Π величина α сначала уменьшается, а затем остается примерно постоянной, а при $\Pi \rightarrow \Pi_0$ резко увеличивается. Усредненная кривая 1 на рис. 7 соответствует случаю, когда ПС вращается вокруг своей оси симметрии. Такое вращение ПС приводит к тому, что у образовавшегося ПТВ появляется вращение как целого вокруг направления скорости его поступательного движения (оси

симметрии Oz ПТВ). Для начальной стадии движения ПТВ ($t/\tau_V > 1$) наличие такого его вращения доказано в работах [11,12] с помощью тонкого плоского листа из диэлектрика, помещенного в плоскости, проходящей через ось симметрии ТВ.

По сути величина Π определяет скорость истечения плазмы u_j из разрядной камеры, а следовательно, и числа Рейнольдса для ПС. При $\Pi \rightarrow \Pi_0$ скорость исте-

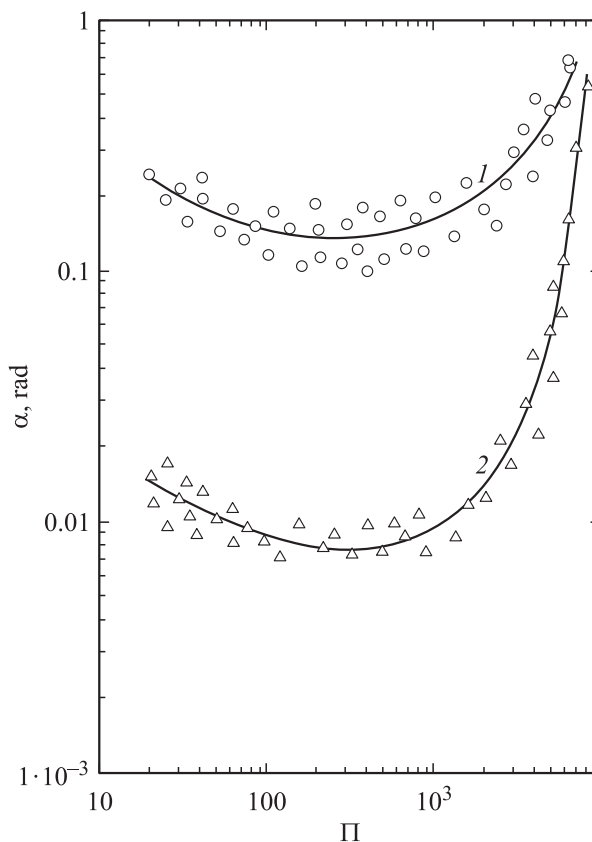


Рис. 7. Зависимость угла расширения радиуса плазменного торoidalного вихря α от безразмерного критериального числа режимов импульсного истечения плазмы Π .

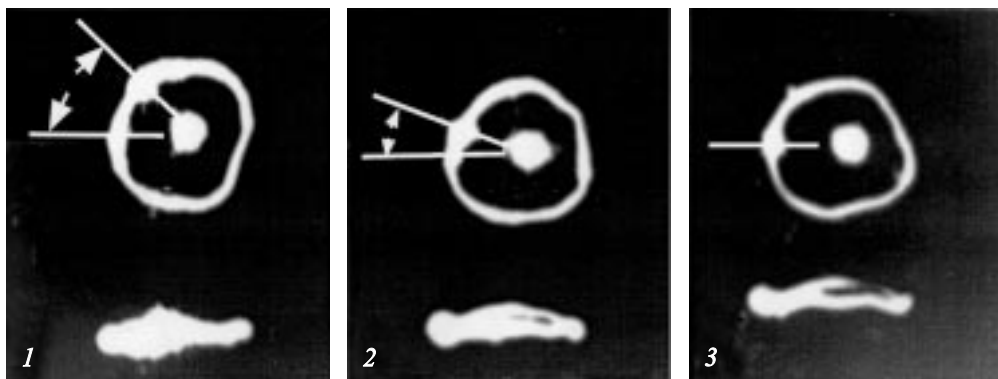


Рис. 8. Последовательность кадров плазменного тороидального вихря, вращающегося как целое вокруг собственной оси симметрии. Вверху — вид со стороны сопла плазмотрона, внизу — вид с боковой стороны сопла. Светящийся круг в середине кольца — сопло плазмотрона. Тороидальный вихрь вращается против часовой стрелки. 1 — 4.0; 2 — 4.5; 3 — 5.0 ms.

чения плазмы приближается к местной скорости звука в плазме c_p ($u_j \rightarrow c_p$).

Опыт также показывает, что имеется такое минимальное значение числа Π_{\min} , что если $\Pi < \Pi_{\min}$, образуется ПТВ с большим значением угла α и такой вихрь быстро распадается.

2.5. Влияние вращения ПТВ как целого вокруг собственной оси симметрии на устойчивость его движения

Для изучения изменения во времени угловой скорости такого вращения ω_R при $t/\tau_V \gg 1$ использовались неоднородности свечения ПТВ. В большинстве случаев собственное свечение ПТВ вдоль его длины неоднородно: имеются яркие области и их размеры всегда больше, чем диаметр светящегося ядра тора (рис. 8). На рис. 9 приведена зависимость величины ω_R от времени t при $U_0 = 15$ kV, $p_0 = 0.5 \cdot 10^5$ и $p_\infty = 10^5$ Pa. Со временем величина ω_R снижается и к $t \approx 9$ ms после начала истечения плазмы ПТВ практически перестает вращаться вокруг собственной оси симметрии. Это значит, что окружающая среда тормозит такое вращение.

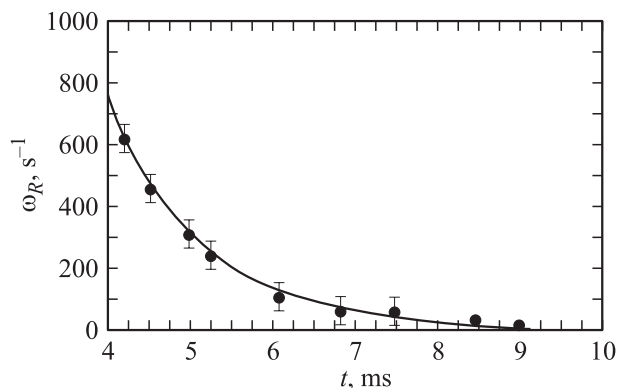


Рис. 9. Зависимость от времени t угловой скорости ω_R вращающегося как целое вокруг собственной оси симметрии плазменного тороидального вихря.

При наличии такого вращения ПС угол α увеличивается почти в 15–25 раз по сравнению со случаем без такого вращения. Соответственно вихрь с таким вращением менее устойчив. Это связано с тем, что ПТВ дополнительно растягивается центробежной силой, возникающей в результате его вращения как целого. И эта растягивающая сила вызывает увеличение радиуса тора (следовательно, и величины α), делая его менее устойчивым. В работах [11,12] показано, что величина ω_R зависит от разрядного тока $J(t)$. Однако причина возникновения такого вращения ПС до сих пор остается невыясненной. Из опытного факта зависимости ω_R от $J(t)$ можно предположить, что такой причиной могут быть электродинамические процессы, происходящие внутри разрядной камеры. Для выяснения сути этого явления измерялось пространственное распределение компонент индукции магнитного поля B в разрядной камере с помощью двух миниатюрных магнитных датчиков [41], которые вводились в разрядную камеру через отверстия на ее боковой поверхности и герметично закреплялись. Измерения показали, что в разрядной камере с кольцевым и дисковым электродами появляется дополнительная радиальная составляющая индукции магнитного поля B_r (рис. 1), величина которой для $r = 2.5$ cm при $U_0 = 15$ kV, $p_0 = 0.5 \cdot 10^5$ Pa составляет ~ 23 –25% от величины его азимутальной составляющей B_ϕ . Согласно закону Ампера, при взаимодействии этой компоненты B_r и компоненты плотности разрядного тока j_z возникает сила, направленная по азимуту (рис. 1). Под действием этой силы плазма в разрядной камере приобретает ускорение в азимутальном направлении и с течением времени у нее появляется вращательное движение вокруг оси Oz (рис. 1).

Таким образом, для формирования ПТВ с высокой устойчивостью необходимо устранить причины, вызывающие такое вращение. Устранение такого вращения достигалось размещением внутри разрядной камеры в радиальном направлении шести диэлектрических пластинок, расположенных по кругу через 60° .

2.6. Зависимость угла расширения радиуса ПТВ от длины импульсной струи

Под устойчивым ПТВ подразумевается вихрь, у которого отсутствует вращение вокруг собственной оси симметрии ($\omega_R = 0$), а характерное время его существования намного больше Δt_u . Опыт показал, что устойчивость ПТВ зависит от длины импульсной ПС L . Чем устойчивее ПТВ (меньше α), тем больший путь $z(t)$ он должен пройти. Отсюда следует, что величина $z(t)$ должна зависеть от величины L . Для выяснения этого на опыте изучалась зависимость угла α от относительной длины импульсной ПС L/r_n . Изменение величины L достигалось путем варьирования Δt_u при фиксированных значениях величин U_0, p_0, p_∞ .

Устойчивый ПТВ образуется при $L \geq 2r_n$, причем степень его устойчивости, оказывается, зависит от величины L . При $r_n \leq L \leq 2r_n$ также образуется ПТВ, однако у него начинает проявляться неустойчивость, и он быстро распадается. Если $L < r_n$, то ПТВ не образуется. На рис. 10 приведена экспериментальная зависимость величины α от L/r_n при числе Рейнольдса $Re \approx 4 \cdot 10^6$. В интервале $3 \leq L/r_n \leq 12$ зависимость $\alpha = f(L/r_n)$ имеет минимум и практически слабо зависит от величины L/r_n , т.е. образовавшийся ПТВ более устойчив при своем движении. При $L/r_n > 14$ величина α резко растет, т.е. вихрь менее устойчив и быстро распадается.

Изучение процесса формирования воздушного ТВ показало, что устойчивый вихрь, имеющий характерное время существования намного больше Δt_u , также формируется только при $L \geq 2r_n$, а вихри, формирующиеся при

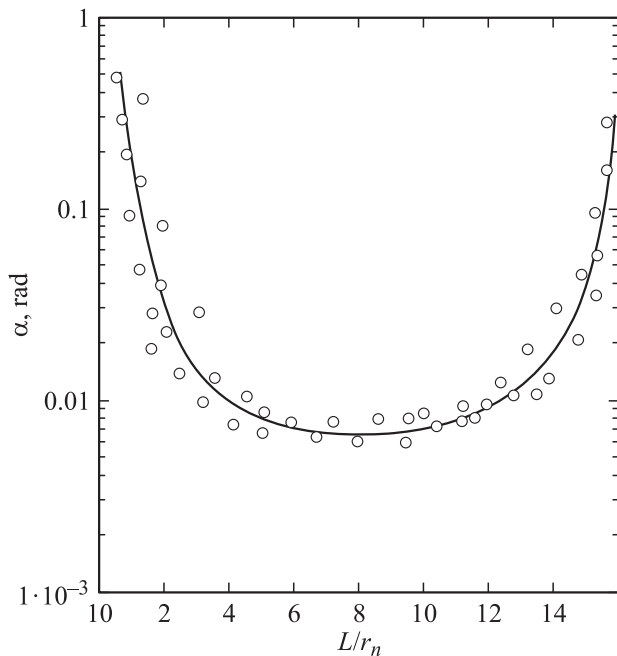


Рис. 10. Зависимость угла расширения радиуса плазменного тороидального вихря α от относительной длины импульсной плазменной струи L/r_n .

$L < 2r_n$, как и ПТВ, после образования быстро распадаются. При этом, однако, об устойчивости воздушного ТВ приходилось судить лишь по величине проходимого им пути $z(t)$.

2.7. Механизм образования ТВ

Итак, исследование процесса формирования ТВ показывает, что механизмом его образования являются: торможение осесимметричной импульсной струи окружающей средой и создание ею индуцированного течения этой среды вокруг себя, а также самосогласованное взаимодействие струи с этим индуцированным течением.

Рассмотренный механизм образования ТВ отличается от механизма образования кольцевых вихрей, предложенного в работах [28,29,31,34,37]. В них механизмом образования ТВ считается процесс сворачивания пограничного слоя на кромке сопла при выталкивании порции газа (жидкости) из генератора ТВ в окружающую среду. При этом неясно, вследствие каких процессов происходит это сворачивание. Известно [22,23,51–53], что пограничный слой образуется всегда вокруг любой струи (как стационарной, так и импульсной), однако на опыте не всегда наблюдается образование ТВ. Согласно этому механизму, ТВ должен был бы образоваться при импульсном истечении газа/плазмы в сильно разреженную газовую среду, так как около внутренней поверхности сопла всегда имеется пограничный слой. Опыты по изменению давления окружающей среды (см. п. 2.3) свидетельствуют об обратном: несмотря на существование пограничного слоя вблизи стенки сопла, при отсутствии торможения импульсно истекающего потока со стороны окружающей среды ТВ не формируется. Следовательно, именно окружающая среда играет ключевую роль для формирования ТВ в воде, на это впервые обратил внимание автор работы [35], в которой механизмом вихря образования считалось торможение истекающей струи окружающей средой. Опыт по изменению параметра Π показал, что торможение ПС окружающей средой также не может быть основным механизмом образования ТВ хотя бы потому, что при сверхзвуковом истечении ($\Pi > \Pi_0$) ПС тормозится окружающей средой эффективнее, чем при дозвуковом истечении, но при этом образование ТВ не наблюдается.

2.8. Условия образования ТВ

Исходя из приведенных данных можно сформулировать следующие условия образования ТВ, устойчиво движущихся в неограниченной среде: струя должна быть импульсной и осесимметричной; такая струя и окружающий ее газ должны быть сплошными средами, т.е. числа Кнудсена для них должны удовлетворять условиям

$$Kn_j = l_j/r_n \ll 1, \quad Kn_l = l_l/r_n \ll 1 \quad (2)$$

(l_j, l_l — длина свободного пробега частиц в струе и окружающей среде соответственно); критериальный

параметр Π режимов импульсного истечения должен удовлетворять условию

$$\Pi_{\min} < \Pi < \Pi_0; \quad (3)$$

длина импульсной струи должна быть

$$3r_n \leq L \leq 14r_n; \quad (4)$$

длительность Δt_u истечения импульсной струи должна быть не меньше характерного времени образования тороидальной спирали формирующегося вихря

$$t_B \leq \Delta t_u. \quad (5)$$

Опыт показал, что при выполнении указанных условий тороидальные вихри образуются при следующих сочетаниях агрегатных состояний импульсной струи и окружающей среды: плазма в газ, газ в газ, жидкость в жидкость.

3. Обсуждение результатов экспериментов

3.1. Силы, действующие на ТВ

Для количественной характеристики устойчивости движения ТВ необходимо рассмотреть силы, действующие на такой вихрь. Это можно сделать, изучив гидродинамическую структуру ПТВ, которая исследовалась в работе [25].

Гидродинамическая структура такого вихря в его системе координат состоит из двух областей (рис. 1): замкнутая внутренняя область завихренной плазмы/газа-атмосфера вихря (замкнутая область $BCKDB$) и внешняя область потенциального движения обтекающего воздуха. Атмосфера вихря имеет форму сплюснутого эллипсоида вращения и движется в окружающем воздухе с поступательной скоростью V_z вдоль малой оси эллипсоида. Внутри атмосферы вихря плазма/газ движется по замкнутым линиям тока, охватывающим твердотельное ядро вращения с радиусом r_C (заштрихованная область на рис. 1). Вне этого ядра вращения внешние слои плазмы/газа отстают от внутренних слоев. Обнаружена асимметрия линий тока относительно плоскости $z(t)$. Наиболее асимметрична линия тока вдоль малой полуоси эллипсоида вращения: длина отрезка OD меньше длины отрезка OC (рис. 1) и он расположен со стороны набегающего потока. Такая асимметрия линий тока объясняется действием результирующей силы сопротивления со стороны набегающего потока воздуха [25]

$$F_R = (C_Z \rho_\infty V_z^2 S_M) / 2, \quad (6)$$

возникающей за счет формы ТВ и связанной с нормальным напряжением (S_M — миделевое сечение вихря в перпендикулярном потоку направлении). Согласно третьему закону Ньютона, движущийся ТВ действует на набегающий поток воздуха с такой же результирующей

силой, равной по величине и противоположной по направлению. Искривление линий тока обтекающего вихрь потока EF (рис. 1) происходит именно в результате действия этой силы.

Что касается силы вязкого поверхностного трения, обусловленной напряжением сдвига около поверхности ТВ, то, как показано в работе [25], она равна нулю вследствие непрерывности поля скоростей на его поверхности (отсутствует градиент скорости), несмотря на плохо обтекаемую форму эллипсоида. Заметим, что тело, имеющее такую же форму, при $Re > 10^5$ имеет коэффициент сопротивления $C_Z \approx 0.2$ [54], тогда как у ТВ в идентичных условиях, согласно данным работ [24,25], $C_Z \approx 0.008-0.0045$. Этим обстоятельством и объясняется большой путь, проходимый ТВ.

Рассмотрим теперь взаимодействие диаметрально противоположных элементов 1 и 2 такого вихря с равной циркуляцией скорости Γ , но противоположного направления вращения (рис. 1). Элемент 2 вихря с циркуляцией скорости Γ вокруг себя порождает поле скоростей, в котором находится и элемент 1 с Γ противоположного направления вращения. Согласно уравнению Бернулли, давление в точке B p_B больше давления в точке A p_A . Следовательно, согласно работе [46], на элемент 1 вихря единичной длины действует сила

$$f_{at} = (\rho_\infty \Gamma^2) / (4\pi R), \quad (7)$$

направленная к центру ТВ, т.е. элемент 2 притягивает к себе диаметрально противоположный элемент 1 . Результатом действия этой силы притяжения является смещение всех частиц элемента 1 по направлению, параллельному оси Oz , т.е. дрейфовое движение элемента 1 в перпендикулярном направлении действию силы притяжения f_{at} .

Возникновение дрейфового движения элемента 1 под действием силы f_{at} можно понять из рассмотрения действия этой силы на каждую частицу этого элемента (например, частиц, расположенных вдоль диаметра AB). Из рис. 1 видно, что вращающиеся частицы областей II и III элемента 1 под действием этой силы ускоряются, а вращающиеся частицы областей IV и I того же элемента под ее действием замедляются, результатом чего является смещение всех частиц элемента 1 по направлению оси Oz , перпендикулярному действию силы притяжения.

При своем дрейфовом движении в результате обтекания элемента 1 вихря потоком окружающего газа в точках A и B , согласно уравнению Бернулли, возникает разность давления, причем $p_A - p_B > 0$. Следовательно, при таком дрейфе со стороны обтекаемого потока на элемент 1 действует сила, направленная по оси r . Результатом действия этой силы является растяжение ТВ в радиальном направлении. Величина этой растягивающей силы, действующей на единичную длину ТВ, согласно [46], равна

$$f_M = \rho_\infty V_z \Gamma, \quad (8)$$

где V_z — дрейфовая скорость поступательного движения ТВ. Так как ТВ при своем движении расширяется, то

силы f_M и f_{at} не компенсируют друг друга, причем $f_M - f_{at} > 0$.

На основе рассмотренных сил в работах [24,25] получены решения уравнения движения ТВ (законы движения ТВ), которые сравнивались с опытными данными как для ПТВ, так и для кольцевых вихрей в воздухе и воде. Показано, что эти законы движения удовлетворительно согласуются с опытными данными. Этот факт подтверждает реальность существования рассмотренных сил f_M , f_{at} и F_R , действующих на ТВ. Поэтому используем эти силы для выяснения связи между условиями образования и устойчивости ТВ. Для этого прежде всего рассмотрим влияние указанных сил на величину угла расширения тора α , так как о степени устойчивости движущегося ТВ можно судить по его величине.

3.2. Условие возникновения неустойчивостей ТВ

Из рассмотрения сил, действующих на ТВ, следует также, что устойчивость движущегося вихря зависит от соотношения сил, действующих на вихрь по направлениям $0z$ и $0r$. В работе [25] показано, что силы F_R , f_M , f_{at} связаны между собой через значения угла α . Поэтому для количественной характеристики устойчивости ТВ достаточно рассмотреть отношение сил растяжения f_M к силе притяжения f_{at}

$$\frac{f_M}{f_{at}} = \frac{V_Z \Gamma}{\Gamma^2 / (4\pi R)}. \quad (9)$$

Циркуляцию скорости вихря Γ определим из рассмотрения его гидродинамической структуры (рис. 1). После образования ТВ в нем устанавливается твердотельное ядро вращения с вязким слоем, в котором появятся две характерные циркуляции скорости: вокруг твердотельного ядра вращения Γ_C и циркуляция скорости Γ по контуру $CBD0C$ (рис. 1). В работах [33,34] экспериментально показано, что к моменту завершения образования воздушного ТВ величины циркуляций Γ_C и Γ связаны следующим соотношением:

$$\Gamma(0) \approx m\Gamma_C(0) = mV_\varphi(0, r_C)2\pi r_C, \quad (10)$$

а величины азимутальной скорости вращения газа относительно оси ядра тора на границе твердотельного ядра вращения $V_\varphi(0, r_C)$ и величины V_0 — соотношением

$$V_\varphi(0, r_C) \approx nV_0, \quad (11)$$

где $m \approx 2.0$, а $n \approx 2.56$. Однако такие соотношения для других моментов времени движения ТВ до сих пор не получены [11,25,29,31,33,34,40]. Поэтому проводилось изучение указанных связей для ПТВ для различных моментов времени t . Такое изучение показало, что коэффициент n слабо зависит от величины начальной скорости ПТВ V_0 . Так, при $V_0 \ll c$ $n \approx 2.5-2.6$, а с ростом скорости V_0 значение n слегка увеличивается и при $V_0 \approx 123$ m/s составляет $\sim 2.9-3.1$ ($c = 330$ m/s).

Используя экспериментальные соотношения (10) и (11), для произвольного момента времени движения ТВ получим

$$\frac{f_M(t)}{f_{at}(t)} \approx \frac{2}{nm} \left(\frac{R(t)}{r_C(t)} \right). \quad (12)$$

Из (12) видно, что отношение силы растяжения f_M к силе притяжения f_{at} зависит от соотношения радиуса $R(t)$ самого ТВ и радиуса твердотельного ядра вращения $r_C(t)$.

Опыт показал, что отношение начальных радиусов $r^* = R_0/r_C(0)$ для воздушного ТВ практически не зависит от величины L и при $Re \approx 2 \cdot 10^4$ составляет $\sim 4.5-5.2$. Столь слабая зависимость этого отношения от L объясняется тем, что с ее ростом практически одинаковым образом увеличивается как R_0 , так и $r_C(0)$. С ростом начального Re_0 это отношение слегка увеличивается: при $Re \approx 10^5$ $r^* \approx 6.5-7.0$. Это связано с уменьшением величины $r_C(0)$, тогда как значение R_0 остается практически постоянным.

Для ПТВ с частотой вращения ω_R вокруг оси $0z$ при $Re_0 \approx 10^6$ отношение r^* составляет 8.75–11.0. При устранении такого вращения ($\omega_R \approx 0$) отношение r^* уменьшается и составляет 6.7–7.5, т.е. формируется ПТВ с большим радиусом $r_C(0)$.

В случае ПТВ сначала определялось отношение $R(t)/g(t)$ ($g(t)$ — радиус светящегося ядра тора), поскольку значения R и g можно получить только с помощью метода сверхскоростной фоторегистрации. Далее, для нахождения $r_C(0)$ использовалась теневая установка, а для определения соотношения между величинами r_C и g одновременно регистрировались тенеграммы и изображение ПТВ в собственном свете. Обработка показала, что $g \approx 3.5r_C$, т.е. радиус светящегося ядра ПТВ в видимом диапазоне спектра излучения больше радиуса его твердотельного ядра вращения.

Согласно данным работ [11,12], у ПТВ, имеющего вращение как целого вокруг его оси симметрии $0z$, возникают неустойчивости при $R(t)/g(t) > 10-15$. Эти неустойчивости вихря проявляются в виде колебаний светящегося плазменного кольца в радиальном и аксиальном направлениях, что показано на рис. 8. С учетом этого опытного факта из (12) получим следующее условие возникновения неустойчивости ПТВ при наличии такого вращения:

$$(R(t)/r_C(t)) > 40-50. \quad (13)$$

Опыт показал, что в случае ПТВ без такого вращения его неустойчивости возникают при

$$(R(t)/r_C(t)) > 70. \quad (14)$$

Условие (14) позволит теперь рассмотреть следствия варьирования величины критерияльного числа режимов импульсного истечения струи П и ее относительной длины L/r_n .

В случае $\Pi < \Pi_0$ при увеличении величины Π ($+\Delta\Pi$) растет скорость истечения струи u_j ($+\Delta u_j$), а следовательно, растут скорость динамического препятствия

$u_K (+\Delta u_K)$ и скорость элемента AB тороидальной спирали по направлению Oz (рис. 4). Это приводит к увеличению величины силы сопротивления F_C , действующей на элемент AB со стороны набегающего потока воздуха, и еще большему разрежению окружающего воздуха ($-\Delta\rho_\infty$) за элементом AB . В результате разность давления окружающего воздуха между внутренней и наружной поверхностями элемента AB увеличивается. Согласно закономерностям вращательного движения, это влечет за собой уменьшение радиуса вращательного движения элемента AB тороидальной спирали. Следовательно, с увеличением Π у образовавшегося ТВ радиус твердотельного ядра вращения r_C уменьшается ($-\Delta r_C$), что приводит к росту отношения $+\Delta(R/r_C)$, т.е. ускоренному выполнению условия возникновения неустойчивостей ТВ (14). В результате образуется ТВ с большим углом расширения α (правая сторона зависимости $\alpha = f(\Pi)$ на рис. 7), а следовательно, такой вихрь быстро распадается.

При $L/r_n < 2$ количество витков тороидальной спирали у образовавшегося ТВ небольшое и, как следствие этого, радиус твердотельного ядра вращения r_C мал по сравнению с R_0 . Для такого ТВ условие (14) выполняется с момента его образования, и он, не успев образоваться, начинает распадаться (левая сторона зависимости $\alpha = f(L/r_n)$ на рис. 10). Когда относительная длина импульсной струи $L/r_n > 15$, хвостовая часть импульсной струи начинает разрушать уже образовавшийся вихрь. Как результат этого, у образовавшегося ТВ величина угла расширения его радиуса большая (правая сторона зависимости $\alpha = f(L/r_n)$ на рис. 10) и, следовательно, такой вихрь быстро распадается.

Заключение

На основе экспериментального исследования механизма формирования высокотемпературных и низкотемпературных ТВ определены условия их образования. Показано, что устойчивость их движения зависит от сил, действующих на такие вихри. В свою очередь, эти силы зависят от начальных параметров самих вихрей.

Считаем своим долгом выразить благодарность А.Ф. Александрову, А.А. Рухадзе, Л.С. Кузьменкову и В.Г. Еленскому за помощь в работе и ценные обсуждения. Мы также благодарны нашим друзьям за оказанную безвозмездную финансовую поддержку при создании экспериментальных установок.

Список литературы

- [1] Огурицов Н.Н., Подмошеченский И.В. // Опт. и спектр. 1963. Т. 15. Вып. 2. С. 741.
- [2] Минько Л.Я. Получение и исследование импульсных плазменных потоков. Минск: Наука и техника, 1970. 150 с.
- [3] Комельков В.С. // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 1. С. 203–207.
- [4] Андрианов А.М., Синицын В.Н. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 11. С. 1318–1327.

- [5] Климов А.И., Шугаев Ф.В. // Вестн. МГУ. Сер. Физика, астрономия. 1978. № 3. С. 24.
- [6] Лучников А.А., Гожяков А.М., Середя П.Д. и др. // ПТЭ. 1981. № 2. С. 237–238.
- [7] Александров А.Ф., Тимофеев И.Б., Юсупалиев У. и др. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 12. С. 2392.
- [8] Aleksandrov A.F., Chernikov V.A., Timofeev I.B., Yusupaliev U. // Plasma toroidal vortex in air. 17th Int. Conf. Plasma Ion. Gs. Suansu (UK). Pt 2. 1987. P. 426.
- [9] Andres A. // Contrib. Plasma Phys. 1987. Vol. 27. N 3. P. 203–211.
- [10] Андрес А., Андрес С., Тимофеев И.Б., Юсупалиев У. // ТВТ. 1987. Т. 25. № 3. С. 462.
- [11] Юсупалиев У. Автореф. канд. дис. М.: МГУ, 1988. 168 с.
- [12] Александров А.Ф., Тимофеев И.Б., Юсупалиев У. // ТВТ. 1988. Т. 25. № 4. С. 639–643.
- [13] Andres A., Ershov A.P., Isaev K.Sh. // Contrib. Plasma Phys. 1988. Vol. 28. N 6. P. 537.
- [14] Юсупалиев У. // Тез. док. 11-й Всесоюз. конф. по ГНП. Новосибирск, 1989. С. 196–197.
- [15] Исаев К.Ш. Автореф. канд. дис. М.: МГУ, 1990. 154 с.
- [16] Кунин В.Н., Фуров Л.В. // Изв. вузов. Сер. Физика. 1990. № 6. С. 119.
- [17] Александров А.Ф., Тимофеев И.Б., Юсупалиев У. // ТВТ. 1991. Т. 29. № 1. С. 108–114.
- [18] Kunin V.N., Furov L.V. // Europ. Interdisciplinary Congress on Ball Lightning-, „Vizotum’93“. Salzburg (Austria). Sept. 20–22, 1993. P. 50.
- [19] Александров А.Ф., Еришов А.П., Имад И.Х. и др. // ТВТ. 1993. Т. 31. № 5. С. 850.
- [20] Кунин В.Н., Плишивцев В.С., Фуров Л.В. // ТВТ. 1997. Т. 35. № 6. С. 866–870.
- [21] Юсупалиев У. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 52–61.
- [22] Лукьянов Г.А. Сверхзвуковые струи плазмы. Л.: Машиностроение, 1985. 143 с.
- [23] Дулов В.Г., Лукьянов Г.А. Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука, 1984. 239 с.
- [24] Юсупалиев У. // Кр. сообщения по физике. 2004. № 10. С. 39–51.
- [25] Юсупалиев У. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 6. С. 543–559.
- [26] Луговцов А.А., Луговцов Б.А., Тарасов В.Ф. // Динамика сплошной среды. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1969. № 3. С. 50–60.
- [27] Луговцов Б.А. Турбулентные вихревые кольца. Автореф. доктор. дис. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1973.
- [28] Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Проблемы гидродинамики и их математических модели. М.: Наука, 1973.
- [29] Тарасов В.Ф. Экспериментальные исследования турбулентных вихревых колец. Автореф. канд. дис. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1975.
- [30] Maxworthy T. // J. Fluid Mech. 1977. Vol. 81. Pt 3. P. 465–495.
- [31] Shariff K., Leonard M. // Ann. Rev. Fluid Mech. 1992. Vol. 24. P. 235–279.
- [32] Gharib M., Rambod E., Shariff K. // J. Fluid Mech. 1998. Vol. 360. P. 121.
- [33] Ахметов Д.Г. // ПМТФ. 2001. Т. 42. № 5. С. 70.
- [34] Ахметов Д.Г. Экспериментальные исследования формирования и структуры вихревых колец. Автореф. канд. дис. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО РАН, 2002.

- [35] *Петров П.А.* // Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа. 1973. № 2. С. 19.
- [36] *Кокорев Л.С., Костюнин Б.Н.* // Вопросы теплофизики ядерных реакторов. Вып. 5. М.: Атомиздат, 1976. С. 5.
- [37] *Владимиров В.А., Тарасов В.Ф.* // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. науки. 1980. № 3. С. 3.
- [38] *Бояринцев В.И., Савин А.С.* Исследование движения вихревых колец в однородных и стратифицированных средах. Препринт № 299. М.: Ин-т проблем механики АН СССР, 1987.
- [39] *Бояринцев В.И., Бояринцева Т.Е.* и др. // Изв. РАН. Сер. МЖГ. 1997. № 3. С. 125.
- [40] *Юсупалиев У.* // Кр. сообщения по физике. 2005. № 6. С. 46–57.
- [41] *Методы исследования плазмы.* М.: Мир, 1971. 552 с.
- [42] *Александров А.Ф., Рухадзе А.А.* Физика сильноточечных электроразрядных источников света. М.: Атомиздат, 1976. 184 с.
- [43] *Юсупалиев У., Юсупалиев П.У., Шутеев С.А.* // Кр. сообщения по физике. 2006. № 5. С. 41–51.
- [44] *Мамедов Э.С., Павлов Н.И.* Тайфуны. Л.: Гидрометеиздат, 1974. 134 с.
- [45] *Интенсивные атмосферные вихри.* М.: Мир, 1985. 368 с.
- [46] *Faber T.E.* Fluid dynamics for physicists. Cambridge: University Press, 2001.
- [47] *Лосев Л.Л., Мешалкин Е.А.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 3. С. 446–457.
- [48] *Allen J.J., Auvity B.* // J. Fluid Mech. 2002. Vol. 465. P. 353–378.
- [49] *Dabiri J.O., Gharib M.* // J. Fluid Mech. 2004. Vol. 511. P. 311–331.
- [50] *Альбом течений жидкости и газа.* М.: Мир, 1986.
- [51] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Физматлит, 2003.
- [52] *Мат. 18-го Междунар. сем. „Течение газа и плазмы в соплах, струях и следах“.* СПб., 2000.
- [53] *Абрамович Г.Н.* Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1991. 653 с.
- [54] *Эберт Г.* Краткий справочник по физике. М.: Физматлит, 1963.