

01;04;12

Генерация крупномасштабных излучающих вихревых структур при торможении импульсных плазменных струй в воздухе

© М.Н. Жарников, А.С. Камруков, И.В. Кожевников, Н.П. Козлов, И.А. Росляков

Научно-исследовательский институт энергетического машиностроения Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана,
105005 Москва, Россия
e-mail: kamrukov@mail.ru

(Поступило в Редакцию 17 мая 2007 г.)

Рассмотрены особенности формирования крупномасштабных вихревых структур при торможении в атмосферном воздухе импульсных плазменных струй капиллярного разряда. Показано, что при импульсной инжекции в воздух высокоэнтальпийных плазменных потоков возможна эффективная генерация электромагнитного излучения оптического диапазона — энергетический выход излучения достигает $\sim 20\text{--}37\%$ полного энергосодержания плазмы. Генерируемый импульс излучения имеет сложную временную структуру, включающую компоненты микро- и миллисекундных диапазонов длительностей.

PACS: 52.35.We, 52.50.Dg, 52.80.Tn

Введение

Исследование радиационно-газодинамических явлений при ударном торможении сверхзвуковых импульсных плазменных струй в воздухе традиционно представляет значительный научный и прикладной интерес. При определенных условиях импульсная инжекция плазмы в атмосферный воздух сопровождается образованием когерентных вихревых структур, в частности крупномасштабных кольцевых (тороидальных) вихрей, время жизни которых существенно превышает характерные времена энерговклада и газодинамического истечения.

Первые эксперименты по исследованию плазменных вихрей и связанных с ними долгоживущих плазменных образований в атмосферном воздухе были проведены в середине 70-х годов прошлого столетия [1]. Интерес к этим исследованиям на начальном этапе в основном стимулировался задачами моделирования физических процессов в шаровой молнии и создания ее лабораторного аналога.

Дальнейшее развитие исследований в области плазменных вихрей получило отражение в работах [2–6]. Эти исследования были ориентированы на экспериментальное определение физических параметров плазмы в вихревых плазменных структурах и критериальных условий формирования долгоживущих плазменных образований. Исследования были выполнены на конструктивно аналогичных импульсных эрозионных плазмотронах с характерным уровнем энерговклада $10\text{--}100$ кДж.

Несмотря на указанные экспериментальные работы, а также ряд других [7–9], в настоящее время плазменные вихревые течения, включая тороидальные вихри, остаются сравнительно малоизученным физическим объектом, что объясняется сложностью и многофакторностью протекающих процессов и существенными экспериментальными трудностями непосредственного измерения физических параметров вихрей.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований динамики и излучения крупномасштабных плазменных вихревых структур в атмосферном воздухе, формируемых с помощью электроразрядных генераторов плазмы капиллярного типа. Основной предпосылкой к постановке таких исследований являлось то, что привлечение новых физических и радиационно-газодинамических эффектов и явлений, в частности, таких как самоорганизованные вихревые течения плазмы, может оказаться весьма продуктивным при создании технических источников излучения для различных практических приложений.

Экспериментальная установка и методы исследований

В описываемых экспериментах плазменные вихревые структуры формировались при импульсной инжекции в атмосферный воздух плотных плазменных потоков, создаваемых электроразрядным генератором плазмы на основе импульсного капиллярного разряда. Такой разряд является в настоящее время достаточно хорошо изученным физическим объектом и широко применяется в современном плазменном эксперименте [10–13]. Его основные достоинства связаны с возможностью получения сравнительно простыми методами плазмы с высокими и, что не менее важно, хорошо воспроизводимыми термо- и газодинамическими характеристиками.

Капиллярный генератор плазменных потоков (рис. 1) состоял из межэлектродной вставки — массивного текстолитового цилиндра $\varnothing 150$ мм и высотой $h = 50$ мм с осевым отверстием, являющимся рабочим каналом капиллярного разряда, электродов и корпуса. Диаметр капилляра составлял 5 и 10 мм. Электроды были выполнены в виде плоских стальных пластин, один (потенциальный) располагался внутри корпуса генератора

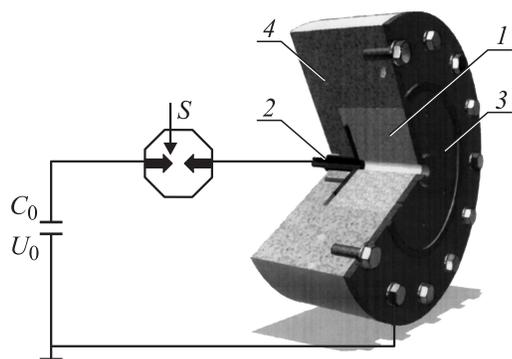


Рис. 1. Схема капиллярного генератора импульсных плазменных потоков: 1 — текстолитовая втулка с капиллярным каналом; 2, 3 — стальные электроды; 4 — капролоновый корпус.

и закрывал с одной стороны канал капилляра. Вторым заземленный электрод имел центральное отверстие (с диаметром, равным диаметру капилляра), через которое осуществлялось истечение плазмы в атмосферу.

Генерация плазмы осуществляется при электровзрыве внутри капилляра металлических проводников или полупроводящих органических композиций. В качестве плазмообразующих веществ использовались алюминий, медь, свинец и графитизированный органический компаунд; начальная масса рабочих веществ M_0 варьировалась в пределах 5–200 мг.

Источником питания разряда являлась конденсаторная батарея емкостью $C_0 = 13.4 \mu\text{F}$, соединенная с капилляром через воздушный разрядник тригatronного типа. Электротехнические параметры разрядного контура были следующими: зарядное напряжение $U_0 = 10\text{--}25 \text{ kV}$, запасаемая энергия $W_0 = 0.7\text{--}4.2 \text{ kJ}$, полная индуктивность контура $\sim 1 \mu\text{H}$.

В экспериментах проводились измерения электротехнических параметров разряда, скоростная фотосъемка процесса в различных режимах регистрации (СФР), видео- и фотосъемка цифровыми камерами и фотоэлектрическая дозиметрия генерируемого оптического излучения в 4-х спектральных диапазонах (УФ — $\lambda = 270 \pm 20 \text{ nm}$; „синяя“ — $430 \pm 50 \text{ nm}$; „зеленая“ — $555 \pm 50 \text{ nm}$ и ближняя ИК — $1000 \pm 70 \text{ nm}$ области спектра). Фотоэлектрические исследования выполнялись с использованием измерительно-диагностического комплекса „Спектр“ [14]. Интегральный выход излучения в полосе прозрачности воздуха измерялся калиброванным пирозлектрическим датчиком и чернотельным приемником излучения типа PE-10BV OPHIR.

Как правило, импульс разрядного тока содержал 3–4 периода колебаний длительностью по $25 \mu\text{s}$. Электротехнические характеристики разряда довольно слабо зависели от диаметра капилляра и химического состава плазмообразующих веществ. Полная длительность энерговыделения в разряде не превышала $100 \mu\text{s}$, в то время как 75% всей энергии выделялось за $\tau_0 \approx 25 \mu\text{s}$, т.е. за время одного периода колебаний тока. Это время

в дальнейшем рассматривалось как характерное время энерговыделения в разряде. Эффективность передачи энергии конденсаторной батареи в плазму составляла $\sim 75\%$.

Динамика торможения плазменных струй в атмосферном воздухе

Большинство из представленных в настоящей работе экспериментальных результатов относится к одному из исследованных режимов капиллярного разряда — режиму с зарядным напряжением $U_0 = 20 \text{ kV}$ и запасаемой энергией $W_0 = 2.7 \text{ kJ}$. В этом случае разрядный ток в максимуме достигал 65 кА, сопротивление плазменного канала $\sim 50 \text{ m}\Omega$, а максимальная электрическая мощность, вкладываемая в плазму, составляла $\sim 200 \text{ MW}$.

В первом приближении термодинамические параметры плазмы в капилляре можно оценить, полагая, что вся вкладываемая электрическая мощность излучается оптически плотной (т.е. чернотельной) плазмой, а вся электрическая энергия переходит в тепловую энергию (или энтальпию) плазмы и адиабатически выносятся из капилляра с газодинамическими параметрами, соответствующими критическому сечению звукового сопла (подход, развитый в [11,12], к расчету параметров плазмы в капиллярном разряде с испаряющейся стенкой и хорошо согласующийся с экспериментом).

Результаты таких оценок, выполненные для Al-плазмы и режима с $W_0 = 2.7 \text{ kJ}$, показывают, что в капилляре $\varnothing 10 \text{ mm}$ параметры плазмы составляют: температура $T_0 \approx 38\,000 \text{ K}$; давление $P_0 \approx 250 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, плотность $\rho_0 \approx 1.8 \text{ kg/m}^3$ и скорость истечения из капилляра $V_{\text{cr}} \approx 3.8 \text{ km/s}$. При уменьшении диаметра капилляра термодинамические параметры плазмы в капиллярном разряде заметно возрастают (для капилляра $\varnothing 5 \text{ mm}$ $T_0 = 46\,000 \text{ K}$, $P_0 \approx 1000 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, $\rho_0 \approx 6.4 \text{ kg/m}^3$, $V_{\text{cr}} \approx 4.1 \text{ km/s}$).

На рис. 2 представлены скоростные фотографии процесса инжекции импульсной плазменной струи капил-

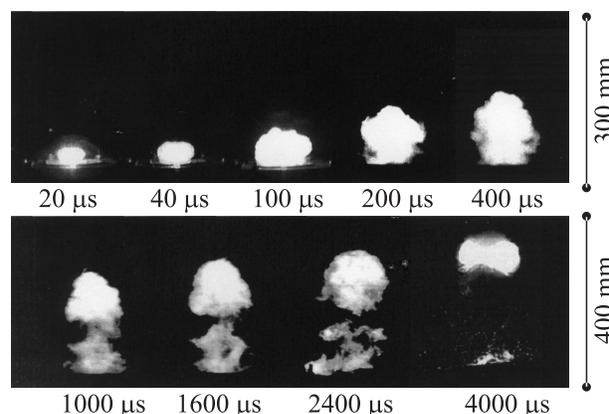


Рис. 2. Скоростные фотографии процесса инжекции импульсной плазменной струи в атмосферу (капилляр $\varnothing 10 \text{ mm}$, $W_0 = 2.7 \text{ kJ}$; Al-плазма).

лярного разряда в атмосферный воздух. Отметим некоторые интересные особенности течения.

1. Как известно, начальная стадия истечения плазмы из капилляра определяется газодинамическими параметрами на срезе сопла. В данном случае капилляр представляет собой звуковое сопло, в котором устанавливаются критические параметры потока. Так как в исследуемых режимах степень расширения $N = P_0/P_\infty \gg 1$ ($P_\infty = 10^5$ Па — давление газа в затопленной среде), то течение должно сопровождаться сильными ударно-волновыми эффектами. В частности, при реализуемых степенях расширения должна формироваться характерная ударно-волновая структура в виде одной „бочки“, состоящая из висячего скачка уплотнения, диска Маха (центральный скачок уплотнения) и отраженной ударной волны [5,15]. Однако, как показывают результаты скоростной фотосъемки разряда, бочкообразные ударно-волновые структуры на кадрах СФР-грамм не регистрируются.

На начальной стадии истечения (первые $100 \mu\text{s}$ процесса) плазменная струя имеет геометрическую форму, не характерную для газодинамического течения из сопла, — форму сплюснутого в осевом направлении эллипсоида вращения, причем поперечный размер струи почти в два раза превышает продольный, т.е. размер по основному вектору скорости истечения.

Примерно к $100\text{--}150 \mu\text{s}$ истечения радиальное расширение струи практически прекращается, в осевом направлении движение плазмы продолжается. В результате в интервале времен от 200 до $400 \mu\text{s}$ струя приобретает вытянутую, близкую к эллиптической или конической форму, из которой в дальнейшем формируется характерная грибовидная конфигурация течения. Аналогичные грибовидные структуры наблюдаются при мощных атмосферных взрывах, при истечении плазмы из импульсных эрозионных плазмотронов [1–6] и при испарении мишени под действием сфокусированного лазерного излучения [16].

2. В отличие от покадровой съемки на продольных щелевых развертках течения (рис. 3) внутренняя ударно-волновая структура потока в начальной стадии процесса истечения струи проявляется отчетливо. Качественно она идентична для различных режимов разряда — по энергии, диаметру капилляра, массе и химическому составу плазмообразующего вещества. Как можно видеть из представленных характерных фоторегистрограмм, в истекающем из капилляра плазменном потоке возникает скачок уплотнения (ударная волна). Он разделяет области свободно расширяющейся плазменной струи и область ударно сжатой плазмы, прилегающей к контактной границе. Ударно-сжатая плазма выполняет роль плазменного поршня, выталкивающего и сжимающего окружающий воздух. На щелевых развертках ударная волна в воздухе не визуализируется вследствие относительно слабой интенсивности собственного и отраженного от нее излучения. Напротив, на кадрах скоростной съемки, соответствующих по времени максимуму мощности

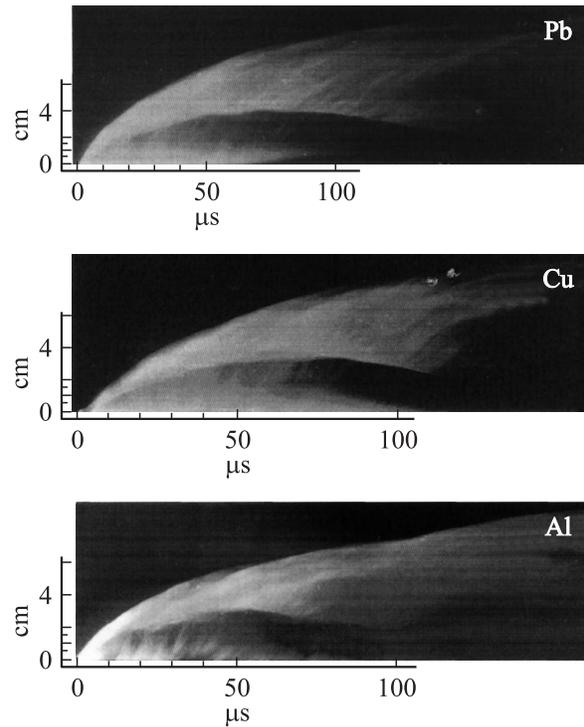


Рис. 3. Продольные щелевые развертки плазменной струи капиллярных разрядов с различными плазмообразующими веществами (капилляр $\varnothing 10$ mm, $W_0 = 2.7$ kJ).

излучения истекающей струи, воздушная ударная волна достаточно хорошо наблюдается в отраженном от нее излучении (рис. 2, первый кадр).

В плазменной струе, истекающей из капилляра, отчетливо просматриваются отдельные неоднородности (рис. 3) — плазменные сгустки, по углу наклона траектории которых определялась скорость плазмы. Характерные значения скоростей генерируемых плазменных потоков составляли 2.5 (Pb)— 4 km/s (Al) при энергии разряда $W_0 = 2.7$ kJ. Скорость контактной границы в начальный момент истечения близка к скорости плазмы, в дальнейшем наблюдается ее быстрое затухание — к $40 \mu\text{s}$ истечения она становится меньше 1 km/s для всех плазмообразующих веществ.

По осевым щелевым разверткам можно определить и характерное время истечения плазмы из капилляра τ_{in} , которое соответствует длительности свечения плазменного слоя, непосредственно прилегающего к торцу капилляра. Характерные времена истечения плазмы составляют $\tau_{\text{in}} \approx 100\text{--}130 \mu\text{s}$, что примерно на 30% превышает полную длительность импульса разрядного тока и в 4–5 раз — характерное время энерговклада в плазму $\tau_0 \approx 25 \mu\text{s}$.

3. На рис. 4, а приведена компьютерная обработка щелевой развертки торможения в атмосфере струи Al-плазмы. Такая обработка (повышение контраста) позволяет выделить характерные структурные области течения. Графическая интерпретация газодинамической структуры потока приведена на рис. 4, б.

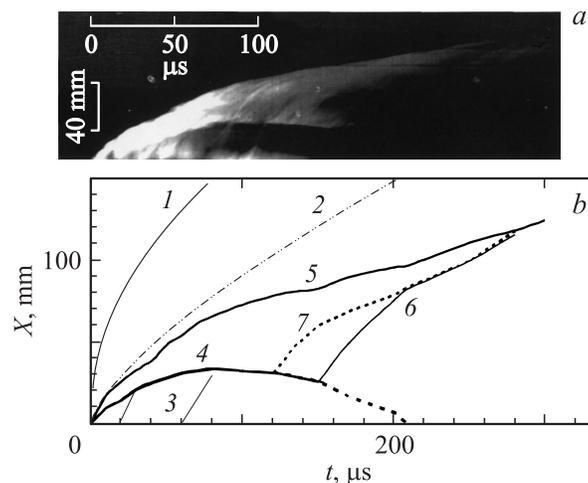


Рис. 4. Щелевая развертка процесса торможения струи Al-плазмы в воздухе (а) и графическая интерпретация газодинамической структуры потока (b): 1 и 2 — ударные волны в воздухе (на щелевых развертках не визуализируются); 3 — свободно расширяющийся плазменный поток (показаны траектории отдельных плазменных сгустков); 4 — ударная волна в плазме; 5 — контактная граница „ударно-сжатая плазма–ударно-сжатый воздух“; 6 — задний фронт плазменной струи; 7 — видимая граница плазмы.

В результате торможения плазменного потока воздушной средой в головной части струи формируется слой ударно-сжатой плазмы, отделенной от набегающего потока скачком уплотнения (ударной волной) (кривая 4). Пока происходит основное энерговыделение в разряде, скоростной напор плазменного потока превышает давление в ударно-сжатых слоях плазмы и воздуха, и скачок уплотнения сносится вниз по потоку, достигая максимального отхода от среза капилляра к $80 \mu\text{s}$ процесса. По окончании энерговыделения уменьшаются плотность и скорость истекающей плазмы, соответственно падает динамический напор струи, и ударно-сжатый слой начинает расширяться также и в сторону набегающего потока. Примерно к $130 \mu\text{s}$ прекращается истечение плазмы из капилляра, и скачок уплотнения на $150 \mu\text{s}$ (т.е. спустя пролетное время) вырождается. Кривая 6 соответствует траектории движения заднего фронта плазменной струи. Вследствие низкой плотности плазмы задний фронт струи не визуализируется на фоторегистрограммах (рис. 4, а). Таким образом, как следует из анализа щелевой развертки, в рассматриваемом режиме течения процессы ударного торможения плазменной струи полностью заканчиваются к $150 \mu\text{s}$ с начала разряда.

Существенной особенностью наблюдаемой структуры потока является монотонное уменьшение во времени толщины слоя ударно-сжатой плазмы с момента окончания истечения плазмы. Так, если к $150 \mu\text{s}$ толщина плазменного слоя за скачком составляла 50 mm , то уже к $200 \mu\text{s}$ она уменьшилась до $\sim 20 \text{ mm}$, а к $300 \mu\text{s}$ ударно-сжатый слой перестает регистрироваться на щелевых

развертках (рис. 4, а). Таким образом, щелевые развертки указывают на некоторую, весьма существенную, перестройку режима течения. Однако на кадрах скоростной съемки, соответствующих этому периоду времени, каких-либо качественных структурных изменений потока не наблюдается, так же как не наблюдается и резких скачков интенсивности излучения плазмы (рис. 2).

4. Сказанное выше касается покадровой съемки процесса, произведенной с направления, перпендикулярного оси струи (т.е. сбоку). На рис. 5 показаны кадры фронтальной скоростной фотосъемки плазменной струи капиллярного разряда, соответствующие по времени $400\text{--}500 \mu\text{s}$ истечения. На представленных скоростных фотографиях после их компьютерной обработки отчетливо видно, что уже к $400 \mu\text{s}$ процесса (а это начальная стадии формирования грибовидной структуры) внутри плазменного облака сформировалось крупномасштабное вихревое течение в виде тороидального (кольцевого) вихря. Наружный диаметр плазменного кольца $\sim 125 \text{ mm}$ для капилляров $\varnothing 5$ и 10 mm .

Детальный анализ отмеченных особенностей и всей совокупности полученных экспериментальных данных позволяет представить динамику истечения плазмы из капилляра и механизм формирования кольцевых вихрей в следующем виде (рис. 6).

В начальной стадии истечения (первые $20\text{--}40 \mu\text{s}$) при торможении истекающего потока в головной части плазменной струи наряду с осевым движением плазмы возникает ее поперечное движение, при этом средняя радиальная скорость расширения оказывается близкой к осевой скорости движения контактной границы.

Картина течения в начальной стадии торможения плазменной струи в атмосфере во многом аналогична процессу взаимодействия кумулятивной металлической струи с преградой. Другой наглядной аналогией рассматриваемого процесса может служить процесс формирования стационарной водяной пелены при вертикальном истечении жидкости вверх из сопловой насадки. И в том, и в другом случаях скорость жидкости в пелене равна скорости жидкости в центральной струе. Аналогичные процессы имеют место и при торможении импульсной струи жидкости при малых диаметрах канала питающей трубки [17].

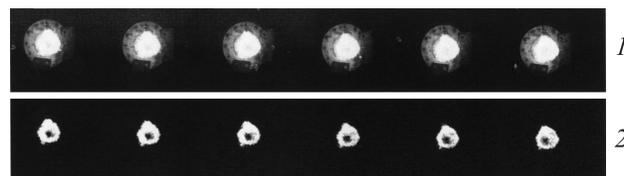


Рис. 5. Кадры фронтальной скоростной фотосъемки процесса инъекции импульсной плазменной струи в атмосферу (капилляр $\varnothing 5 \text{ mm}$; $U_0 = 20 \text{ kV}$; $W_0 = 2.7 \text{ kJ}$; Al-плазма): 1 — исходные фотографии; 2 — компьютерная обработка кадров. 1-й кадр соответствует $\sim 400 \mu\text{s}$ разряда. Интервал между кадрами $32 \mu\text{s}$. Диаметр технологического фланца установки равен 218 mm .

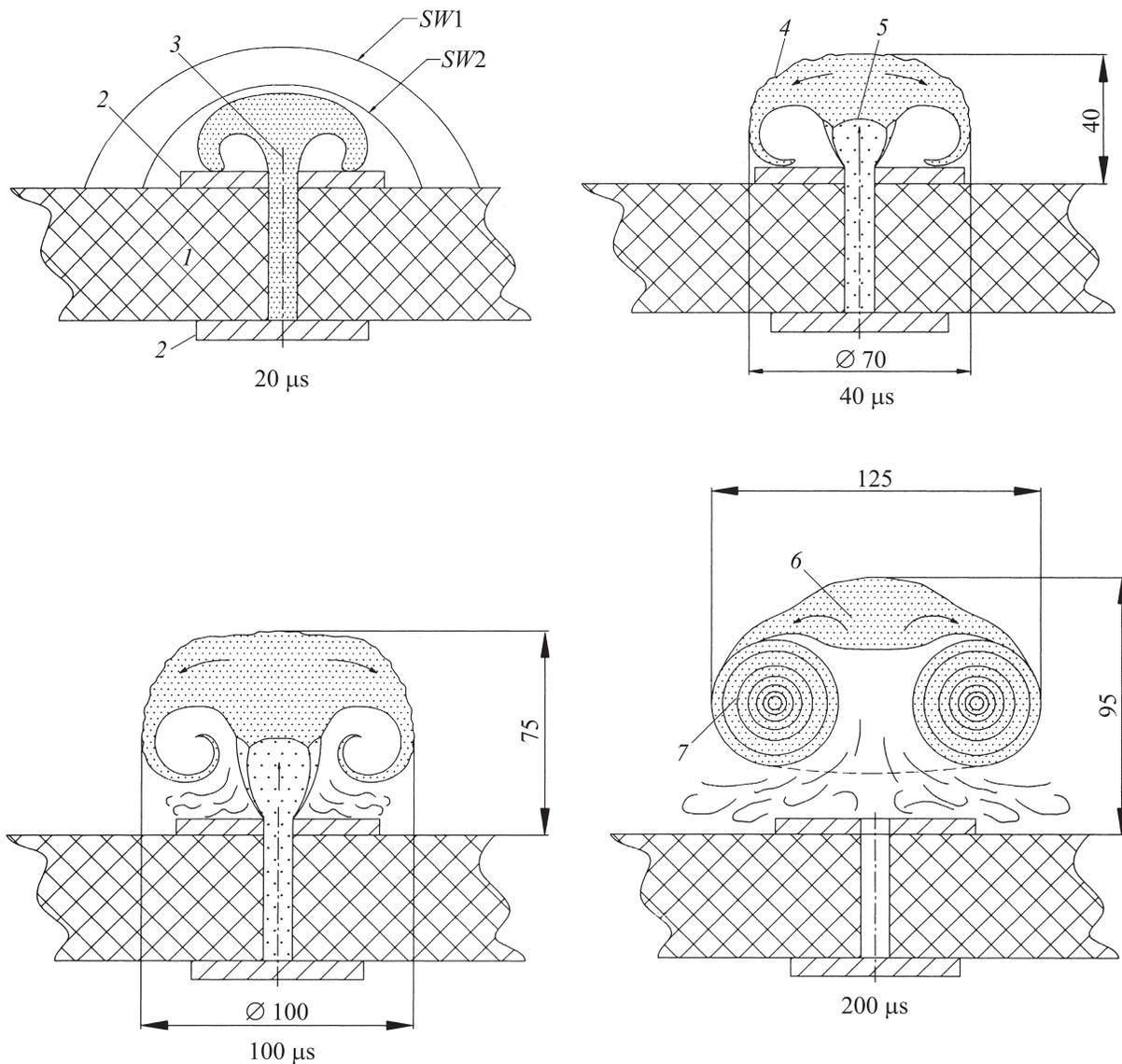


Рис. 6. Графическая интерпретация процессов ударного торможения плазменной струи капиллярного разряда и формирования кольцевого вихря: 1 — диэлектрик; 2 — электроды; 3 — плазменная струя; 4 — контактная граница; 5 — ударная волна в плазме; 6 — задний фронт плазменной струи; 7 — плазменный кольцевой вихрь; SW1 и SW2 — ударные волны в воздухе.

Наличие двух видов потоков — продольного и поперечного — приводит к формированию характерной грибовидной конфигурации течения, состоящей из центральной струи и окружающей ее плазменной пелены (рис. 6 — $40 \mu\text{s}$). На начальной стадии процесса плазменная пелена маскирует характерную ударно-волновую структуру истекающего потока (рис. 6 — $40 \mu\text{s}$), вследствие чего бочкообразные структуры струи на скоростных фотографиях не визуализируются. В плазменной пелене скорость частиц направлена против основной струи, а по значению близка к скорости плазмы за скачком уплотнения (продольной скорости контактной границы) и на начальной стадии имеет порядок нескольких сотен метров в секунду (например, на момент времени $\tau \approx 100 \mu\text{s}$ — $V \approx 600 \text{ m/s}$).

Продольное движение шляпки гриба с достаточно высокими скоростями приводит к возникновению зоны пониженного давления в ее полости, что способствует созданию обратного движения и образованию завихренности плазменной пелены. Эта завихренность плазмы, возникающая уже в первые десятки микросекунд истечения, в дальнейшем приводит к формированию циркуляции тороидального вихря.

С момента образования завихренности энергия плазменного потока начинает перекачиваться в энергию циркулярного движения. Процесс перекачки энергии длится до момента прихода заднего фронта плазменной струи к контактной границе (рис. 6). В рассматриваемом режиме это соответствует примерно $300 \mu\text{s}$ разряда. Именно в это время на щелевых развертках пропадает излучение ударно-сжатого слоя плазмы.

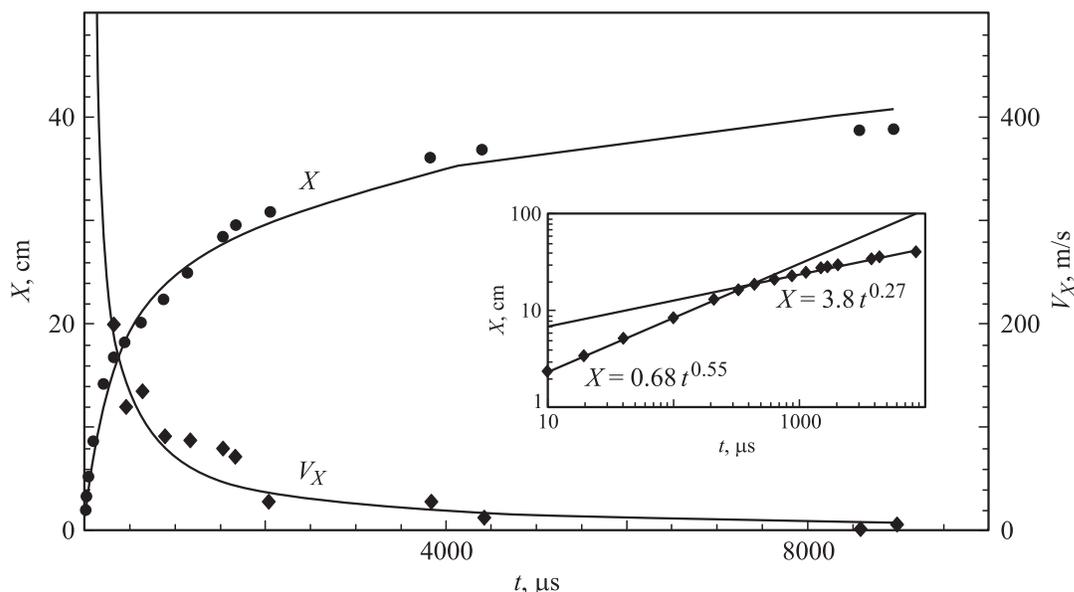


Рис. 7. Динамика продольного расширения плазменной струи капиллярного разряда (капилляр \varnothing 10 mm; $W_0 = 2.7$ kJ; Al-плазма).

С этого момента тороидальный вихрь становится автономным плазменным образованием, и его самоиндуцированное (дрейфовое) движение определяет динамику течения плазмы. В условиях обсуждаемого эксперимента к этому моменту времени плазменный тороидальный вихрь имеет средний диаметр большого кольца ~ 7.5 см (внешний диаметр тела вихря $D_0 \approx 12.5$ см), малый диаметр тора ~ 5 см. Плоскость симметрии вихря удалена от капилляра на расстояние 7 см, а скорость его поступательного движения составляет ~ 250 м/с (рис. 7). Внешний диаметр вихря D_0 (на момент образования) практически не зависит от диаметра капилляра исходной массы плазмообразующего вещества и определяется в основном уровнем вложенной в плазму энергии: D_0 (mm) $\approx 4.8W_{pl}^{0.43}$ (J).

На рис. 7 представлены временные зависимости осевой координаты плазменного фронта и его продольной скорости. Видно, что примерно с $300 \mu\text{s}$ изменяется закон движения переднего фронта плазмы — если в начальной стадии истечения он описывался степенной функцией от времени t с показателем $n \approx 0.55$, то после $300 \mu\text{s}$ показатель степени при t уменьшился примерно вдвое ($n \approx 0.27$).

Поскольку скорость плазменной струи в ее хвостовой части невелика, то тороидальный вихрь достаточно продолжительное время будет находиться внутри плазменной пелены. Визуально это проявляется в виде шляпки гриба, форма которой в зависимости от начальных (трудно контролируемых) условий формирования плазменного потока и завихренности может меняться от конической, полусферической и эллиптической до близкой к идеальной сферической (рис. 2). При этом характерно, что внешние (контролируемые) параметры разряда (электрическая энергия, размер капилляра, масса взрывающегося проводника и др.) остаются неизменными. Эти наблюдения не согласуются с полученными

в [3–5] критериальными зависимостями, связывающими начальные удельные энергетические и динамические параметры установки с формой образующегося плазменного тела (сфероид, тороид и др.).

В процессе формирования тороидального вихря не вся плазма захватывается в вихревое движение — часть ее остается вблизи сопла капилляра, где турбулентно перемешивается с истекающими из канала парами алюминия и продуктами эрозии и в дальнейшем достаточно быстро, по сравнению с основным вихрем, релаксирует к фону. Некоторая часть плазмы постепенно вовлекается в индуцированное вихрем внешнее циркуляционное движение, образуя близкую к цилиндрической „ножку“ и характерную „юбку“ гриба.

Время жизни тороидального вихря при фиксированном энергосодержании плазменного потока определяется его гидродинамической устойчивостью, которая существенно зависит от степени осевой симметрии начального распределения импульса плазмы в выходном сечении капилляра. Анализ поперечных щелевых разверток плазменной струи, полученных при одинаковых исходных параметрах разряда, показывает, что осевая симметрия радиального расширения потока реализуется далеко не всегда (примерно в 50% разрядных импульсов). Это связано с азимутальной неоднородностью энерговыделения на начальной (пробойной) стадии разряда. При оптимальном протекании процесса формирования вихря время его жизни может значительно (на 2–3 порядка и более) превышать характерное время подвода энергии. В условиях проводимых экспериментов при характерных временах энерговыклада и истечения $\tau \approx 25$ – $100 \mu\text{s}$ тороидальные плазменные структуры регистрировались в течение 80 ms и более.

На рис. 8 в качестве примера приведены последовательные кадры видеосъемки одной из реализаций таких

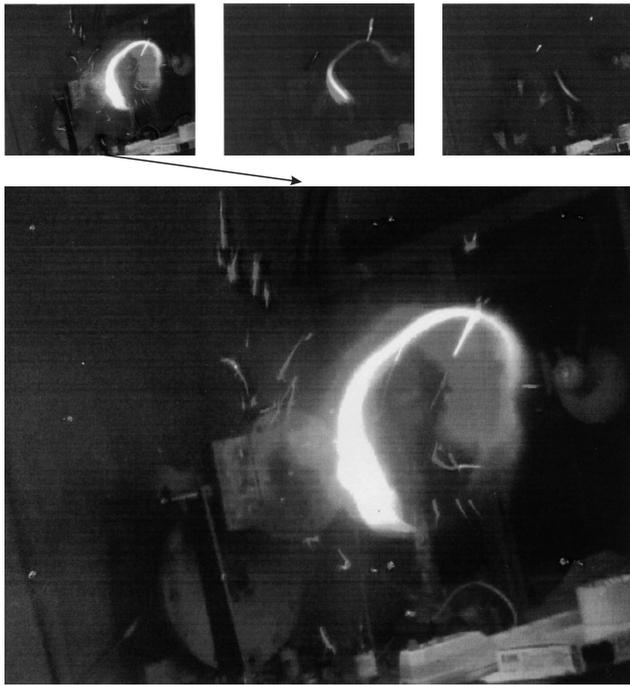


Рис. 8. Последовательные кадры видеосъемки движения плазменного тороидального вихря в воздухе. Интервал между кадрами 40 ms. Диаметр вихревого кольца ~ 38 см (капилляр $\varnothing 10$ mm, $W_0 = 4.2$ kJ; Al-плазма).

плазменных образований. Интервал между кадрами составляет ~ 40 ms, при этом первый кадр не приведен вследствие его полной засветки излучением начальной стадии разряда. Захвачен момент времени, когда тороидальный вихрь отошел на расстояние ~ 100 см и имеет диаметр большого кольца ~ 38 см. Видно, что малый диаметр кольца не сохраняется постоянным по его азимуту, что свидетельствует об азимутальной неоднородности вихреобразования на начальной стадии формирования вихря. Наличие выраженных азимутальных нерегулярностей более характерно в условиях проводимых экспериментов, чем их отсутствие.

Излучение вихревых структур, формируемых при импульсной инжекции плазменной струи в атмосферу

Характерные импульсы излучения плазменной струи капиллярного разряда в различных спектральных диапазонах приведены на рис. 9 и 10. В видимой ($\lambda \geq 500$ nm) и ИК-областях спектра импульс излучения содержит две компоненты — быструю, с длительностью порядка характерного времени выделения энергии в плазме, и медленную, определяемую характерными временами релаксации плазменной струи в атмосфере.

Длительность быстрой компоненты излучения, измеренная на полувысоте импульса, составляет для раз-

личных режимов $12\text{--}50$ μs , она возрастает с увеличением диаметра капилляра, энергии разряда и длины волны излучения, но всегда остается в пределах полной длительности импульса разрядного тока. Физические процессы, ответственные за формирование импульса быстрой компоненты излучения, связаны с энерговыделением в канале капиллярного разряда и ударным торможением плазменной струи в атмосферном воздухе. Это, в частности, выражается в достаточно сложной форме импульсов.

Как правило, при прочих равных условиях выход излучения быстрой компоненты в боковом направлении больше, чем в торцевом. Особенно это выражено при малых энергиях разряда и меньших диаметрах капилляра (различие в спектральных интенсивностях излучения может достигать нескольких раз). Поскольку площадь тела свечения в момент максимума излучения быстрой фазы ($10\text{--}40$ μs) в боковом направлении даже меньше, чем в торцевом (тело свечения имеет форму сплюснутого эллипсоида), такая анизотропия излучательных характеристик может быть обусловлена сравнительно низкой оптической плотностью плазмы: большая степень

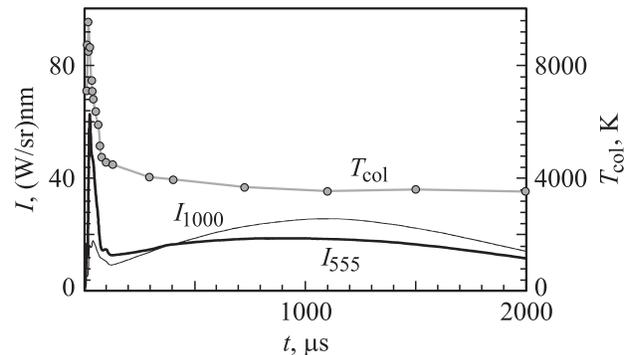


Рис. 9. Спектральная сила излучения на длине волны $\lambda = 555$ (I_{555}), 1000 nm (I_{1000}) и цветовая (яркостная) температура T_{col} плазменной струи капиллярного разряда (капилляр $\varnothing 10$ mm, $U_0 = 20$ kV; $W_0 = 2.7$ kJ; Al-плазма, $M_0 = 100$ mg).

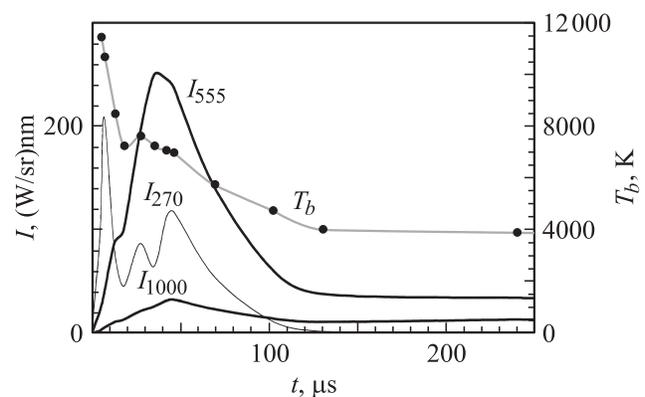


Рис. 10. Спектральная сила излучения на длине волны $\lambda = 270$ (I_{270}), 555 (I_{555}), 1000 nm (I_{1000}) и яркостная температура T_b плазменной струи капиллярного разряда в быстрой компоненте импульса (капилляр $\varnothing 10$ mm, $W_0 = 2.7$ kJ; Al-плазма, $M_0 = 50$ mg).

черноты плазменного образования, а следовательно и более высокая интенсивность излучения, достигается в направлении большей длины оптического пути.

По-видимому, с этим же эффектом связано и различие в интенсивностях излучения капиллярных разрядов с $\varnothing 5$ и 10 mm при низких уровнях энерговклада ($W_0 \approx 0.7$ kJ). В капиллярном разряде с каналом $\varnothing 10$ mm вследствие меньшей скорости расширения и большего диаметра струи создается более компактное плазменное образование, имеющее более высокую оптическую плотность и соответственно повышенные излучательные характеристики. Наиболее ярко этот эффект проявляется в коротковолновой области спектра (УФ и синей), где коэффициенты поглощения плазмы малы. При продвижении в длинноволновую область, а также при увеличении энергетике разряда и, следовательно плотности плазмы, повышается ее степень черноты, и различия в эмиссионных характеристиках для разных диаметров капилляров и различных направлений регистрации становятся несущественными.

Максимальные яркостные температуры быстрой компоненты излучения (8000–12 000 K) достигаются на $\sim 12 \mu\text{s}$ с начала истечения (рис. 10), экстремум мощности излучения (4 MW и 20 Mcd при $W_0 = 2.7$ kJ) — на $25\text{--}40 \mu\text{s}$. Для каждого плазмообразующего вещества существует оптимальное значение начальной массы, при котором достигается максимальный выход излучения (M_0 (Al) ≈ 40 mg; M_0 (Pb) ≈ 70 mg и т.д.) в быстрой компоненте. В оптимальных условиях различные исследованные вещества имеют близкие яркостно-энергетические характеристики. Максимальный энергетический выход излучения в быстрой компоненте импульса составляет 8–10% от запасаемой электрической энергии разряда W_0 .

Медленная компонента импульса излучения имеет характерную длительность 2.5–3 ms по основанию (1–1.5 ms на полувысоте), слабо зависящую от размера капилляра и увеличивающуюся с ростом энергии разряда W_0 . Максимум мощности излучения в медленной фазе импульса достигается примерно на $1000 \mu\text{s}$ и соответствует по времени моменту формирования выраженной грибовидной структуры течения. Таким образом, генерация медленной компоненты импульса облучения обусловлена самоорганизацией газодинамического течения в устойчивые крупномасштабные вихревые структуры. Вследствие более низких температур плазмы на этой стадии выход излучения в коротковолновой части спектра (УФ-область) мал, в эмиссионном спектре представлена преимущественно длинноволновая видимая область и ИК-диапазон.

Яркостные характеристики излучения в медленной фазе процесса оценивались по измеренной цветовой температуре плазмы, которая определялась по отношению спектральных интенсивностей излучения на длинах волн $\lambda = 555$ и 1000 nm (рис. 10). Известно [18], что для абсолютно черных и серых излучателей цветовая температура излучения совпадает с истинной. Для тел,

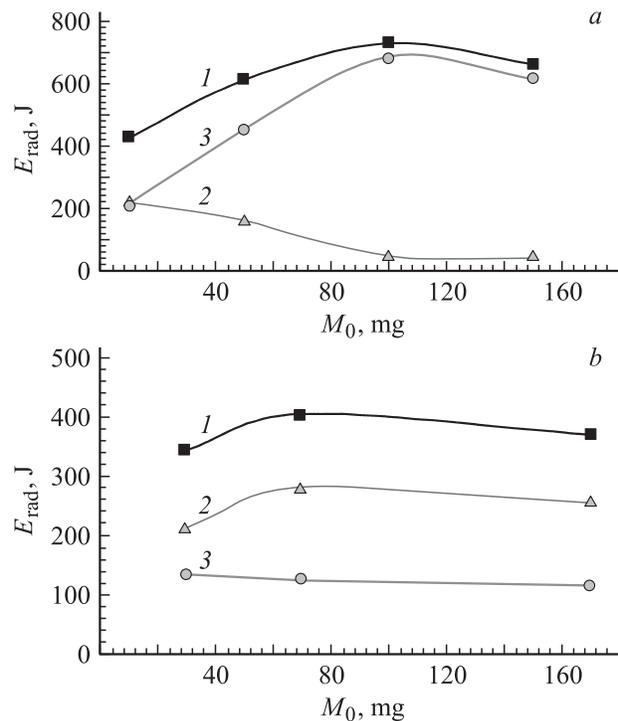


Рис. 11. Зависимость энергетического выхода излучения в капиллярном разряде на Al-плазме (а) и Pb-плазме (б) от начальной массы плазмообразующего вещества M_0 (капилляр $\varnothing 10$ mm, $W_0 = 2.7$ kJ): 1 — суммарный выход излучения; 2 — энергия излучения быстрой компоненты импульса; 3 — энергия излучения медленной компоненты.

не слишком сильно отличающихся от серых, цветовая температура обычно бывает несколько выше истинной. В условиях проводимых экспериментов измеренные цветовые температуры практически совпадали с яркостными температурами излучения в видимой и ИК-областях спектра и не зависели от диаметра капилляра и направления регистрации излучения. Как показали измерения, цветовые (яркостные) температуры излучения плазменных образований уже к $150 \mu\text{s}$ процесса выходят на уровень 4000 ± 500 K (рис. 10) и в дальнейшем сравнительно медленно уменьшаются во времени в течение более чем 2 ms (рис. 9). Такой уровень температур излучения характерен практически для всех исследованных плазмообразующих веществ.

Однако энергетический выход излучения медленной компоненты оказался существенно зависящим от химического состава плазмы (рис. 11). Максимальные значения энергии и мощности излучения медленной компоненты получены при использовании в качестве плазмообразующего вещества алюминия. На рис. 11, а представлены результаты оптимизации капиллярного разряда на Al-плазме. Видно, что с увеличением начальной массы плазмообразующего вещества M_0 энергия излучения медленной компоненты сначала растет и при оптимальном значении $M_0 = M_{0\text{opt}} \approx 100$ mg достигает максимума. Одновременно уменьшается энергия, излу-

чаемая струей в быстрой компоненте, и ее относительная доля в суммарном импульсе. При энергии разряда $W_0 = 2.7 \text{ кДж}$ энергия излучения медленной компоненты составила $\sim 0.7 \text{ кДж}$, а ее относительная доля в импульсе 93%. Суммарный выход излучения при этом составил 28% от W_0 , или примерно 37% от вложенной в плазму электрической энергии $W_{\text{эл}}$. Максимальные значения силы света медленной компоненты импульса излучения достигали 1 Мсд.

При использовании других плазмообразующих веществ (медь, свинец, органика) с ростом их начальной массы энергия медленной компоненты изменялась весьма слабо (как правило, уменьшалась — рис. 11, *b*), оптимальная начальная масса определялась энергетическим выходом излучения в быстрой компоненте, доля которой в суммарном импульсе при оптимальных условиях составляла 50–75%; интегральный КПД излучения — 20% от $W_{\text{эл}}$.

Таким образом, в результате проведенных исследований показано, что при импульсной инжекции в атмосферный воздух высокоэнтальпийных плазменных потоков возможна достаточно эффективная генерация электромагнитного излучения оптического диапазона — суммарный по двум временным компонентам энергетический выход излучения достигает $\sim 20\text{--}37\%$ полного энергосодержания плазмы.

Заключение

Проведенные исследования показали, что электровзрыв проводников в канале капиллярного разряда позволяет получать сверхзвуковые импульсные плазменные струи с различными термо-газодинамическими характеристиками и химическим составом. При торможении таких струй в атмосферном воздухе за счет интенсивного радиального расширения головной части потока формируются крупномасштабные вихревые структуры — тороидальные (кольцевые) вихри, время жизни которых на несколько порядков превышает характерные времена энерговыделения и газодинамического истечения.

Плазмодинамика процессов торможения импульсных струй капиллярного разряда в воздухе сопровождается эффективной генерацией электромагнитного излучения оптического диапазона — энергетический выход излучения составляет 20–37% от полной энергии плазменного потока. Генерируемый импульс излучения имеет сложную временную структуру, включающую компоненты микро- и миллисекундных диапазонов длительностей. Быстрая компонента импульса излучения определяется процессами ударного торможения головной, наиболее высокоскоростной, части струи, медленная компонента обусловлена самоорганизацией газодинамического течения в устойчивые крупномасштабные вихревые структуры.

Использование радиационно-газодинамических эффектов, связанных с самоорганизованными вихревыми течениями плазмы, открывает новые физические и техни-

ческие направления создания высокоэффективных плазменных источников излучения с управляемыми спектральными и динамическими характеристиками.

Авторы выражают искреннюю благодарность О.И. Митрофанову за постоянный интерес к работе и плодотворные обсуждения.

Список литературы

- [1] Андрианов А.М., Симицын В.И. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 11. С. 2319–2327.
- [2] Александров А.Ф., Бахгат Ю., Скворцов М.Г. и др. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 12. С. 2392–2396.
- [3] Александров А.Ф., Тимофеев И.Б., Черников В.А. и др. // ТВТ. 1988. Т. 26. № 4. С. 639–643.
- [4] Еришов А.П., Тимофеев И.Б., Чувашев С.Н. и др. // ТВТ. 1990. Т. 28. № 3. С. 583–589.
- [5] Юсупалиев У. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 52–61.
- [6] Юсупалиев У. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 6. С. 543–559.
- [7] Кунин В.Н., Фуров Л.В. // Изв. вузов. Физика. 1990. № 6. С. 119–121.
- [8] Егоров А.И., Степанов С.И. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 12. С. 102–104.
- [9] Фуров Л.В. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 3. С. 98–101.
- [10] Демидов М.И., Огурица Н.Н., Подмошенский И.В. // Оптико-механическая промышленность. 1960. № 1. С. 1–5.
- [11] Розанов В.Б. // ТВТ. 1970. Т. 8. № 5. С. 931–940.
- [12] Огурица Н.Н., Подмошенский И.В., Роговцев П.Н. // ТВТ. 1971. Т. 9. № 3. С. 468–475.
- [13] Гилев О.Н., Афонин В.И., Остаев В.И. и др. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 2. С. 160–165.
- [14] Архипов В.П., Жарников М.Н., Камруков А.С. и др. // Сб. науч. тр. VI Межгос. симп. по радиационной плазмодинамике („РПД–2003“). М.: НИЦ „Инженер“, 2003. С. 202–203.
- [15] Лукьянов Г.А. Сверхзвуковые струи плазмы. Л.: Машиностроение, 1985. 396 с.
- [16] Месяц Г.А., Осипов В.В., Волков Н.Б. и др. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 18. С. 54–60.
- [17] Петров П.А. // МЖГ. 1973. № 2. С. 19–26.
- [18] Гуторов М.М. Основы светотехники и источники света. М.: Энергоатомиздат, 1983. 384 с.