

03 О режимах истечения плазменной струи капиллярного разряда с испаряющейся стенкой

© А.Я. Эндер, В.И. Кузнецов, И.Н. Колышкин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: victor.kuznetsov@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 7 апреля 2015 г.)

Изучены режимы истечения струи плазмы из капилляра с испаряющимися стенками. Проанализировано влияние длины и диаметра капилляра, а также параметров разрядного контура на геометрию струи. Предложен универсальный критерий перехода от дозвукового истечения к сверхзвуковому.

Введение

С помощью импульсного разряда в капилляре с испаряющимися стенками при определенном подборе параметров внешней цепи удается сформировать плазменную струю, которая вылетает из капилляра в окружающий газ в виде тонкой нити, состоящей из плотного ядра, окруженного светящимся облаком плазмы. Диаметр ядра примерно равен диаметру капилляра d , длина струи l_s составляет сотни калибров. При движении в газе струя остается узкой до конца разряда и имеет высокую концентрацию энергии [1]. Природа таких плазменных образований и их устойчивость до сих пор остаются неясными.

Капиллярный разряд широко используется при создании лазеров в области мягкого рентгена и источников излучения для области далекого ультрафиолета. Такие лазеры благодаря своей компактности, прекрасному качеству пучка и высокой надежности в области длин волн 10–50 нм используются для создания микроскопов с высоким разрешением, в микроголографии, для измерения концентрации плазмы высокой плотности, применяются для изучения поверхности полупроводниковых материалов и в нанолитографии. Предполагается также использовать капиллярные разряды для электротермических импульсных плазменных двигателей, а также в технике сверхзвукового ускорения вещества. Преимущество этих двигателей состоит в том, что они имеют простую и надежную конструкцию, требуют сравнительно низких затрат средней электрической мощности и обладают высоким удельным импульсом. Такие двигатели предполагается использовать при переводе космических аппаратов с орбиты на орбиту, удалении объектов с орбит, а также контроле высоты орбиты малых спутников. Кроме того, капиллярные разряды могут быть использованы для создания тонкопленочных покрытий, в качестве прерывателей в цепях с сильными токами, в электрических печах, в горнодобывающей промышленности и строительстве [2], а также для моделирования шаровой молнии в лабораторных условиях. Более подробные ссылки можно найти в работе [3]. Во всех

этих устройствах энергия разряда идет на разрушение и испарение материала стенок капилляра, а образовавшиеся ионы являются основной компонентой разрядной плазмы. Подобные тонкие струи (джеты) наблюдаются в астрофизике [4]. Джеты имеют устойчивую форму и очень похожи на плазменные струи, формируемые в эрозионном капиллярном разряде.

К настоящему времени не до конца исследован вопрос о том, с помощью каких параметров можно оказывать воздействие на длину и форму струи. Ранее было установлено, что это можно делать с помощью изменения энерговклада в разряд [3] и поперечного магнитного поля [5]. В настоящей работе изучается влияние на геометрию струи величины отношения длины капилляра к его диаметру: l/d , формы возвратного электрода, а также индуктивности L и накопительной емкости C_p .

Другой круг вопросов связан с характером течения струи в окружающем газе. Режим истечения струи из капилляра определяется отношением давления на срезе капилляра P_C к давлению окружающей среды P_∞ : $K = P_C/P_\infty$ [6–8]. Параметр K называется степенью нерасчетности. Признаком сверхзвукового истечения струи считается формирование расширяющегося „виртуального сопла“ при $K > 1$. Величина давления внутри капилляра зависит от мощности разряда W . От нее зависит также скорость, с которой разрушаются стенки капилляра, и соответственно состав струи. В [9] при истечении струи из капилляра в атмосферу пороговая величина удельной объемной мощности q_V оценивалась как $q_{V,thr} \sim 5 \text{ MW/cm}^3$. Цель настоящей работы — определить более точно величину пороговой мощности, а также изучить влияние на нее диаметра и длины капилляра.

Описание прибора и методов измерений

Для изучения процессов в плазменной струе, формируемой с помощью эрозионного капиллярного разряда, создана установка, в которой реализован такой раз-

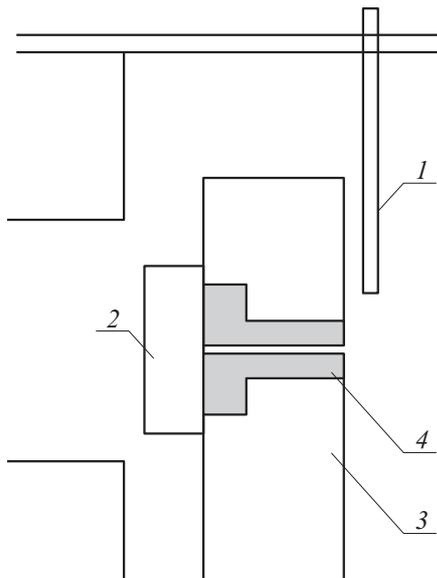


Рис. 1. Конструкция капиллярного разрядника: 1 — возвратный электрод (из меди), 2 — питающий электрод (из углерода), 3 — диск с отверстиями, 4 — фрагмент диска со сменным капилляром.

ряд. Конструктивная схема капилляра и расположения электродов показана на рис. 1. Торцевой графитовый электрод плотно примыкает к тыльной стороне капилляра, а медный возвратный электрод устанавливается с небольшим зазором у открытой стороны капилляра. Для зажигания разряда использовалась высоковольтная искра, формируемая с помощью импульсного трансформатора, вторичная обмотка которого выполняла роль индуктивности разрядного контура L . Величина энергии, вкладываемой в разряд, могла варьироваться от 10 до 2000 Дж. Подробное описание прибора и электрической схемы приведено в работе [3].

Для оптической регистрации струи создана многокамерная оптическая система, состоящая из четырех синхронизированных видеокамер VNC-748. Минимальное время экспозиции видеокамеры равно $0.5 \mu\text{s}$. Характерное время существования струи составляет 1–10 мс. Система позволяет за время одного разряда („выстрела“) получать снимки струи в разные моменты времени, в разных пространственных точках или под разными углами. Создана система синхронизации видеокамер между собой и с моментом поджига разряда. Моменты съемки камер относительно поджига контролировались с помощью 4-канального осциллографа Tektronix TDS-2024. Режимы работы камер задаются программным путем на четырех нетбуках.

Ведущая камера включается с заданной задержкой относительно момента поджига разряда (задаваемого с помощью импульса „Laser1“), ведомые — с заданными задержками относительно срабатывания ведущей. Все задержки привязываются к заднему фронту стробов, т. е.

к моментам закрытия электронных затворов. Задержка ведущей камеры t_M связана с реальной задержкой t_R и серединой строба $\tau_s/2$ следующим образом:

$$t_M = (18.98 \text{ ms} - t_R - \tau_s/2) / 1.01. \quad (1)$$

Задержки ведомых камер относительно ведущей выражаются формулой $t_S = (t_R - t_M) / 2$. Величины t_M и t_S задаются программно.

Для ослабления яркого излучения струи использовались нейтральные серые фильтры: НС-8, НС-9 и НС-10.

Длительность разряда τ_i зависит от емкости накопительной батареи C_p и индуктивности цепи L . По оценкам она должна составлять около $\pi(LC_p)^{1/2}$. В экспериментах C_p могла варьироваться от $60 \mu\text{F}$ до 6.76 mF подключением параллельно минимальной емкости различных конденсаторов или батарей, а L — от 0.75 до 6.87 mH (только за счет использования ферромагнитного сердечника). В результате в наших экспериментах длительность разряда изменялась в пределах от 0.6 до 15 ms .

Временные зависимости тока $i(t)$ и напряжения $u(t)$ разряда записывались цифровыми осциллографами С9-8 и Tektronix TDS-2024.

Экспериментальные результаты

Изучались характеристики плазменной струи, вылетающей из капилляра, сформированного в оргстекле (полиметилметакрилате — ПММА). Использовались капилляры с длиной $l = 5.5, 10.7$ и 18.1 mm . При заданной длине l диаметр капилляра d увеличивался от выстрела к выстрелу, и на всех капиллярах в ходе эксперимента он оказывался в диапазоне от 0.9 до 3.2 mm .

Было изучено влияние на геометрию струи таких параметров, как калибр капилляра, форма возвратного электрода, а также индуктивности и накопительной емкости. На рис. 2, *a, b* представлен пример обработки одного выстрела. Здесь показаны фотографии струи в

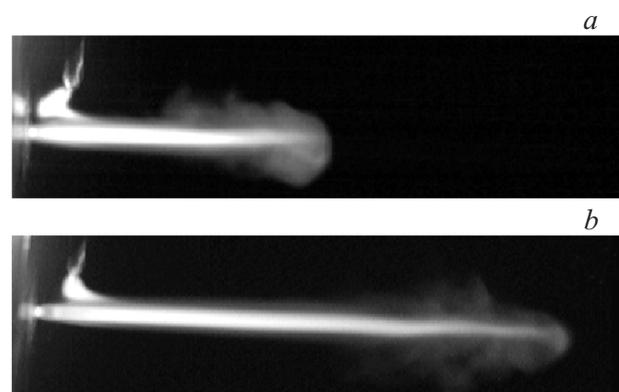


Рис. 2. Снимки струи, сделанные в одном выстреле двумя камерами, но в разные моменты времени: *a* — временной сдвиг равен 0.122 ms ($i = -95 \text{ A}$), *b* — 0.245 ms ($i = -125 \text{ A}$); $U_C = -830 \text{ V}$, $C_p = 0.06 \text{ mF}$, $L = 0.8 \text{ mH}$, $l = 10.7 \text{ mm}$, $d = 1.25 \text{ mm}$.

разные моменты времени в одном выстреле, снятые двумя камерами. На камерах выставлена экспозиция $4 \mu\text{s}$ и минимальное усиление 0.9 dB . Для ослабления излучения струи на камерах стоит фильтр НС-10.

Показано, что существует довольно узкий диапазон диаметров капилляра, в котором струя имеет максимальную длину. При длине капилляра 10 mm , $C_p \sim 0.5 \text{ mF}$ и $L \sim 1.0 \text{ mH}$ оптимальный диапазон диаметров составляет $2.0\text{--}2.8 \text{ mm}$.

Определен также нижний порог по напряжению, при котором загорается развитый разряд. Дело в том, что за время существования плазменного канала, сформированного искрой, разрядный ток должен достичь некоторого порогового уровня $\sim 10 \text{ A}$, чтобы обеспечить достаточную ионизацию материала, поступающего со стенок капилляра. Скорость нарастания тока в начальный момент зависит от напряжения на накопительном конденсаторе U_C и от индуктивности цепи: $di/dt = (U_C - u)/L$, где u — падение напряжения в плазме. В данных экспериментах необходимая величина U_C при минимальной величине L и длине капилляра $l = 10.7 \text{ mm}$ составила -315 и $+330 \text{ V}$ для разных полярностей напряжения.

Исследовано влияние формы возвратного электрода на характеристики струи. Электрод был либо односторонний, либо кольцевой. Обнаружено, что все кольцевые электроды дают худшую структуру струи, чем односторонние. Это связано с характером истечения струи из капилляра: кольцо препятствует подосу газа из окружающей атмосферы к струе, что приводит к снижению давления в области среза капилляра. В результате происходит резкое расширение струи, т.е. формируется „виртуальное сопло“, струя фактически впрыскивается в область с противодавлением и не может дальше распространяться с той же скоростью.

Проведены исследования порога по мощности W , вкладываемой в разряд, при которой происходит переход из дозвукового в сверхзвуковой режим. Мгновенную мощность, выделяющуюся в капилляре, можно оценить по формуле $W(t) = u(t)i(t)$. Тогда мгновенная объемная плотность мощности будет равна $q_V(t) = W(t)/[\pi/4)d^2l]$. В работе [9] в качестве критерия перехода из дозвукового режима истечения струи в сверхзвуковой предлагалось использовать именно эту величину. Авторы [9] дают оценку пороговой объемной плотности мощности: $q_{V,thr} = 5 \text{ MW/cm}^3$. В настоящей работе мы предлагаем другой критерий, который представляется более обоснованным.

Признаком сверхзвукового режима истечения струи считается формирование виртуального сопла при $K > 1$. При этом на выходе из цилиндрического канала струя начинает быстро расширяться в сторону от оси, формируя виртуальное сопло. По наличию или отсутствию такой структуры мы и судим о том, дозвуковой или сверхзвуковой режим истечения. В эксперименте мы определяем это по снимкам струи. На рис. 3 показаны оба режима. На рис. 3, с приведен также режим, когда в струе формируется несколько скачков уплотнения.

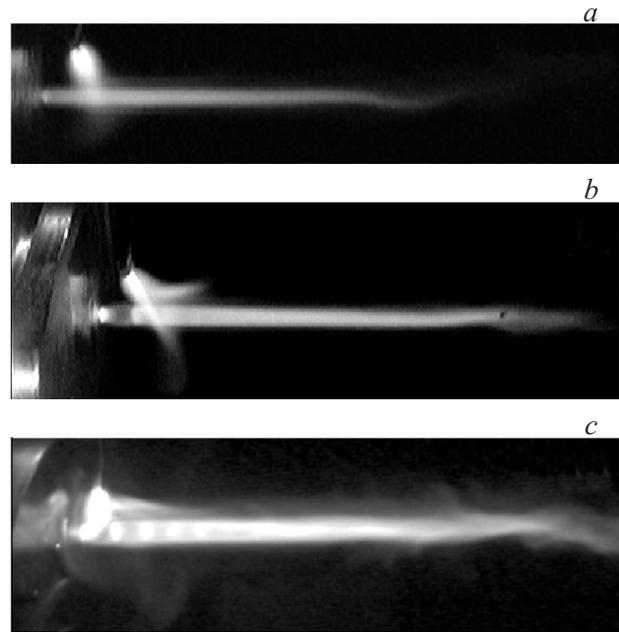


Рис. 3. Различные режимы истечения струи: *a* — дозвуковой режим, $U_C = -500 \text{ V}$; *b* — сверхзвуковой режим („бочка“) $U_C = -810 \text{ V}$, $C_p = 0.24 \text{ mF}$, $L = 0.8 \text{ mH}$, $l = 18.1 \text{ mm}$, $d = 2.08 \text{ mm}$; *c* — режим с несколькими скачками уплотнения $U_C = -810 \text{ V}$; $C_p = 0.06 \text{ mF}$, $L = 0.8 \text{ mH}$, $l = 10.7 \text{ mm}$, $d = 1.35 \text{ mm}$.

Такой режим реализуется при небольшом превышении пороговой мощности. При значительном превышении порога образуется только одна „бочка“ (см., например, рис. 3, *b*).

Для того чтобы в одном разряде можно было определить порог формирования сверхзвуковой струи, мы регистрировали ее в одном выстреле четырьмя камерами в разные моменты времени, которые соответствовали разным уровням тока или мощности. Связано это с тем, что напряжение на разряде изменяется слабо, а ток изменяется сильно и плавно. Поскольку длительность экспозиции каждой видеокамеры составляла порядка микросекунды, а интервал между снимками двух видеокамер составлял десятки и сотни микросекунд, можно считать, что снимок струи фиксируется мгновенно. Поэтому за один разряд можно оценить характеристики струи сразу для четырех мощностей в одном капилляре. Как правило, временные задержки на видеокамерах выбирались на нарастающей части зависимости $i(t)$ таким образом, чтобы получить следующие уровни токов: $i_1 = 0.51i_M$, $i_2 = 0.64i_M$, $i_3 = 0.80i_M$ и $i_4 = 0.99i_M$, где i_M — максимальное значение тока $i(t)$. На рис. 4 показаны зависимости $i(t)$ и положения стробов, соответствующие указанным уровням тока.

Исследования проводились для трех длин капилляра l : 5.5 , 10.7 и 18.1 mm . При этом в цепи стояли разные величины накопительной емкости C_p и индуктивности L . Мы полагаем, что критическую удельную

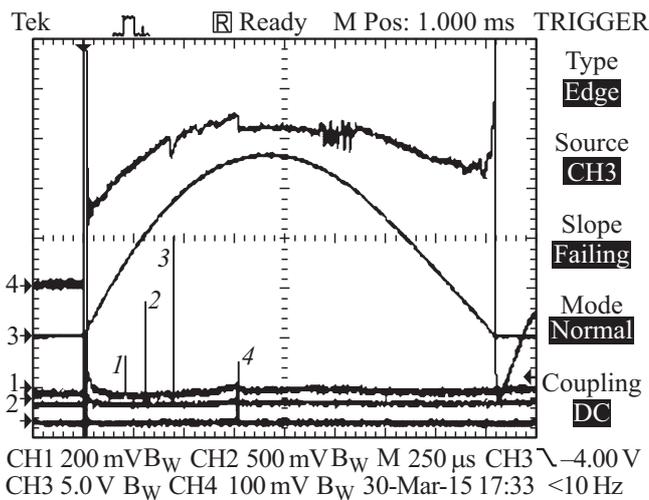


Рис. 4. Временная зависимость тока (канал 3) и положения стробов 1–4 (узкие вертикальные линии), соответствующих ожидаемым уровням тока, (моменты экспозиции относительно поджига: $t_M = 214 \mu\text{s}$ (мастер-камера, 1), $t_S = 314 \mu\text{s}$ (2), $456 \mu\text{s}$ (3) и $773 \mu\text{s}$ (4). $l = 10.7 \text{ mm}$, $d = 2.08 \text{ mm}$, $C_p = 0.51 \text{ mF}$, $L = 0.8 \text{ mH}$, $U_C = +980 \text{ V}$.

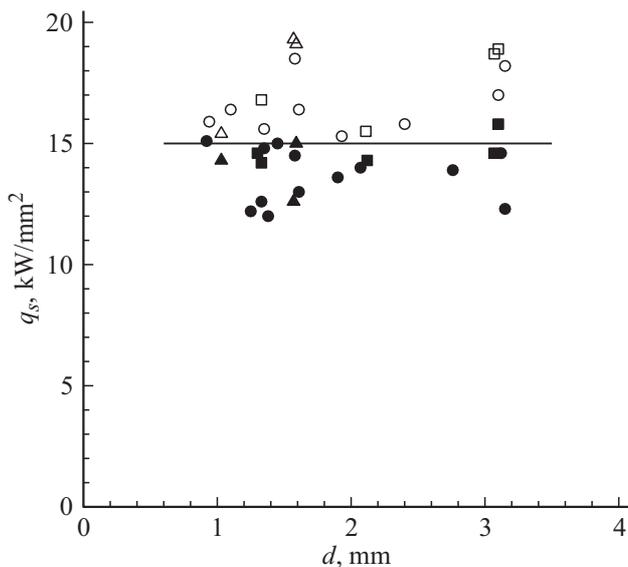


Рис. 5. Зависимость параметра q от диаметра капилляра d для трех длин капилляра: $l = 5.5, 10.7$ и 18.1 mm , полученные при разных величинах C_p и L . Треугольники соответствуют длине капилляра 5.5, кружки — 10.7, квадратики — 18.1 mm. Заполненные значки соответствуют дозвуковому режиму, незаполненные — сверхзвуковому режиму истечения.

мощность, вкладываемую в разряд, следует относить не к единице объема, а к единице площади сечения капилляра $q_s = W/[(\pi/4)d^2]$. Выбор в качестве критического параметра мощности, отнесенной к сечению капилляра, можно обосновать тем, что количество вещества, испаряемого со стенок, прямо пропорционально мощности, а плотность потока этого вещества обратно

пропорциональна сечению капилляра. Полученные нами величины q_s , близкие к границе перехода из дозвукового в сверхзвуковой режим, представлены на рис. 5. Здесь собраны данные для всех трех длин капилляра. Заполненные значки соответствуют дозвуковому, а незаполненные — сверхзвуковому режиму. Видно, что порог перехода слабо зависит от длины капилляра. Данные сняты при разных величинах C_p и L , т.е. порог слабо зависит и от элементов разрядного контура. Величина порога $q_{s,thr}$ оказалась равной примерно 15 kW/mm^2 .

В работе [9] исследования проводились практически при одной и той же длине капилляра: $l = 5-7 \text{ mm}$, т.е. реальный разброс по длине составлял $\pm 15\%$. Поэтому объемную и поверхностную критические плотности мощности не различить. Мы проводили серии экспериментов с тремя существенно различающимися по длине капиллярами. Если критическую мощность относить не к объему, а к сечению капилляра, то эта величина в [9] лежит в пределах от 5 до 70 kW/mm^2 , т.е. неопределенность порога превышает порядок. Полученная нами оценка критической мощности — 15 kW/mm^2 лежит где-то в середине этого интервала.

Для малых диаметров определить порог невозможно по следующей причине. Как мы писали выше, существует порог по напряжению, ниже которого развитый разряд не разгорается. При малой площади сечения капилляра S вблизи этого порога отношение мощности, вкладываемой в разряд, к S оказывается довольно большим, и мы всегда попадаем в сверхзвуковой режим. С другой стороны, при больших диаметрах капилляра мы не могли получить сверхзвуковой режим истечения струи, поскольку нужно было вкладывать очень большие мощности, которые на нашей установке первоначально не были предусмотрены. Для формирования направленного потока плазмы отношение длины капилляра к его калибру не должно быть слишком малым: $l/d \sim 5$ и больше. При малых значениях этого отношения плазма вылетает не в виде тонкой струи, а в виде факела или даже облака. Кроме того, при длинных (и особенно тонких) капиллярах напряжение порядка 100 kV , развиваемое импульсным трансформатором, оказывается недостаточным, чтобы пробить промежуток. Дело в том, что, во-первых, поляризация диэлектрика с $\epsilon > 1$ ослабляет поле внутри капилляра, во-вторых, достаточно велика вероятность рекомбинации носителей заряда на стенках капилляра, а не ионизации ими газа. В результате в свободном пространстве развиваемое напряжение пробивает 35 mm , а капилляр длиной 20 mm пробивается не всегда. Отметим, что при недостаточной мощности разряда наблюдался еще один режим истечения, когда струя плазмы и токовый шнур не заполняют все сечение, а сосредоточены около оси капилляра. При этом плазма отжимается от стенок капилляра потоком сравнительно холодного неионизированного газа, поступающего с боковой стенки.

Отметим, что максимальная длина струи плазмы достигается при околоритическом (т.е. трансзвуковом)

истечении. В докритическом режиме с ростом мощности разряда и расход вещества, и скорость струи растут. С другой стороны, в сверхкритическом режиме истечения, когда формируются сильные скачки уплотнения, происходит торможение струи плазмы ими. Кроме того, на висящих скачках уплотнения наблюдается турбулизация струи. В результате скорость струи после скачка уплотнения падает с ростом мощности.

Заключение

Проведены исследования влияния как геометрии капилляра и электродов, так и элементов внешней цепи на течение в струе плазмы после выхода из открытого торца капилляра. Определены условия, при которых достигается максимальная длина струи. Установлено, что для получения длинной тонкой струи необходимо, чтобы выполнялось условие $l/d \geq 5$. Определен оптимальный диаметр капилляра, при котором достигается максимальная длина струи, в зависимости от параметров разрядного контура. Изучено влияние формы электродов на свойства струи.

При изучении условий перехода от дозвукового к сверхзвуковому режиму истечения струи удалось найти критический (или пороговый) параметр — удельную мощность разряда на единицу сечения капилляра $q_{S,thr}$, при котором наблюдается смена режима. На величину $q_{S,thr}$ почти не влияют ни длина капилляра, ни элементы разрядного контура.

Один из авторов (И.Н. Колышкин) благодарит РФФИ (грант № 13-08-00149) за частичную поддержку.

Список литературы

- [1] Авраменко Р.Ф., Бахтин Б.И., Николаева В.И., Поскачьева Л.И., Широков Н.Н. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 12. С. 57–64.
- [2] Иванов Н.А., Пивоваров М.И., Войтенко Н.В., Юдин А.С. // Изв. Томского ПУ, 2012. Т. 321. № 2. С. 136–140.
- [3] Ender A.Ya., Kuznetsov V.I., Kolyshkin I.N., Shchetinina A.N. // The Open Plasma Physics J. 2011. Vol. 4. P. 40–54.
- [4] Evans D.A., Hardcastle M.J., Croston J.H., Worrall D.N., Birkinshaw A.N. // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2005. Vol. 359. P. 363.
- [5] Эндер А.Я., Кузнецов В.И., Колышкин И.Н., Конин А.Ю., Щетинина А.Н. // X-Международ. конф. Современные проблемы электрофизики и электродинамики жидкостей. Сб. докл. СПб. 2012. ISBN 978-5-98340-282-9. СПб.: СОЛО. С. 139–141.
- [6] Лукьянов Г.А. Сверхзвуковые струи плазмы. Л.: Машиностроение, 1985. 264 с.
- [7] Юсупалиев У. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 52–61.
- [8] Леонов С.Б., Лукьянов Г.А. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 35. P. 13–18.
- [9] Пащина А.С., Климов А.И. // Хим. физ. 2014. Т. 33. № 2. С. 78–86.