

03;04

Об особенности свечения поперечного разряда в зависимости от массового расхода газа в вихревой камере

© И.П. Завершинский, А.И. Климов, В.Г. Макарян, Н.Е. Молевич,
И.А. Моралев, Д.П. Порфирьев

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
Объединенный институт высоких температур РАН, Москва
Самарский государственный аэрокосмический университет
E-mail: molevich@fian.smr.ru

Поступило в Редакцию 22 июня 2009 г.

На основе численного моделирования турбулентного закрученного потока в трубке с локальным источником тепловыделения дано качественное объяснение экспериментально наблюдаемым особенностям формирования зон свечения разрядной области при различных значениях массового расхода газа.

PACS: 47.32 Ef, 52.25 Os

В работах [1,2] был осуществлен поперечный газовый разряд постоянного тока в закрученном потоке воздуха или азота. Параметры разряда постоянного тока соответствовали напряжению $U \leq 10$ kV, току $I \leq 2$ А, мощности $P \leq 3$ kW. Условия разряда были близки к равновесным с концентрацией электронов $n_e \sim 10^{14}$ cm⁻³, что соответствует температуре, оцениваемой по формуле Саха, $T \sim 5000$ К [3]. Дозвуковой закрученный поток воздуха или азота атмосферного давления создавался в трубке диаметром 2–6 см с торцевым вдувом и открытым противоположным концом. Массовый расход газа не превышал 9 g/s. Угол закрутки потока составлял 45°.

Одним из результатов этого эксперимента является образование горячей ($T \sim 3000$ К) продольной осесимметричной светящейся области, имеющей форму конуса, который выдувается потоком при относительно малых значениях расхода, рис. 1, *a*, и вытягивается на расстояние ~ 0.1 – 0.3 m навстречу ему с ростом расхода газа, рис. 1, *b*, *c*.

В рассматриваемом диапазоне осевых скоростей (< 5 m/s) и параметрах разряда и вихревой камеры продольный размер разрядной обла-

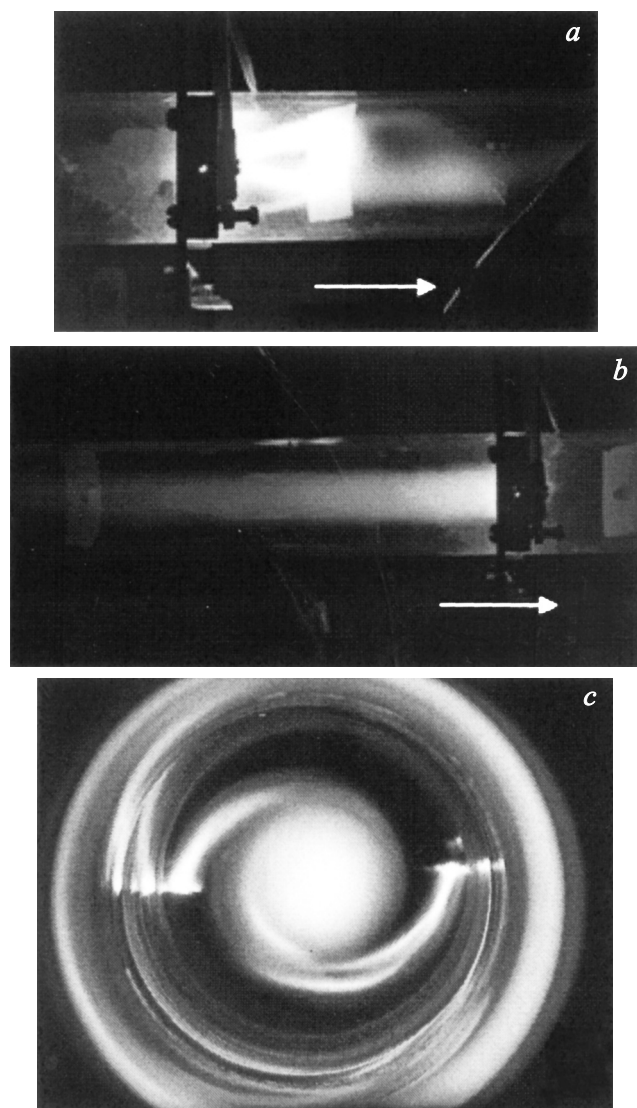


Рис. 1. Протяженное светящееся образование, полученное в [1,2]. Вид сбоку при массовом расходе воздуха 2 g/s (a), 9 g/s (b) и вид с торца при массовом расходе 9 g/s (c). Горизонтальной стрелкой указано направление потока.

сти фактически совпадает с диаметром электродов. В разрядной области возникают продукты эрозии электродов и плазмохимических реакций, которые нагреваются до $\sim 3000\text{--}5000\text{ К}$, формируя фиксируемый в [1,2] непрерывный спектр теплового излучения и полосатый спектр излучения возбужденных молекул. Характерное время их остывания τ в условиях [1,2] существенно больше времени рекомбинации, поэтому характерная длина светящейся области $\sim v_z \tau$, формируемой горячими частицами, увлекаемыми потоком, сравнима с длиной вихревой трубки, что и наблюдалось экспериментально.

Известно, что структура закрученных течений заметно отличается от структуры течений без закрутки [4–10]. Одной из важных особенностей закрученных потоков является то, что с увеличением угла закрутки потока происходит образование противоточных (рециркуляционных) зон. Аналитических решений, описывающих структуру закрученного потока с объемным подводом энергии, к настоящему времени не существует. Численный анализ эволюции и структуры незакрученного потока в присутствии локализованного однородного источника нагрева проводился в работах [11,12]. Стационарная структура закрученного течения в дозвуковом радиально неограниченном потоке с приосевым объемным подводом энергии численно исследовалась в работах [13,14]. При этом использовались приближения, не допускающие описания возвратных течений.

Цель настоящей работы — на основе численного расчета структуры закрученного потока в трубе с источником объемного тепловыделения дать качественное объяснение причин свечения разрядной области, наблюдаемого по или против потока при одном и том же угле закрутки, но разных массовых расходах газа.

Моделирование структуры закрученного течения в дозвуковом потоке с объемным подводом энергии в трубе проводился с использованием программного комплекса FLUENT 6.3 в режиме осесимметричного турбулентного закрученного потока. При моделировании использовались стационарные уравнения Навье–Стокса, осредненные по Рейнольдсу и записанные в цилиндрической системе координат (r, φ, z) . Турбулентная вязкость определялась с помощью модели турбулентности Спаларта–Аллмараса. Данная система уравнений дополнялась уравнением энергии, учитывающим вклад в теплообмен вязкостного нагрева, теплопроводности и локализованного объемного источника нагрева,

моделирующего тепловыделение в разряде

$$\frac{\partial[v_i(\rho E + P)]}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\kappa + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} + v_i \mu_{eff} \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \right] + Q.$$

Были использованы граничные условия на входе в трубу

$$v_r(r, 0) = 0, \quad v_\varphi(r, 0) = f_1(r), \quad v_z(r, 0) = f_2(r),$$

$$T(r, 0) = T_0, \quad \rho(r, 0) = \rho_0, \quad \mu_t/\mu = f_3(r)$$

и условия прилипания на стенках трубы

$$v_r(R, z) = v_\varphi(R, z) = v_z(R, z) = 0, \quad T(R, z) = T_0, \quad \rho(R, z) = \rho_0.$$

Здесь v_r , v_φ , v_z — радиальная, тангенциальная и продольная компоненты скорости течения соответственно, E — объемная плотность энергии, P — давление, T — температура, ρ — плотность, μ , μ_t и $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$ — коэффициенты сдвиговой, турбулентной и эффективной вязкости, κ и κ_t — коэффициенты теплопроводности и турбулентной теплопроводности, $Pr_t = \frac{\mu_t c_p}{\kappa_t}$ — турбулентное число Прандтля, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, зависящая от температуры, $Q(r, z)$ — объемная плотность мощности источника нагрева. Полная мощность тепловыделения от локализованного источника принималась равной 1.2 kW. Радиальная зависимость мощности тепловыделения соответствовала преимущественному выделению тепла ($\sim 70\%$) в кольцевом цилиндре с радиусами $0.5R < r < R$, длиной $l = 1$ см. Невозмущенное потоком давление полагалось равным атмосферному. Радиус трубы $R = 3$ см, длина трубы $L = 0.5$ м. В начальном сечении задавалась температура $T_0 = 300$ К.

Радиальные распределения тангенциальной и осевой скоростей $f_1(r)$, $f_2(r)$ выбирались близкими к экспериментально измеренным в торцевом завихрителе с углом закрутки 45° [8] и соответствовали полностью закрученным потокам. Коэффициент турбулентной вязкости на входе в трубу рассчитывался с учетом вида $f_1(r)$, $f_2(r)$ в соответствии с моделью [4,15].

Расчетная сетка содержала около 85000 элементов и сгущалась вблизи стенок трубы и в окрестности источника. На открытом конце трубы ($z = L$) считался сохраняющимся массовый расход. Для проверки был проведен ряд расчетов при постановке граничного условия в виде постоянного давления в дальней зоне. Качественно приведенные ниже результаты при этом не менялись, но подобный расчет требовал гораздо больше расчетного времени. Дискретизация пространственных операторов дифференциальных уравнений сохранения выполнена со вторым порядком точности. Для расчета конвективных слагаемых применялась противопоточная разностная схема QUICK. Для дискретизации дифференциальных операторов, отражающих действие вязкости, применяется центральная разностная схема второго порядка.

Согласно полученным результатам численного моделирования при используемом в [1,2] угле закрутки потока возникает противоточная зона засасываемого в центральную область атмосферного газа, первоначально не имеющего вращательной составляющей скорости. На существование этого эффекта указывалось в [8]. Затем, растекаясь от центра, всасываемый газ периферийными слоями увлекается во вращение. Осевая скорость внутри этой области мала, а на границе с основным потоком вообще достигает нуля. При наличии локализованного источника тепловыделения эта приосевая зона пониженных скоростей сильно перегревается и плотность в ней резко падает. В результате на границе с этой областью также резко растет радиальная составляющая прямого потока, направленная к оси трубы по градиенту температуры $v_{r,1}/v_{r,0} = \rho_0/\rho_1 \approx T_1/T_0$, где ρ_0 , T_0 и ρ_1 , T_1 — плотности и температуры газа в холодной и нагретой областях соответственно. Следствием этого является преломление линий тока к оси трубки. На аналогичный эффект влияния разрядной области на закрученный поток ранее было указано в [3].

Эффективность конвективного охлаждения растет с ростом расхода газа. При малых расходах газа (или больших энерговкладах) приосевая зона нагревается сильнее. В результате преломление линий тока происходит под большим углом, и основной поток протекает через локальную зону источника к выходному отверстию, пробивая и разрушая зону противотока. За источником по потоку образуется менее плотная горячая область, рис. 2, *a*.

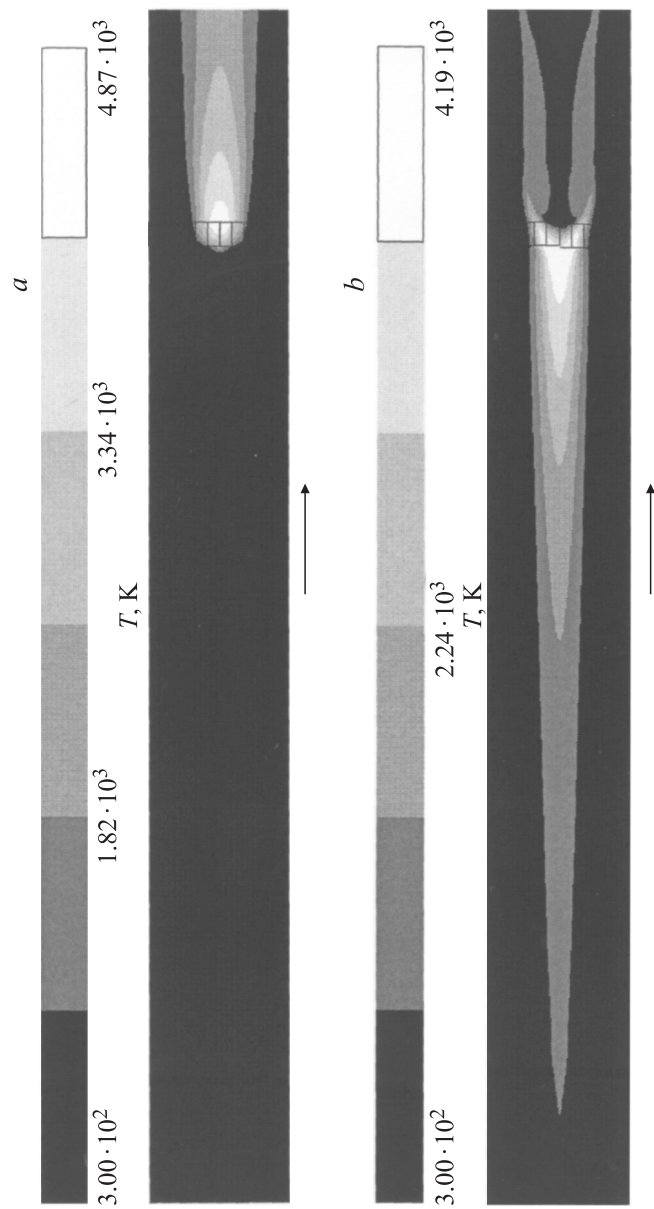


Рис. 2. Изолинии температуры T закрученного потока в воздухе. a — массовый расход 2 g/s , b — массовый расход 9 g/s . Горизонтальной стрелкой указано направление потока. Положение источника тепловыделения указано решеткой.

При увеличении расхода газа, то есть более эффективном охлаждении, преломление линий тока оказывается не столь значительным и разрушение зоны противотока происходит только вблизи источника или не происходит вовсе. В результате область наиболее горячего разреженного газа выдувается против потока газа, рис. 2, *b*, причем в зоне источника и перед источником тангенциальная скорость в осевой зоне гораздо больше, чем за источником.

С использованием полученных результатов была также проведена оценка поправочного коэффициента, позволяющего учитывать в обобщенной модели Спаларга—Аллмараса (SARC) [16] эффекты кривизны линий тока. Модель SARC, как показано в ряде работ, например [17], обеспечивает приемлемую для практики точность расчета широкого круга вихревых течений. Получено, что в условиях данной работы эта поправка не существенна, так что в поставленной в работе задаче допустимо применять уравнение для турбулентной вязкости, используемое в комплексе FLUENT 6.3.

Полученные закономерности изменения структуры потока с локальным источником нагрева в зависимости от расхода газа позволяют качественно объяснить наблюдаемые особенности светимости поперечного разряда в закрученном потоке. Очевидно, что интенсивность излучения будет больше в более нагретой области. При малых расходах газа сильно нагретые и возбужденные в разрядной области продукты эрозии электродов и плазмохимических реакций уносятся вперед от разрядной области, образуя светящийся след по потоку (рис. 1, *a*, 2, *a*). С увеличением расхода длина этого следа уменьшается. Дальнейшее увеличение расхода газа приводит к выносу светящихся продуктов плазмохимии осевым противотоком, образуя наблюдаемый светящийся конус, растущий в направлении завихрителя (рис. 1, *b*, 2, *b*).

Работа частично поддержана НИР ГР 01200805605, аналитической целевой программой „Развитие научного потенциала высшей школы“ (2009–2010 гг.), проект 2.1.1/309.

Список литературы

- [1] Klimov A., Bitiurin V., Tolkunov B., Moralev I., Shirnov K., Plotnikova M., Minko K., Kutlaliyev V. // 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting (Reno, NV, 7–11 January 2008). Paper AIAA 2008–1386.

- [2] *Klimov A., Bitiurin V., Tolkunov B., Moralev I., Plotnikova M., Minko K., Molevich N., Zavershinsky I.* // 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition (Orlando, Florida, 5–8 January 2009). Paper AIAA 2009–1046.
- [3] *Райзер Ю.П.* Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980. 416 с.
- [4] *Гупта А., Лилли Д., Сайред Н.* Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 588 с.
- [5] *Гуцол А.Ф.* // УФН. 1997. Т. 167. № 6. С. 665–688.
- [6] *Смольский И.И.* Аэродинамика и процессы в вихревых камерах. Новосибирск: Наука, 1992. 301 с.
- [7] *Гольдштик М.А.* Вихревые потоки. Новосибирск: Наука, 1981. 368 с.
- [8] *Щукин В.К., Халатов А.А.* Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах. М.: Машиностроение, 1982. 200 с.
- [9] *Казанцева О.В., Пиралишвили Ш.А., Фузеева А.А.* // ТВТ. 2005. Т. 43. № 4. С. 606–611.
- [10] *Митрофанова О.В.* // ТВТ. 2003. Т. 41. № 4. С. 587–633.
- [11] *Суржиков С.Т.* // ТВТ. 2002. Т. 40. № 4. С. 591–602.
- [12] *Железнякова А.Л., Суржиков С.Т.* // Физико-химическая кинетика в газовой динамике / www.chemphys.edu.ru/pdf/2008-09-01-034.pdf. С. 1–5.
- [13] *Казаков А.В.* // Механика жидкости и газа. 1998. № 6. С. 47–53.
- [14] *Асмолов Е.С., Казаков А.В., Киселев А.Ф., Русьянов Д.А.* // ТВТ. 2005. Т. 43. № 4. С. 594–600.
- [15] *Lilley D.G.* // AIAA J. 1973. V. 11. N 7. P. 955–960.
- [16] *Spalart P.R., Shur M.L.* // Aerospace Science and Technology. 1997. V. 1. N 5. P. 297–302.
- [17] *Shur M.L., Strelets M.K., Travin A.K., Spalart P.R.* // AIAA J. 2000. V. 38. N 5. P. 784–792.