

УДК 536.12:535.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА И АЭРОТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГИПЕРЗВУКОВЫХ ПОТОКОВ С ГАЗОВЫМИ РАЗРЯДАМИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С.Т.Суржиков

Институт проблем механики Российской академии наук

Возможность использования импульсных тлеющих разрядов и разрядов постоянного тока для модификации поля течения гиперзвуковых пограничных слоев, управления потоком и изменения характеристик теплообмена подробно обсуждается в аэрокосмическом сообществе последнее десятилетие [1]. Одной из главных причин повышенного интереса к этим вопросам является проведение широкого круга исследований в области разработки гиперзвуковых летательных аппаратов различного назначения, наиболее значимая часть полета которых будет происходить на высотах выше 30 км, где атмосфера является весьма разреженной.

В данной статье изложены результаты исследований, являющихся продолжением работ, посвященных анализу перспектив использования тлеющих разрядов в аэрофизических приложениях.

Первые работы этой серии [2-5] были посвящены анализу электродинамической структуры классического тлеющего разряда, горящего в режиме нормальной плотности тока между двумя бесконечными электродами [2], а также особенностей поведения тлеющего разряда в поперечном сверхзвуковом [3] и дозвуковом газовых потоках [4]. Принципиально важным для последующих исследований в аэрофизике оказался учет нагрева газа в тлеющем разряде [5]. Более подробное исследование этого эффекта было выполнено в [6].

В работах [3,4] была введена в рассмотрение одна электродная секция (катод) конечных размеров, расположенная на нижней плоскости прямоугольного газодинамического тракта поперек газового потока. В этом случае тлеющий разряд горел не в режиме нормальной плотности тока и заполнял весь электрод. Еще одной особенностью этих работ явилось использование принципиально иной, чем в [2], модели тлеющего разряда, а именно – квазинейтральной модели разряда.

Тлеющий разряд между двумя бесконечными электродами во внешнем поперечном магнитном поле рассмотрен в работах [2,7] в рамках диффузионно-дрейфовой модели. Исследован важный эффект движения столба тлеющего разряда перпендикулярно вектору индукции магнитного поля. В работе [8] дано развитие этой модели на случай электроотрицательного газа.

Подчеркнем важные различия между двумя использованными моделями тлеющего разряда: диффузионно-дрейфовой и квазинейтральной. Диффузионно-дрейфовая модель дает описание приэлектродных слоев тлеющего разряда, что особенно важно при пониженных давлениях ($p \leq 5 \text{ Тор}$). Двумя недостатками этой модели являются ее большая трудоемкость в компьютерной реализации и невозможность описать нелокальные процессы в приэлектродных слоях, что особенно важно при давлениях

менее 1 Тор. Существенно более простая квазинейтральная модель не позволяет описать структуру приэлектродных слоев, заменяя их специальным граничным условием, но является весьма экономичной при расчетах тлеющих разрядов сложных конфигураций при повышенных давлениях ($p \geq 10$ Тор).

Еще одно направление численных исследований тлеющих разрядов состояло в анализе их структуры в условиях горения не между противоположно расположенными электродами (на противоположных поверхностях), а между электродами, расположенными на одной поверхности. Расчеты такой конфигурации разряда в диффузионно-дрейфовом приближении выполнены в [9]. В работе [10] приведена квазинейтральная модель тлеющего разряда в одной плоскости применительно к задаче обтекания аэродинамического профиля (криволинейной поверхности) NACA-0012. В рамках этой же модели проведены расчетные исследования тлеющего разряда применительно к экспериментам профессора Дж.Шэнга (Wright State University, USA) по обтеканию пластины сверхзвуковым потоком, на поверхности которой размещены две секции тлеющего разряда постоянного тока [11-13]. В [10] обращается внимание на то, что для обеспечения квазистационарного воздействия на газовый поток может использоваться также импульсный тлеющий разряд, поскольку характерные времена формирования электродинамической и газодинамической структуры различаются на три порядка.

Указанная серия работ была обобщена в [1,11,14] с позиций анализа перспектив создания электромагнитных актюаторов для гиперзвуковой аэрофизики. Сформулированная в этих работах проблема изучения физико-химической структуры тлеющих разрядов для аэрофизики была частично решена в работах [15-19], где разработана модель химических процессов в разряде и колебательного возбуждения молекул воздуха электронным ударом.

В последние годы модель [2,7] была развита применительно к высокочастотному разряду в магнитном поле [20]. Диффузионно-дрейфовая модель применялась также для анализа плазменных колебаний в тлеющем разряде при включении магнитного поля [21] и для изучения взаимодействия тлеющего разряда с поперечным потоком нейтрального газа [22].

Эффект образования торообразной структуры тлеющего разряда в режиме нормальной плотности тока обнаружен в [23] при пониженном давлении ($p = 1$ Тор). Эффект является весьма неожиданным для классической физики тлеющего разряда и нуждается в экспериментальной проверке.

И, наконец, результаты недавних исследований по структуре сверхзвукового газового потока в плоском канале с поверхностным тлеющим разрядом изложены в [24,25]. Продолжение исследований, начатых в [24,25], посвящена данная работа.

Используемая в данной работе вычислительная модель подробно изложена в [24]. Рассматривается сверхзвуковое движение газа (N_2) в плоском канале (рис.1). Газовый поток с параметрами $V_\infty, \rho_\infty, p_\infty, T_\infty$ поступает в канал слева. На обеих плоскостях канала поперек направления газового потока расположены электроды, между которыми поджигается тлеющий разряд. Каждая пара электродов имеет свою собственную внешнюю электрическую цепь с ЭДС источника питания E и сопротивлением R_0 .

Расчетная область задачи $AA'G'G$ включает в себя участок невозмущенного газового потока $AA'B'B$ и область внутреннего течения между двумя поверхностями BG и $B'G'$. В рассматриваемом случае размеры и местоположение электродов одинаковы на нижней и верхней поверхностях ($x_C = x_{C'} = 3.2$ см, $x_D = x_{D'} = 3.835$ см, $x_E = x_{E'} = 5.0$ см, $x_F = x_{F'} = 5.7$ см). Параметры двух внешних электрических цепей (E, R_0) также полагаются одинаковыми. Заметим, что задание одинаковых конфигураций электродов на нижней и верхней поверхностях канала позволяет тестировать разрабатываемые компьютерные модели путем анализа свойств симметрии получаемых решений.

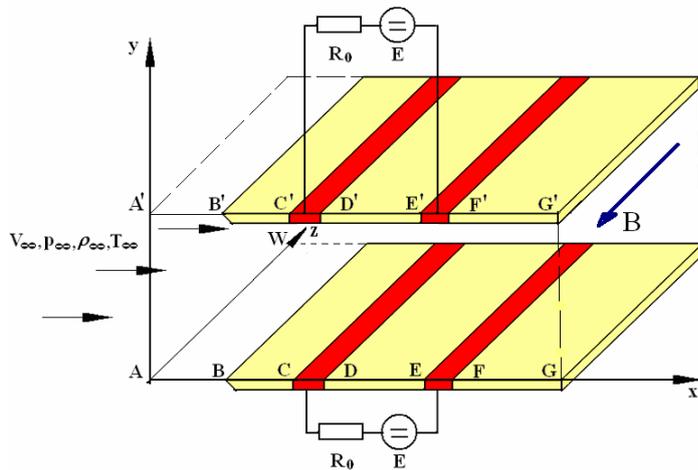


Рис. 1 Схема решаемой задачи

Для анализа влияния объемных сил Лоренца в поверхностном разряде на газовую динамику канала в некоторых расчетных вариантах вводится в рассмотрение внешнее магнитное поле B , которое направлено поперек газового потока (рис. 1). Однако следует иметь в виду, что магнитное поле одного направления будет оказывать разное воздействие на параметры вязко-невязкого взаимодействия вблизи нижней и верхней поверхностей, так как у одной из поверхностей объемная сила будет действовать от поверхности, а у другой – к поверхности.

При построении конечно-разностных сеток принималось в учет необходимость подробного описания газодинамических и электродинамических полей вблизи передней кромки поверхностей канала ($x_B, x_{B'}$), в пограничных слоях у поверхностей, вблизи расположения электродов. В результате получалась расчетная сетка, имеющая несколько областей неоднородного расположения узлов. Принимая во внимание необходимость сохранения свойств симметрии решения задачи в канале, особое внимание уделялось построению идентичных сеток вблизи нижней и верхней поверхностей. Сетки, построенные для более плотного входного потока, имели большее сгущение вблизи поверхностей.

Расчеты проводились с использованием двух моделей внешней электрической цепи. В первой модели задавалось условие постоянства ЭДС источника питания ($E = \text{const}$). В этом случае падение напряжения на электроразрядном промежутке V_{dc} находилось в процессе решения задачи. Во второй модели задавалось условие постоянства тока через электроразрядный промежуток или, что одно и то же, постоянство падения потенциала на промежутке $V_{dc} = \text{const}$. В данной работе приведены результаты, отвечающие этим двум случаям.

Результаты расчетов первого варианта (см. таблицу 1) без поверхностного тлеющего разряда показаны на рис.2, 3. Распределение давления вдоль нижней и верхней поверхностей свидетельствуют о хорошем выполнении свойств симметрии решения уравнений Навье – Стокса. На рис.2 показано также распределение давления, предсказываемого асимптотической теорией вязко-невязкого взаимодействия. Хорошо видно, что распределение давления вблизи переднего среза обтекаемой поверхности (конечно, кроме непосредственной близости к срезу, где решение, получаемое в рамках модели сплошной среды, не является адекватным физике явления) хорошо совпадает с асимптотической теорией. Рост давления при $x > 9$ см связан с влиянием головной ударной волны, идущей от верхней поверхности.

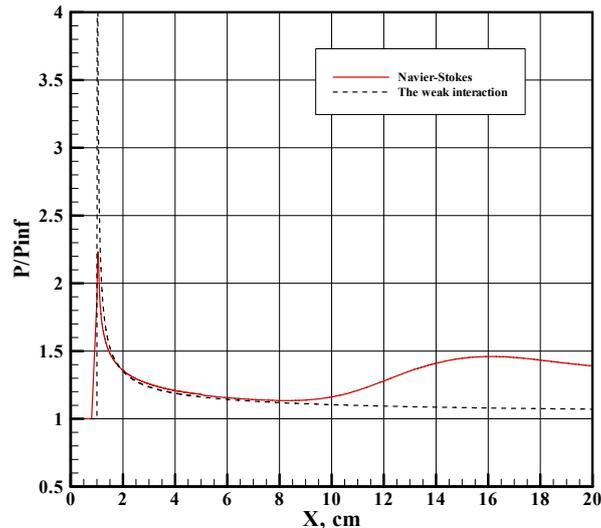


Рис. 2 Распределение относительного давления вдоль нижней поверхности канала без электрического разряда

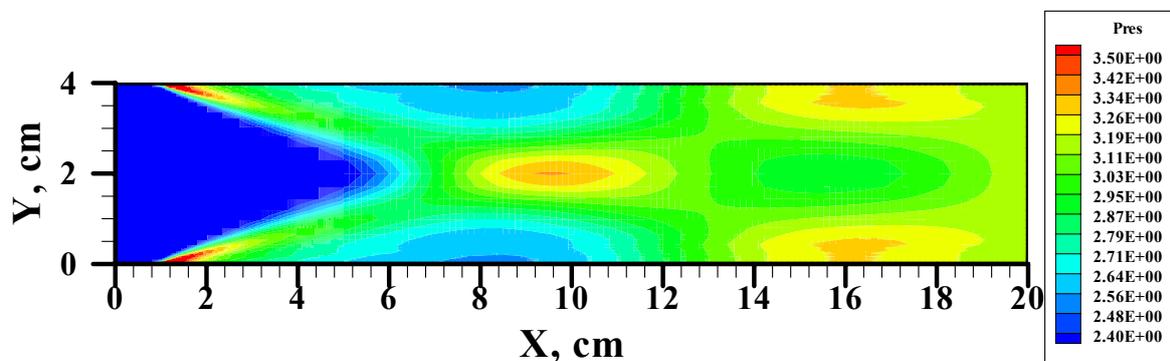


Рис.3 Давление (Тор) в канале без электрического разряда

Во втором расчетном случае тлеющий разряд между электродами существовал в режиме $E = 1400 \text{ В} = \text{const}$. Ток через разрядный промежуток составлял $I = 0.11 \text{ А}$, падение напряжения $V_{dc} = 262 \text{ В}$. Распределение давления вдоль поверхностей показано на рис. 4. Вблизи межэлектродного промежутка наблюдается заметный рост давления, что сказывается и на распределении давления при $x > 9$ см.

Поля давления, полученные в расчетах без и с разрядом (рис.3 и 5) дают общее представление об особенностях сверхзвукового течения в плоском канале с заданной конфигурацией электродов. Две ударные волны, генерируемые передними срезами

плоских пластин, являющихся нижней и верхней поверхностью канала, взаимодействуя между собой, порождают сложную систему ударно-волновых взаимодействий в канале, что проявляется в осцилляции давления на поверхности в продольном направлении. Наблюдаются также области повышенного давления внутри расчетной области. При наличии разряда рост давления оказывается вполне заметным.

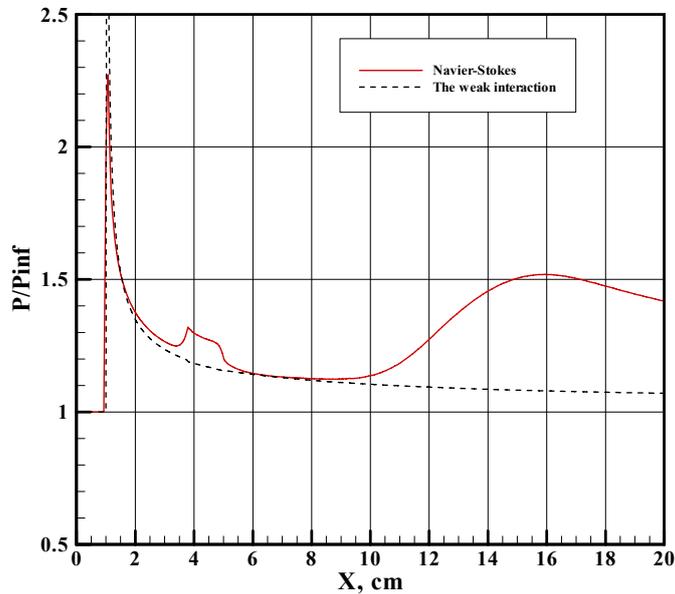


Рис.4 Распределение относительного давления вдоль нижней поверхности с электрическим разрядом при $E = 1400 \text{ В} = \text{const}$

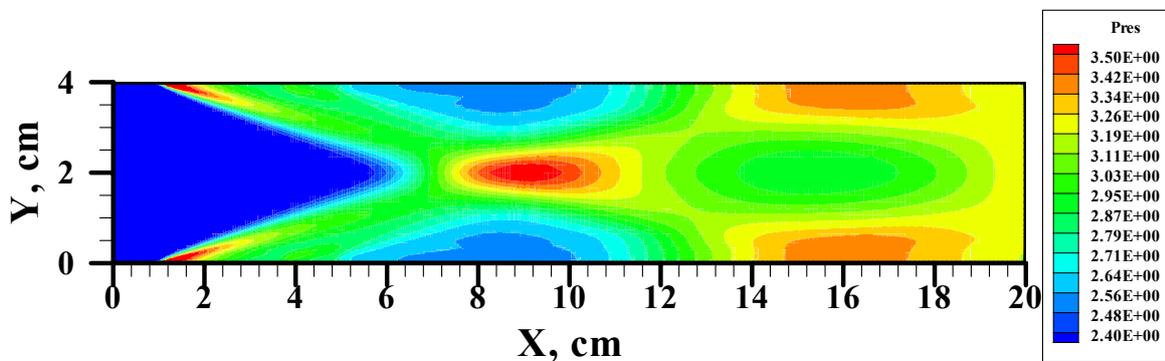


Рис.5 Давление (Тор) в канале с электрическим разрядом $E = 1400 \text{ В} = \text{const}$

Изменение местоположения разрядных электродов ($x_C = x_{C'} = 1.5 \text{ см}$, $x_D = x_{D'} = 2.0 \text{ см}$, $x_E = x_{E'} = 3.0 \text{ см}$, $x_F = x_{F'} = 3.5 \text{ см}$) приводит к сильному изменению распределения давления в канале. Здесь наблюдается существенное повышение давления над областью разряда вблизи переднего среза обтекаемых пластин (рис. 6). При $E = 700 \text{ В}$ полный ток через разряд составил $I = 0.605 \text{ А}$, что значительно выше, чем в предыдущем расчетном случае. Столь большой ток, связанная с током степень нагрева газа и, как результат, сильное повышение давления и привели к распределениям, показанным на рис. 7 – 8, где даны поля давления и температуры. Примечательно, что такое повышение давления вблизи переднего среза пластин в меньшей степени повлияло на распределение индуцированного давления при $x > 6 \text{ см}$.

Здесь необходимо заметить важную особенность решения задачи в режиме $V_{dc} = \text{const}$. При задании фиксированного V_{dc} , заметно превышающего то значение, которое получается при решении задачи с $E = \text{const}$, получаются существенно большие токи через разряд и, как следствие, существенно возрастает тепловыделение в разряде. Это приводит к заметному росту температуры. Причем температура становится уже настолько высокой, что в вычислительных моделях необходимо учитывать химические превращения в газах. Так что при интерпретации результатов расчетов согласованной аэроплазодинамической задачи в рамках модели идеального газа необходимо проявлять осмотрительность.

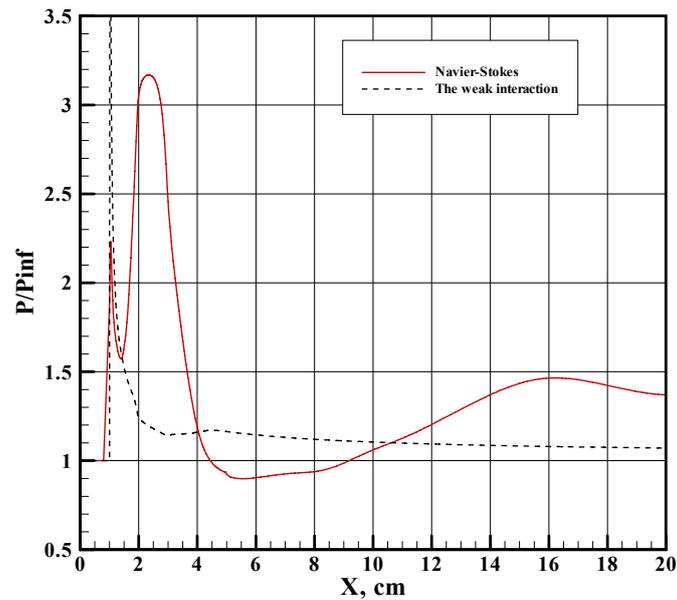


Рис.6 Распределение относительного давления вдоль нижней поверхности с электрическим разрядом при $E = 700$ В

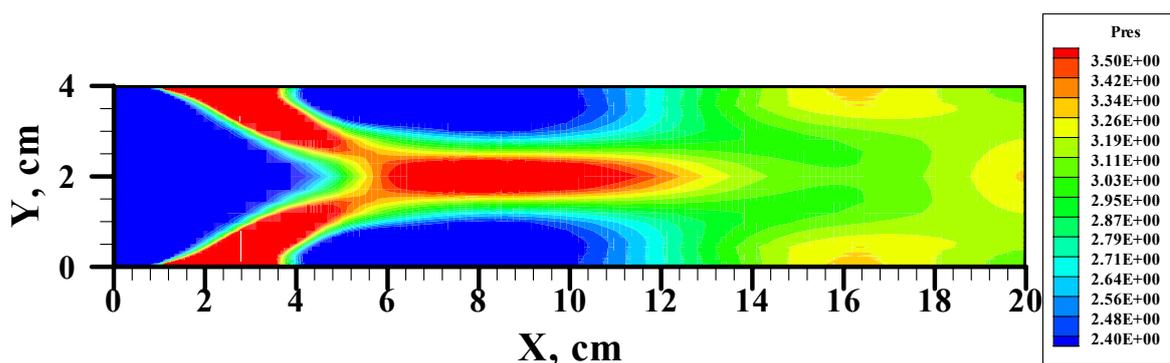


Рис.7 Давление (Тор) в канале с электрическим разрядом $E = 700$ В = const

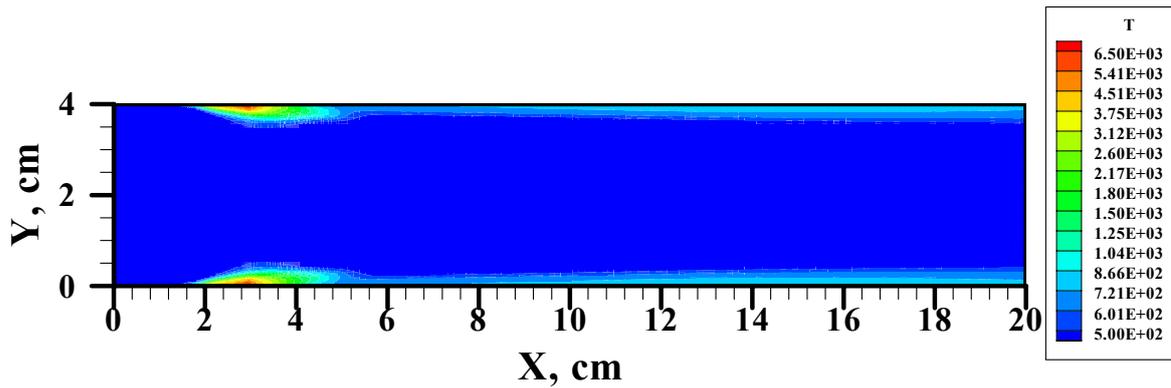


Рис.8 Температура (К) в канале с электрическим разрядом $E = 700 \text{ В} = \text{const}$

Третий расчетный случай (табл. 1, вариант 2, местоположения электродов $x_C = x_{C'} = 2.0 \text{ см}$, $x_D = x_{D'} = 3.0 \text{ см}$, $x_E = x_{E'} = 4.0 \text{ см}$, $x_F = x_{F'} = 5.0 \text{ см}$) сначала был реализован без учета разряда. Результаты этих расчетов показаны на рис. 9 и 10.

Таблица 1

Условия в набегающем потоке

Параметры газового потока	Вариант 1	Вариант 2
p_∞ , эрг/см ³	2.96×10^3	5.80×10^3
ρ_∞ , г/см ³	4.000×10^{-6}	8.28×10^{-6}
T_∞ , К	257	244
V_∞ , см/с	128500	187895
M	4	6
h , км	40	35

При учете тлеющего разряда при $V_{dc} = 1 \text{ кВ} = \text{const}$, получено заметное повышение давления над электроразрядным промежутком между двумя электродами (рис. 9 и 11). Однако заметного эффекта на распределение давления вдоль поверхности при $x > 14 \text{ см}$, где начинает проявляться влияние ударной волны от противоположной поверхности, не наблюдается. Однако давление в центральной части канала, при $10 < x < 18 \text{ см}$, увеличивается. Ток через разрядный промежуток здесь равен $I = 0.7 \text{ А}$, а максимальная концентрация заряженных частиц достигает $n \sim 7.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, выполненные расчеты движения молекулярного азота (N_2) со скоростью $M = 4 \div 6$ с параметрами газа в невозмущенном потоке, отвечающими высотам в атмосфере Земли $h = 35$ и 40 км показали, что использование тлеющего поверхностного разряда на обеих поверхностях канала приводит к заметной модификации поля течения, что может представлять интерес для будущих приложений этого явления в аэрокосмических приложениях.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Российской академии наук.

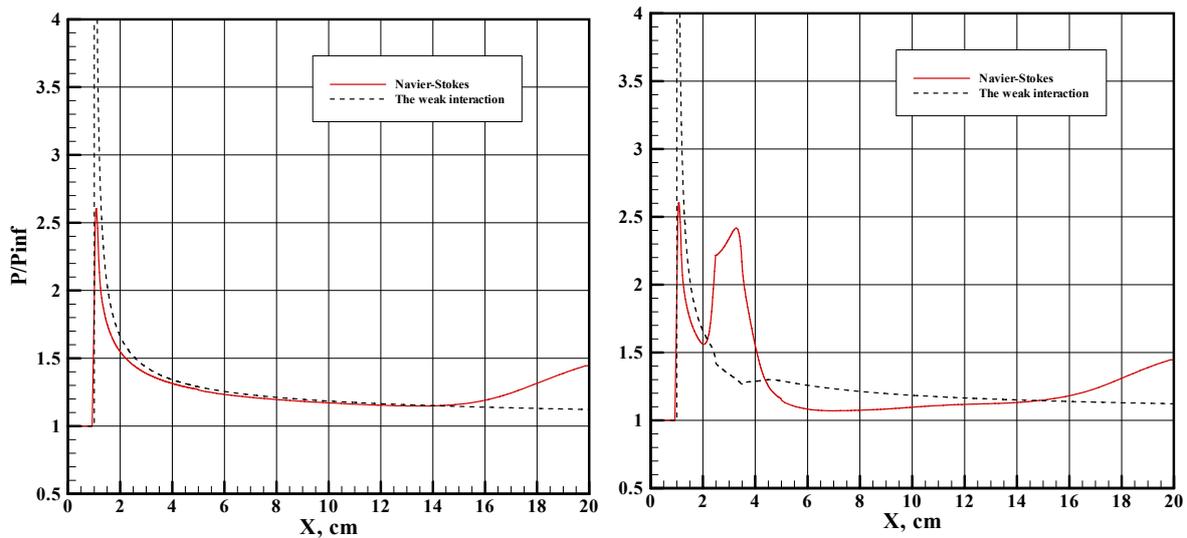


Рис.9 Распределение относительного давления вдоль нижней поверхности без разряда (слева) и с разрядом при $V_{dc} = 1 \text{ кВ} = \text{const}$; $M=6$

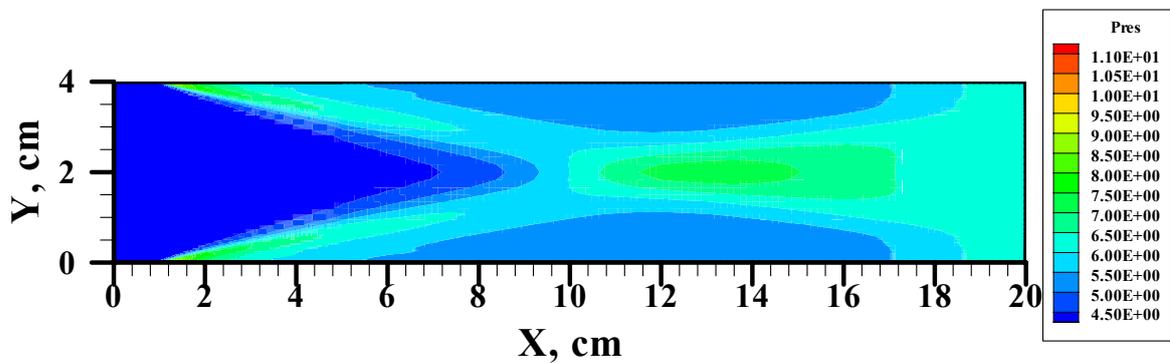


Рис.10 Давление (Тор) в канале без электрического разряда; $M=6$

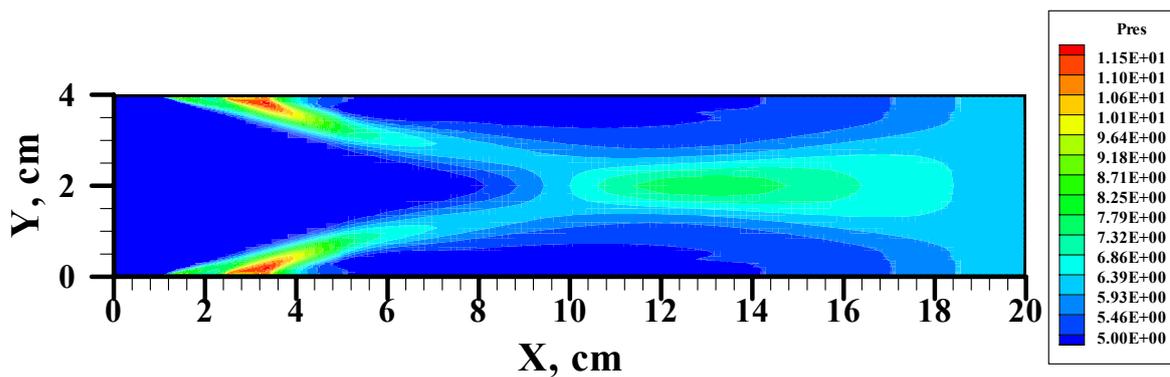


Рис.11 Давление (Тор) в канале с электрическим разрядом $V_{dc} = 1 \text{ кВ} = \text{const}$

Литература

- [1] Shang J.S., Surzhikov S.T., Kimmel R. et al. Mechanisms of Plasma Actuators For Hypersonic Flow Control. Progress in Aerospace Sciences. 2005. Vol.41. pp. 642-668.
- [2] Surzhikov S.T., Shang J.S. Glow Discharge in Magnetic Field. AIAA Paper 03-1054. 2003. 11 p.

- [3] Surzhikov S.T., Shang J.S. Supersonic Internal Flows With Gas Discharge and External Magnetic Field. AIAA Paper 03-3625. 2003. 11 p.
- [4] Surzhikov S.T., Shang J.S. Numerical Simulation of Subsonic Gas Flows With Glow Discharge and Magnetic Field. AIAA Paper 03-3759. 2003. 11 p.
- [5] Surzhikov S.T., Shang J.S. Glow Discharge in Magnetic Field with heating of neutral gas. AIAA Paper 03-3654. 2003. 13 p.
- [6] Суржиков С.Т. Численное моделирование двумерной структуры тлеющего разряда с учетом нагрева нейтрального газа. ТВТ, 2005, Т.43, №6, С.1-17.
- [7] Surzhikov S.T., Shang J.S. Two-Component Plasma Model For Two-Dimensional Glow Discharge In Magnetic Field. Journal of Computational Physics, 2004, 199, p.437-464
- [8] Surzhikov S.T., Shang J.S. Multi-Fluid Model of Weakly Ionized Electro-Negative Gas. AIAA Paper 04-2659. 2004. 11 p.
- [9] Surzhikov S.T., Shang J.S. Physics of The Surface Direct Current Discharge In Magnetic Field. AIAA Paper 04-0176. 2004. 10 p.
- [10] Surzhikov S.T., Shang J.S. Subsonic and Supersonic Flow Around Wing With Localized Surface Gas Discharge. AIAA Paper 05-0406. 2005. 11 p.
- [11] Shang J.S., Surzhikov S.T. Magnetoaerodynamic Actuator for Hypersonic Flow Control. AIAA J. 2005, Vol. No.8
- [12] Суржиков С.Т., Шэнг Дж.С. Вязкое взаимодействие на плоской пластине с поверхностным разрядом в магнитном поле. ТВТ, 2005, Т.43, №1, С.21-31
- [13] Суржиков С.Т. Численное моделирование электромагнитного воздействия на поток частично ионизованного газа// Препринт ИПМех РАН, 2004, №745, 68 с.
- [14] Shang J.S., Surzhikov S.T., Kimmel R., et al. Plasma Actuators for Hypersonic Flow Control. AIAA Paper 05-0562. 2005. 14 p.
- [15] Petrushev A.S., Surzhikov S.T., Shang J.S. Numerical Algorithms for Modeling of Chemically Active Glow Discharge in Air. AIAA Paper 06-2906. 2006. 9 p.
- [16] Петрусёв А.С., Суржиков С.Т. Колебательное возбуждение в тлеющем разряде для аэрокосмических приложений//Химическая Физика, 2006.Т.25, №10, с.110.
- [17] Петрусёв А.С., Суржиков С.Т., Шэнг Дж.С. Модель двумерного тлеющего разряда с учетом колебательного возбуждения молекулярного азота//Теплофизика высоких температур, 2006г., Т.44, №6, с.814.
- [18] Petrushev A.S., Surzhikov S.T., Shang J.S. Some Peculiarities of Direct Current Discharges for Aerospace Applications. AIAA Paper 05-5305. 2005. 11 p.
- [19] Petrushev A.S., Surzhikov S.T., Shang J.S. 3D Modeling of Glow Discharge with Physical-Chemical Kinetics. AIAA Paper 07-0825. 2007. 7 p.
- [20] Surzhikov S.T., Shang J.S. Normal Microwave Glow Discharge in Transversal Magnetic Field. AIAA Paper 07-0992. 2007. 13 p.
- [21] Surzhikov S.T., Shang J.S. "Anomalous" Behavior of Glow Discharge In External Magnetic Field. AIAA Paper 06-3384. 2006. 21 p.
- [22] Surzhikov S.T., Shang J.S. Glow Discharge in Flow of Neutral Gas and External Magnetic Field. AIAA Paper 06-1371. 2006. 11 p.
- [23] Суржиков С.Т., Петрусёв А.С. Образование торообразной структуры нормального тлеющего разряда. Доклады РАН, 2007, Т. 415, Вып. 2, с. 197-199.
- [24] Surzhikov S.T., Shang J.S. Plasmadynamics of Glow Discharge in Hypersonic Internal Flows. AIAA Paper 07-0994. 2007. 26 p.
- [25] Shang S, Chang C., Surzhikov S. Simulating Hypersonic Magneto-Fluid Dynamic Compression in Rectangular Inlet. AIAA J., 2007. V.45, No.11. P.2710-2720.