

Физика плазмы и плазменные технологии

УДК 537.567

О структуре положительного столба в разряде в поперечном потоке воздуха

Часть I*

А. Ф. Александров, В. Л. Бычков, С. А. Двинин, В. В. Михеев, В. С. Свиридкина
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова. Физический факультет, Россия

Рассмотрены характеристики разряда постоянного тока в поперечном потоке газа. Численно и аналитически исследованы процессы в области положительного столба разряда. Показано, что поперечный размер положительного столба при учете прилипания оказывается существенно меньше, чем в его отсутствие. В зависимости от начальных условий возможны два режима развития разряда — равномерный медленный прогрев по всему сечению разряда и режим развития ионизационно-перегревной неустойчивости, сопровождающийся уменьшением поперечного сечения разряда, электрического поля в положительном столбе и резким ростом температуры.

Разряд в поперечном потоке газа изучался в связи с проблемами высокотемпературных плазменных струй, гашения дуг потоком газа [1—3]. Дальнейшие работы были посвящены изучению процессов в МГД-генераторах [4—6] и получения неравновесной плазмы [7—10], в частности для газовых лазеров; последние экспериментальные работы — исследованию влияния разряда на лобовое сопротивление модели [11—13] создания неравновесной среды в плазменной газодинамике [14—19], модификации пограничного слоя, а также для воспламенения горючей смеси [20].

В работе [2] этот разряд исследовался при относительно небольших скоростях течения нейтралов 0–30 м/с. Экспериментально было показано, что в отсутствие потока разряд сосредоточен между электродами. По мере увеличения скорости потока он приобретает форму дуги, вытянутой вдоль течения, причем расстояние, на которое вытягивается дуга, растет с увеличением давления газа и скорости потока. В этой же работе отмечено существование критической скорости потока. Поскольку в работе [2] не фиксировалась временная структура дуги, переход к импульсно-периодическому разряду был отмечен как появление слоистой структуры дуги.

В более поздних экспериментах [15—18] исследовался разряд в сверхзвуковом потоке газа при более высоком давлении нейтралов, чем в работах [1, 2]. При этом разряд существовал в импульсно-периодической форме, а частота колебаний оказалась существенно выше, чем в [2].

В работах [20—23] проведено численное моделирование разряда в поперечном потоке газа в простейшей кинетической модели без учета нагрева газа, учитывающей существование одного

процессе развития принимает форму двух плазменных струй, формирующихся, соответственно, за катодом и анодом. В каждой из струй можно выделить приэлектродную область, свойства разряда в которой по окончании первичного пробоя слабо зависят от времени в процессе развития (вытягивания) разряда и положительного столба (ПС). Последний вытягивается вниз по потоку, замыкает протекание тока, длина его монотонно увеличивается с течением времени. В приэлектродных областях продольный и поперечный характерные размеры неоднородности разряда одного порядка. В положительном столбе размер поперечной неоднородности значительно меньше продольного, что позволяет упростить задачу. Максимальное расстояние от электродов до точки перезамыкания струй можно оценить по формуле

$$L_M = IC_S / (4\sqrt{D_a v_i}),$$

где l — межэлектродное расстояние;
 C_S — скорость потока;
 D_a — коэффициент амбиполярной диффузии;
 v_i — частота ионизации в разряде**.

** Указанную формулу можно получить следующим образом. Пусть радиус каждой из струй изменяется со временем по закону $R_M = 2t\sqrt{D_a v_i}$. Перезамыкание струй произойдет при выполнении условия $l = 2R_M$, т. е. в момент времени $t = l/4\sqrt{D_a v_i}$. За это время данное сечение разряда будет снесено на расстояние $L_M = IC_S / (4\sqrt{D_a v_i})$. Длина области перезамыкания может быть оценена по формуле $L_P \approx C_S / v_i \approx C_S / \alpha n_e$ (α — коэффициент диссоциативной рекомбинации).

Согласно [20—23] в отсутствие разогрева вытягивание положительного столба сопровождается увеличением напряжения на разряде; как только поле между электродами (или струями) превысит пробойное, происходит повторный пробой и формирование нового

*Часть II будет опубликована в следующем номере журнала "Прикладная физика".

© Александров А. Ф., Бычков В. Л., Двинин С. А., Михеев В. В., Свиридкина В. С., 2007
тида ионов и амбиполярную диффузию как механизма переноса заряженных частиц. Показано, что разряд в

положительного столба. При этом достигаемая длина ПС оказывается меньше L_M . При малых скоростях потока, когда L_M достаточно мало, и вторичный пробой не происходит, формируется вытянутый вниз по течению стационарный положительный столб. В целом результаты расчета находятся в качественном согласии с результатами работы [2]. При увеличении давления газа и скорости его течения длина разряда оказывается существенно больше, чем рассчитанная по формуле для L_M , а его поперечный размер — меньше. Эти отличия могут быть вызваны как особенностями кинетики разряда (влиянием прилипания, ионизации и т. п.) или нагревом газа. Одним из фундаментальных результатов работ [20, 21] является слабая зависимость параметров плазмы в приэлектродной области от длины разряда, что дает возможность независимого расчета процессов в каждом из сечений положительного столба. В свою очередь уменьшение размера области расчета позволяет использовать более детальную модель кинетики процессов в разряде.

Одна из проблем разряда при высоком давлении — определение области пространства, в которую производятся вложение энергии и определение характера перемещения области энерговклада относительно нейтралов, так как именно они определяют скорость нагрева газа и параметры плазмы, достигаемые в положительном столбе к моменту окончания нагрева. Согласно [3] температура газа в ионизационном следе составляет от 270 до 570 К (от 100 до 300 °С), в то время как данные эксперимента [18] свидетельствуют о существенно большем нагреве — до 1500—2500 К. Очевидно, что такая разница в результатах может быть обусловлена разницей в объеме нейтралов, в который вкладывается энергия постоянного тока. Для определения последнего необходимо знать как мгновенное положение границ плазмы, так и их перемещение с течением времени. В частности, именно перемещение ПС по нейтральному газу может объяснить уменьшение температуры разряда вниз по потоку [18].

Главная задача данного цикла работ — разработка модели положительного столба, позволяющей определять как его поперечную структуру, так и размер области энерговклада, которые выполняли бы для данного типа разряда роль, аналогичную теории Шоттки для положительного столба низкого давления, или роль моделей равновесного разряда для разряда высокого давления.

В данной работе проведено численное моделирование процессов в фиксированном сечении положительного столба разряда в потоке газа (воздуха), но проблем нагрева газа в приэлектродной области не касаются.

Аналогичные модели разряда рассматривались в работах [7, 8, 10, 24—28] для плазмы несамостоятельного разряда повышенного давления и плазмы лидера. Отличием настоящей работы является проведение расчетов для параметров, характерных для поперечного разряда в потоке газа. Плазма разряда предполагается оптически прозрачной.

**Положительный столб
в электроположительном газе.
Приближенная модель разряда**

Прежде чем рассматривать положительный столб в поперечном разряде в воздухе, рассмотрим существенно более простую ситуацию электроположительного столба, например в азоте.

В простейшем случае в электроположительном столбе разряд описывается уравнениями амбиполярной диффузии для заряженных частиц. В частности, ниже рассмотрим азот в простейшем приближении, используя данные для азота из [29]. Систему координат свяжем с положительными ионами, дрейфующими относительно нейтрального газа. Распределение электрического тока и поля в разряде определяется квазистационарными уравнениями Максвелла

$$\begin{aligned} [\nabla \times E] = 0 \quad (E = -\nabla\phi), \quad (\nabla \cdot j) = (\nabla [\nabla \times H]) = 0, \\ j = (\mu_+ + \mu_e) neE, \end{aligned} \quad (1)$$

Откуда следует

$$\nabla((\mu_+ + \mu_e) n \nabla \phi) = 0, \quad (2)$$

где E , ϕ — напряженность электрического поля (без учета амбиполярного) и его потенциал;

j — плотность электрического тока в плазме;

e — элементарный электрический заряд,

μ_+ , μ_e — подвижности электронов и положительных ионов, соответственно;

n — плотность заряженных частиц;

$\sigma = ne(\mu_e + \mu_+)$ — проводимость плазмы.

Пусть в начальный момент положительный столб полностью находится внутри криволинейной трубки сечением $S(\tau)$, а τ — продольная координата (рис. 1). Будем считать, что в начальный момент начало координат системы ХОУ находится в центре сечения положительного столба. Пусть $r(\tau)$ — кривая, описывающая начало координат как функцию продольной координаты столба. Если известно расположение положительного столба в окрестности точки $r(\tau)$, то значение последней можно определить как

$$r(\tau) = \int_S r(\mu_e + \mu_+) ndS / \int_S (\mu_e + \mu_+) ndS,$$

где интегрирование идет по сечению в плоскости, перпендикулярной оси разряда $r(\tau)$.

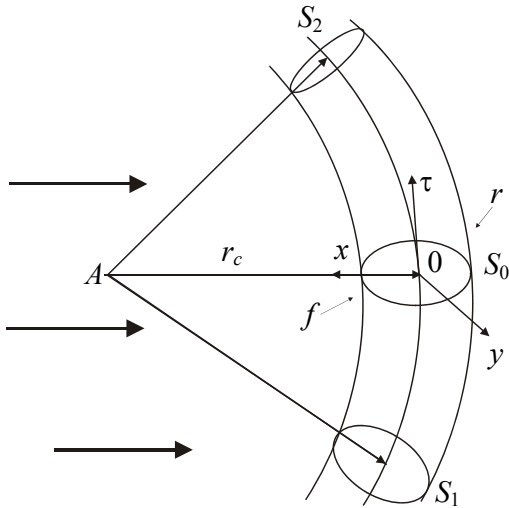


Рис. 1. Схема расчета поля в окрестности плазмы: стрелки — возможные направления потока воздуха; f — фронтальная сторона плазменного столба (со стороны набегающего потока); r — тыльная сторона шнура

Для определения распределения поля в окрестности плазмы выделим часть положительного столба между поверхностями S_1 и S_2 , перпендикулярными кривой $r(\tau)$. Считая эти поверхности эквипотенциальными (что означает, что характерный размер изменения радиуса кривизны много меньше самого радиуса кривизны r_c кривой в точке расчета поля)*, получим, что распределение поля имеет вид

$$E_\tau(\tau) = E_{\tau 0}(\tau) r_c / \sqrt{(r_c + x)^2 + y^2},$$

где

$$E_{\tau 0}(\tau) = I / \int_S \frac{dS(\mu_e + \mu_+) n E_{\tau 0}(\tau) r_c}{\sqrt{(r_c + x)^2 + y^2}},$$

где x — координата, лежащая в плоскости, проходящей через касательную к кривой и центр кривизны;

y — координата, перпендикулярная τ и x .

Нейтральный газ описывается уравнениями: непрерывности [26]

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \text{div}Nu = 0,$$

* Если характерный размер продольной неоднородности положительного столба порядка поперечного, необходимо полностью решать уравнение для поля (2) с граничным условием непротекания тока ($dS\nabla\phi = 0$ на поверхности S).

сохранения импульса

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u\nabla)u = -\frac{1}{NM} \nabla NT,$$

и энергии

$$\frac{1}{\gamma - 1} N \frac{\partial}{\partial t} T_g + \frac{3}{2} N (u\nabla)T_g + NkT_g \text{div}u = \text{div}\chi \nabla T_g + Q_N,$$

где t — время,

$r = (\tau, x, y)$ — пространственные координаты (см. рис. 1);

N, u, T_g и $P = NT_g$ — плотность, гидродинамическая скорость, температура и давление нейтралов, соответственно;

$\gamma = C_p/C_v$, $q = -\kappa \nabla T$ — поток тепла в нейтральном газе;

Q_N — тепло, передаваемое в поступательные степени свободы нейтрального газа [30, 31];

$Q_N = Q_{eT} + Q_{RT} + Q_{VT} + Q_{ext} + Q_{recT}$, где Q_{eT} , Q_{RT} , Q_{VT} , Q_{ext} — тепло, передаваемое через упругие столкновения, вращательные, колебательные и электронные степени свободы, соответственно;

Q_{recT} — тепло, передаваемое вследствие рекомбинации.

Поведение заряженных компонент описывалось уравнением баланса [30, 31]

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(nu) - \nabla D_a \nabla n = F = \nu_i n - \alpha n^2 - \beta n^3 \quad (3)$$

и уравнением баланса средней энергии электронов $\varepsilon = 3kT_e/2$, которое должно быть записано в системе координат, связанной с нейтральным газом.

$$\frac{3}{2} \frac{\partial n_e k T_e}{\partial t} + \text{div} \left(\frac{3}{2} n_e k T_e (V_e - u) \right) + k T_e n_e \text{div}(V_e - u) - \text{div} \kappa_e \text{grad} T_e = Q_+ - Q_- \quad (4)$$

В уравнениях (3)—(4) используются обозначения:

V_e — скорость электронов;

T_e — средняя энергия электронов;

κ_e — коэффициент теплопроводности электронов;

k — постоянная Больцмана.

Выражения для источников заряженных частиц принимают во внимание ионизацию электронным ударом (ν_i — частота ионизации), а также двух- (диссоциативную) и трехчастичную рекомбинацию (α и β — коэффициенты рекомбинации) [32, 33]. Энергия Q_+ , передаваемая от поля электронам, рассчитывалась по формуле [20]

$$Q_{+e} = -en((V_e - u)E) = ne(\mu_e \nabla \phi - \mu_+ \nabla \psi_A)(\nabla \phi + \nabla \psi_A),$$

где ϕ — потенциал, определяемый из уравнения (2);

$\nabla \psi_A = -kT_e/e \ln(n/n_0)$ — амбиполярный потенциал.

Энергетические потери электронов могут быть рассчитаны как

$$Q_-(T_e) = n\omega_l(T_e),$$

где w_1 – суммарная энергия, теряемая одним электроном в упругих w_e столкновениях, а также в столкновениях, приводящих к возбуждению вращательных w_r , колебательных w_v , электронных возбужденных w_{ex} уровней, и в ионизационных w_i столкновениях.

При низких степенях ионизации и $T_e \gg T_g$ w_1 являются функциями электронной температуры T_e и плотности нейтралов. В дальнейших вычислениях баланс энергии электронов мы будем считать квазистационарным и локальным, и это означает, что характерный размер неоднородности плазмы L удовлетворяет условию $L \ll \lambda_{en} (v_{en} k T_e / w_1)^{1/2}$, а характерное время рассматриваемых процессов τ — условию $\tau \ll (w_1 / v_{en} k T_e)^{1/2} / v_{en}$ и позволяет считать энергетические потери электронов функцией приведенного электрического поля E/N .

В процессах передачи энергии в поступательные степени свободы отдельно выделим VT -релаксацию как процесс, характерное время которого может меняться в широких пределах в зависимости от температуры и химического состава плазмы. Остальные процессы передачи энергии можно в рамках указанных предположений считать мгновенными и рассчитать энергию, передаваемую в поступательные степени свободы, по формуле

$$Q_N = Q_{VT} + Q_+ \zeta,$$

где ζ – доля энергии, переданной электронам от электрического поля, ушедшая в тепло. Она включает долю энергии, передаваемую в результате так называемого "быстрого" нагрева через электронные возбужденные состояния и рекомбинацию (задаваемую как функцию E/N по результатам расчета [24]), а также в результате упругих и вращательных столкновений (их доля рассчитывалась с помощью формул, полученных в [27, 31—33]).

Доля энергии, передаваемая через колебательные степени свободы, рассчитывалась по стандартным формулам [32, 33] $Q_{VT} = (\varepsilon_V - \varepsilon_0) / \tau_{VT}$, $\varepsilon_0(T_g) = \hbar \tilde{\omega} / (\exp(\hbar \tilde{\omega} / k T_g) - 1)$, где τ_{VT} — время VT -релаксации, $\hbar \tilde{\omega}$ — энергия колебательного кванта.

Средняя энергия, запасенная в колебательном резервуаре, рассчитывалась с помощью уравнения [27, 33]

$$\frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_V + (u \nabla) \varepsilon_V = \frac{n}{N} Q_+ \zeta_V \left(\frac{E}{N} \right) - Q_{VT},$$

где ζ_V — доля энергии, передаваемая электронами в колебательные степени свободы.

Перегревная неустойчивость, уравнения и условия развития

Как известно [10, 34, 35], перегревная неустойчи-

вость вследствие взрывного характера может привести к быстрому нагреву газа, а характерный размер области, в которой выделяется тепло, существенно уменьшается. Условия развития неустойчивости в разряде в поперечном потоке газа непрерывно изменяются вследствие изменения поперечного размера разряда при удалении от катода и перемещения разряда по потоку. Поэтому необходимо провести анализ влияния этих процессов на развитие неустойчивости (т. е. пороговые поля и инкременты неустойчивости). В частности, необходимо изучить влияние тока на развитие неустойчивости.

Рассмотрим однородный плазменный столб с характерным поперечным размером R , поддерживаемый постоянным током плотности j_0 , а также устойчивость этого распределения относительно малых возмущений стандартным образом [33—37]

$$n = n_0 + \delta n \exp(\Lambda t + ikr),$$

$$\varphi = \varphi_0 + \delta \varphi \exp(\Lambda t + ikr),$$

$$N = N_0 + \delta N \exp(\Lambda t + ikr),$$

$$T_g = T_{g0} + \delta T_g \exp(\Lambda t + ikr),$$

$$u = u_0 + \delta u \exp(\Lambda t + ikr),$$

$$\sigma = \sigma_0 + \delta \sigma \exp(\lambda t + ikr),$$

$$Q = Q_0 + \delta Q \exp(\Lambda t + ikr).$$

Решение уравнения (2) для поля приводит к соотношению для возмущений потенциала. Поскольку в разряде существует выделенное направление – направление электрического поля, параллельную ему составляющую волнового вектора будем обозначать \mathbf{k}_τ , а нормальную к нему \mathbf{k}_η .

$$-(\mathbf{k}_\tau^2 + \mathbf{k}_\eta^2) \delta \varphi = \frac{i(\mathbf{k}_\tau E_0)}{\sigma_0} (\delta \sigma).$$

Учитывая выражения для проводимости плазмы, которая предполагается слабоионизованной, получим (температура электронов считается локальной и мгновенной функцией E/N)

$$\frac{\delta \sigma}{\sigma_0} = \left\{ \left[\frac{\delta n_e}{n_0} - \frac{\delta N}{N_0} \right] + \frac{\partial \ln \sigma}{\partial T_e} \delta T_e \right\},$$

откуда следует выражение для энергии, передаваемой электронам от электрического поля

$$\delta Q_+ = Q_0 \left\{ \frac{\mathbf{k}_\eta^2 - \mathbf{k}_\tau^2}{(\mathbf{k}_\tau^2 + \mathbf{k}_\eta^2)} \frac{\delta \sigma}{\sigma_0} + \frac{T_{e0}}{e} \frac{(ikE_0)}{|E_0|^2} \frac{\delta n_e}{n_0} \right\} =$$

$$\begin{aligned}
 &= Q_0 \left\{ \frac{k_\eta^2 - k_\tau^2}{(k_\tau^2 + k_\eta^2)} \left\{ \left[\frac{\delta n_e}{n_0} - \frac{\delta N}{N_0} \right] + \frac{\partial \ln \sigma}{\partial T_e} \delta T_e \right\} + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{T_{e0}}{e} \frac{(ikE_0) \delta n_e}{|E_0|^2 n_0} \right\} \times \frac{\gamma - 1}{NkT_0} \left\{ \xi \left(\frac{E_0}{N_0} \right) + \frac{\zeta_v \left(\frac{E_0}{N_0} \right)}{(\Lambda \tau_{VT} + 1)} \right\} \frac{ne^2 E^2}{m\nu_{e0}} \times \\
 &\quad \times \frac{\left((\beta - 1) \nu_{i0} \left(\frac{E_0}{N_0} \right) + k^2 D - (\nu_{i0} - 2\alpha n_0) \right)}{(\Lambda + k^2 D - (\nu_{i0} - 2\alpha n_0))}. \tag{5}
 \end{aligned}$$

При этом выражение для энергии, вкладываемой на один электрон, имеет вид

$$\begin{aligned}
 \frac{\delta Q_+}{n_0 + \delta n_e} &= Q_0 \left\{ - \frac{2k_\tau^2}{(k_\tau^2 + k_\eta^2)} \frac{\delta n_e}{n_0} - \frac{k_\eta^2 - k_\tau^2}{(k_\tau^2 + k_\eta^2)} \times \right. \\
 &\quad \left. \times \left\{ \frac{\delta N}{N_0} + \frac{\partial \ln \sigma}{\partial T_e} \delta T_e \right\} + \frac{T_{e0}}{e} \frac{(ikE_0) \delta n_e}{|E_0|^2 n_0} \right\}.
 \end{aligned}$$

Из последнего соотношения следует, что развитие неустойчивости может иметь место при $k_\tau \ll k_\eta$, так как для тангенциальной компоненты поля выполняются условия непрерывности, и при шнуровании разряда напряженность электрического поля не меняется. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением именно этого случая. В обратном предельном случае условие непрерывности электрического тока приводит к отрицательной обратной связи, так как увеличение плотности электронов сопровождается уменьшением поля и, следовательно, скоростей химических реакций в плазме.

Итоговое выражение для инкремента имеет вид

$$\begin{aligned}
 \Lambda \left(\gamma \frac{kT}{M} k^2 + \Lambda^2 \right) &+ \left\{ \frac{\Lambda \tau_{VT}}{\Lambda \tau_{VT} + 1} \frac{\gamma - 1}{Nk} N \left[\frac{\varepsilon_V - \varepsilon_0}{\tau_{VT}^2} \frac{\partial \tau_{VT}}{\partial T} + \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial T} \right] + \right. \\
 &+ \frac{(\gamma - 1) k^2}{Nk} \chi \left(\frac{kT}{M} k^2 + \Lambda^2 \right) - \frac{kT_0}{M} k^2 \frac{\gamma - 1}{NkT_0} \times \\
 &\quad \times \left\{ \left[\frac{\partial \xi}{\partial (E_0/N_0)} \right] + \left[\frac{\partial \zeta_v}{\partial (E_0/N_0)} \right] \right\} \frac{ne^2 E^2}{m\nu_{e0}} - \frac{kT_0}{M} k^2 \times
 \end{aligned}$$

Решение уравнения (5) было получено численно. При этом анализировалось максимально неустойчивое решение, соответствующее наибольшему корню этого уравнения.

Выражение (5) описывает развитие неустойчивостей, связанных с VT-релаксацией, с увеличением доли энергии, идущей в нагрев газа с изменением E/N , и ионизационно-перегревную неустойчивость. За первый механизм отвечает слагаемое

$$\frac{\Lambda \tau_{VT}}{\Lambda \tau_{VT} + 1} \frac{\gamma - 1}{Nk} N \left\{ \frac{\varepsilon_V - \varepsilon_0}{\tau_{VT}^2} \frac{\partial \tau_{VT}}{\partial T} + \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial T} \right\}.$$

Слагаемое во второй строке (содержащее $\partial \xi / \partial (E_0/N_0)$) отвечает за перегревную неустойчивость, связанную с увеличением скорости нагрева при увеличении доли энергии, получаемой электронами от поля, идущей в нагрев газа.

Этот эффект осуществим при $E/N \approx (1-5) \cdot 10^{-16}$ В·см

и приводит к невозможности полного подавления неустойчивости за счет амбиполярной диффузии, так как этот механизм не связан с изменением плотности электронов в разряде. Слагаемое в третьей строке соответствует обратной связи через ионизацию электронов и соответствует классической перегревно-ионизационной неустойчивости [30—34]. Изобарическое приближение соответствует предельному случаю $\Lambda^2 \ll (\gamma kT/M) k^2$.

Зависимость скорости нагрева газа Λ от волнового числа возмущения для нескольких значений плотности электронов в разряде (от $5 \cdot 10^{10}$ до $5 \cdot 10^{13}$ см⁻³) приведена на рис. 2. Поскольку начальная температура газа при расчете считалась равной 300 К, влияние неустойчивости, связанной с колебательной релаксацией, несущественно. Плотность тока в плазме и напряженность поля выбирались таким образом, чтобы обеспечить заданное значение плотности плазмы.

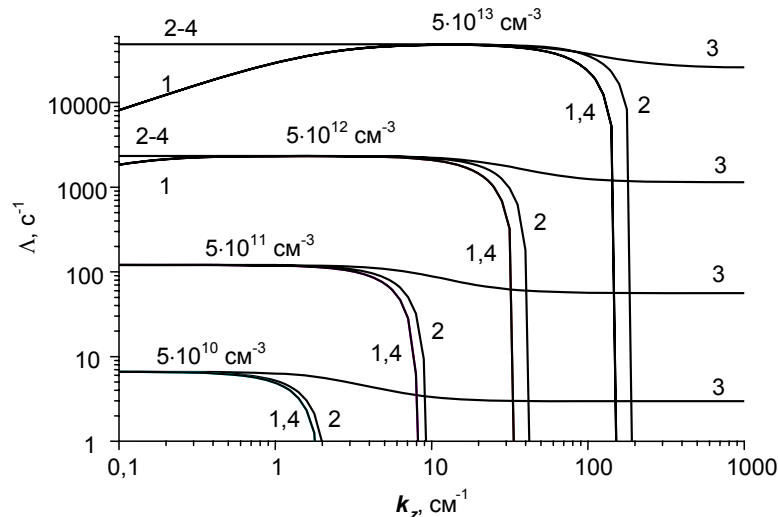


Рис. 2. Инкремент перегретой неустойчивости для разряда при давлении 100 Торр:
 1 — учет всех процессов; 2 — неучет амбиполярной диффузии; 3 — неучет теплопроводности нейтралов;
 4 — изобарическое приближение; цифра у семейства кривых — плотность электронов в плазме

Согласно расчету характерное время нагрева газа уменьшается от 0,15 с при минимальной плотности электронов до 15 мкс при максимальной плотности, при этом характерный масштаб области нагрева уменьшается от 1 до 0,06 см. Диффузия электронов не может полностью подавить неустойчивость, так как при этом отсутствует только ионизационно-перегревный механизм (см. рис. 2, кривые 3), но существует зависимость доли энергии, идущей в нагрев от отношения E/N , хотя сравнение инкрементов показывает, что он вносит основной вклад в развитие неустойчивости в целом. Основным механизмом, отвечающим за характерный масштаб неустойчивости, является теплопроводность нейтралов, так как кривые 1 и 2 (см. рис. 2) лежат достаточно близко. При высоких плотностях плазмы начальная стадия неустойчивости протекает в неизобарическом режиме. При этом давление не успевает выравняться по всей области нагрева, что ограничивает максимальный размер области нагрева сверху.

Результаты численного моделирования

Численный анализ положительного столба разряда в данной модельной постановке проведен в широкой области параметров при давлении воздуха от 20 до 200 Торр и разрядных токах 1—20 А. Эти результаты отличаются от полученных при последовательном анализе плазмы воздуха, который будет проведен в следующей работе.

Начальный диаметр положительного столба (к моменту окончания первоначального пробоя) изменялся от 0,1 до 1 мм. Кривизна положительного столба могла быть выбрана произвольной, обуславливая неоднородность распределения электрического поля в окрестности разряда и ассиметрии его формы и движение разряда по направлению к центру кривизны. Именно

анализ этого вопроса вызвал использование упрощенной модели кинетики.

Пример развития разряда с течением времени показан на рис. 3. В качестве начального условия брался участок положительного столба с плотностью электронов 10^9 см^{-3} и гауссовским распределением плотности $n = n_0 \exp\left(-\frac{(x^2 + y^2)}{d^2}\right)$ с характерным размером спада $d = 0,1$ см. Разрядный ток составлял 5 А. Радиус кривизны положительного столба составлял 5 см. На начальной стадии развития разряда (до 5 мкс) происходит расширение положительного столба вплоть до радиуса 0,5 см (см. рис. 3, а), причем неоднородность распределения поля приводит к тому, что плотность электронов на фронте положительного столба превышает плотность электронов в тыльной области в 2,5 раза, что является следствием сильной зависимости частоты ионизации от поля. Плотность электронов на этой стадии составляет $2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, что соответствует времени нагрева газа (см. рис. 2) около 50 мкс. Развитие ионизационно-перегревной неустойчивости становится заметным с момента 10 мкс (см. рис. 3, б), причем изменение плотности электронов происходит гораздо более резко, чем изменение температуры газа, что свидетельствует об ионизационно-перегревном характере процесса. Процесс шнуrowания разряда продолжается вплоть до времени 20 мкс, при этом максимальное значение плотности электронов достигает $2,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Развитие перегретой неустойчивости в процессе эволюции разряда в данном случае приводит к 3—5-кратному уменьшению поперечного размера положительного столба с соответствующим увеличением нагрева газа. На последующем этапе протекает расширение канала, сопровождающееся уменьшением плотности электронов (см. рис. 3, в).

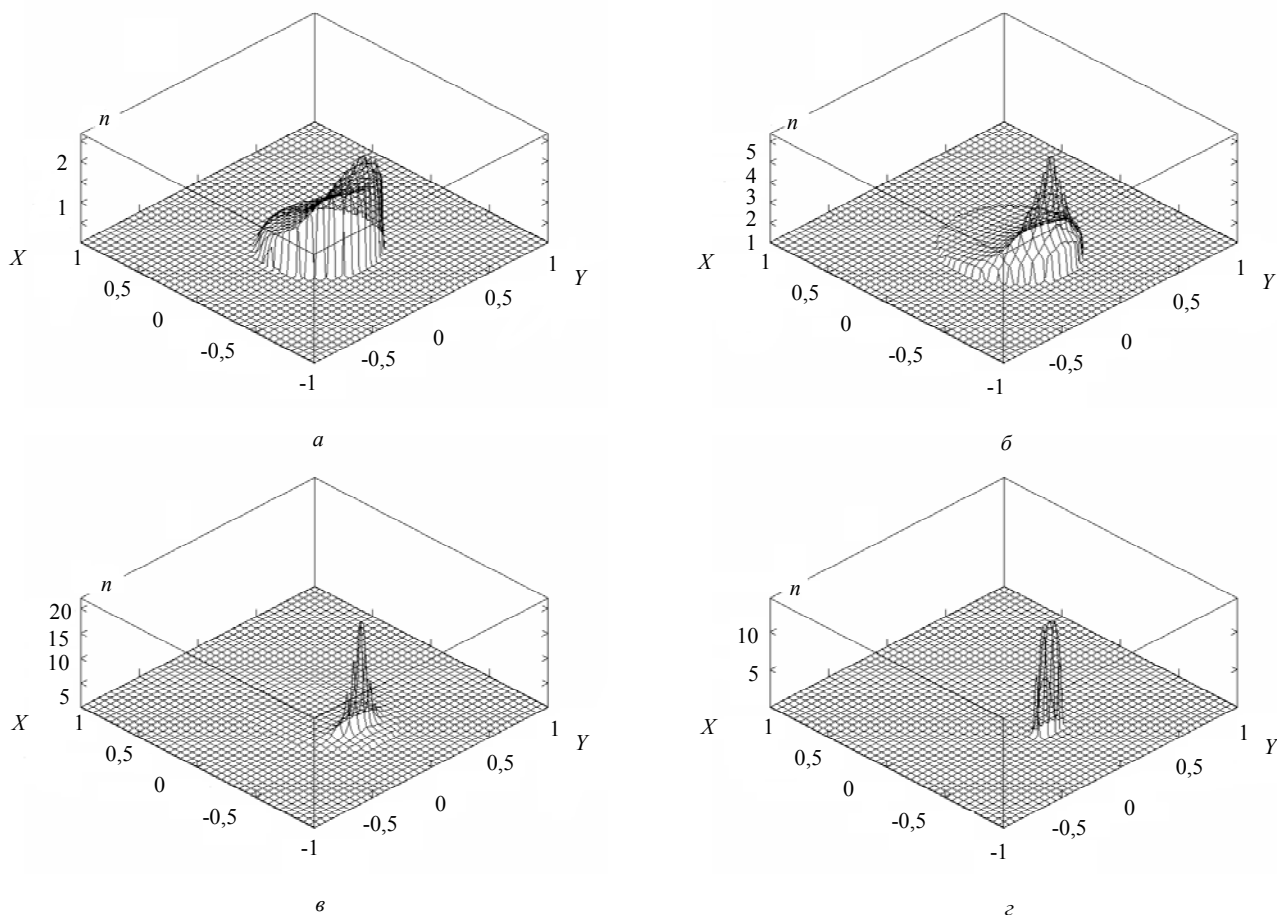


Рис. 3. Параметры положительного столба разряда:

разрядный ток 5 А; радиус кривизны положительного столба 5 см; давление воздуха 100 Торр; плотность плазмы в 10^{13} см^{-3} ; координаты даны в см; время после начального пробоя:

а — 5 мкс; б — 10 мкс; в — 20 мкс; г — 50 мкс

При малых разрядных токах (менее 1 А) и радиусах кривизны положительного столба ионизационно-перегревная неустойчивость не проявлялась в численном счете. В целом ряде промежуточных режимов развитие неустойчивости наблюдалось через 40–100 мкс после инициирования разряда. При этом область прогрева газа при начальном пробое (первичный или вторичный пробой) может выступать как исходная флуктуация, приводящая к развитию перегретой неустойчивости.

Результаты расчета характеристик разряда через 50 мкс после первоначального пробоя приведены на рис. 4, где показано сравнение распределений плотности при разрядном токе 1 и 5 А. На рис. 4, а, д приведено пространственное распределение электрического поля, на рис. 4, б, е — пространственное распределение плотности электронов, на рис. 4, в, ж — плотности электрического тока и на рис. 4, з, з — температуры газа.

Вычисления показывают, что в зависимости от начальных условий могут реализовываться различные формы разряда.

Например, в первом случае реализуется режим с относительно медленным нагревом газа (см. рис. 4, а—г). Характерный размер ионизованной области составляет

около 1 см. Нейтральный газ почти равномерно прогревается по всей занятой области. Плотность электронов составляет $1\text{--}2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Нагрев газа в точке, где он максимален, не превышает 70 К.

Увеличение плотности разрядного тока (и, следовательно, степени ионизации) приводит к тому, что к моменту 50 мкс область протекания тока существенно уменьшается. Плотность электронов достигает 10^{14} см^{-3} , а плотность тока в максимуме 500 А/см. Электрическое поле в плазме оказывается существенно меньше, чем в предыдущем случае (почти в два раза). Размер токонесущей области уменьшается с 1 см до 2 мм (см. рис. 3). Характеристический размер области нагрева (определяемый по полуширине) соответствует области развития перегретой неустойчивости. Температура нагрева газа составляет 2000 К. Времена соответствуют оценкам, полученным на основе уравнения (1). Кроме существенно более высокой температуры в разряде наблюдается более высокое значение плотности электронов 10^{14} вместо 10^{13} см^{-3} . Как и следовало ожидать, нагрев газа приводит к более высоким значениям плотности тока в разряде.

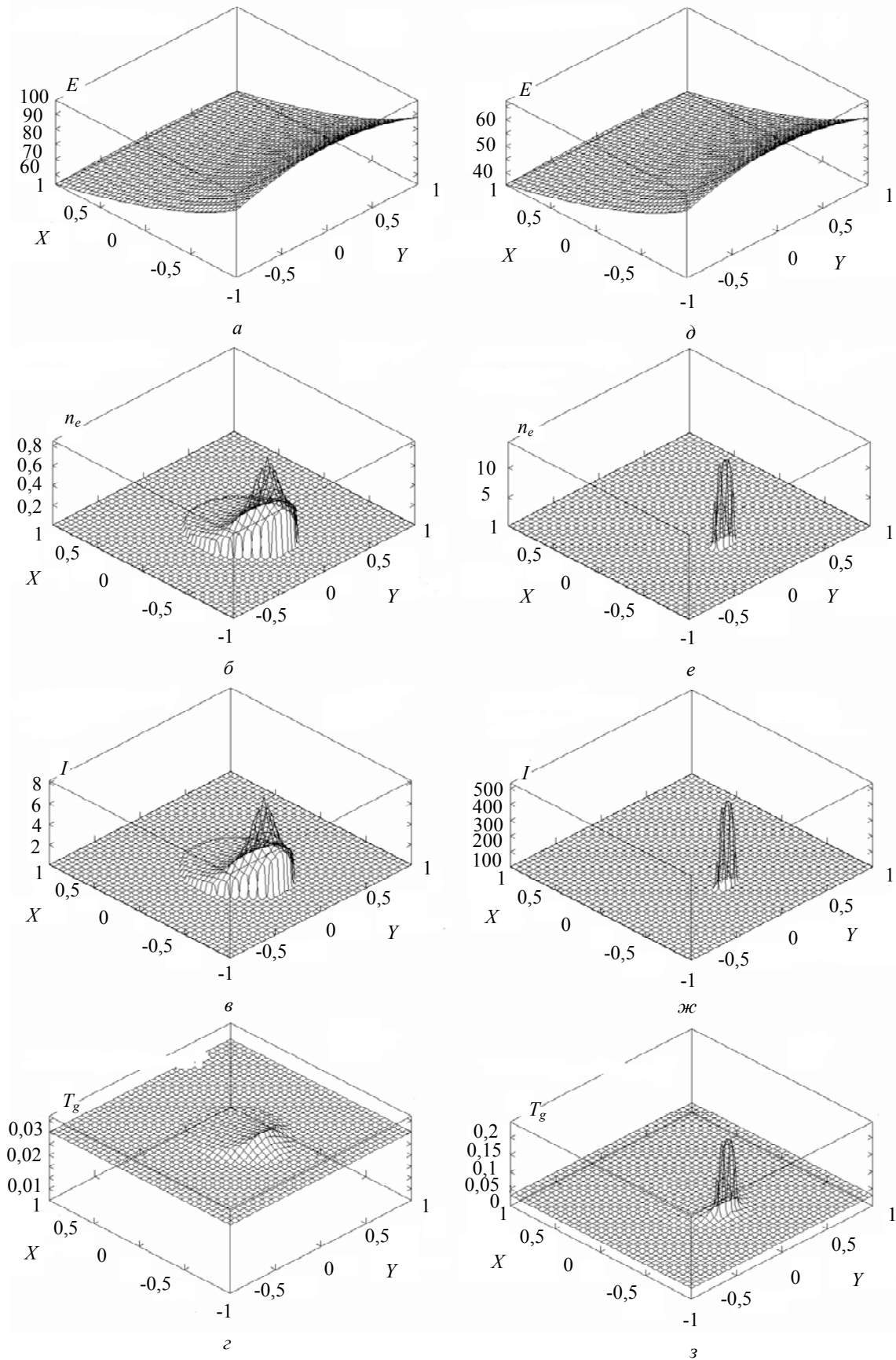


Рис. 4. Пространственное распределение: электрического поля в В/см (а, д), плотности электронов в 10^{13} см^{-3} (б, е), плотности электрического тока в А/см^2 (в, ж) и температуры нейтрального газа в эВ (г, з) при отсутствии (а–г) и наличии (д–з) перегретой неустойчивости.

Давление нейтрального газа 100 Торр, скорость течения 600 м/с, 50 мкс после первоначального пробоя; электрический ток 1 (а–г) и 5 (д–з), радиус кривизны положительного столба 5 см; координата на рисунке выражена в см

Кроме указанного, необходимо отметить большую скорость роста радиуса положительного столба на начальной стадии развития разряда, наблюдаемую при больших разрядных токах. Возможность наблюдения второй или первой моды разряда (с шнурованием или без него) зависит от величины разрядного тока (увеличение тока делает наблюдение высокотемпературной моды более вероятным), а также от параметров плазмы к моменту окончания первичного пробоя, так как область нагрева газа при первоначальном пробое в дальнейшем выступает как начальная флуктуация, дающая развитие перегретой неустойчивости. Кроме того, неоднородность распределения поля, связанная с кривизной положительного столба, приводит к перемещению разрядной области относительно нейтралов и затрудняет развитие неустойчивости. Влияние тыловой области положительного столба на распределение поля оказывается малосущественным.

Развитие неустойчивости может происходить и в подпороговом режиме. Процесс реализации одной или другой формы разряда будет сильно зависеть от предистории разряда (например, от флуктуаций течения газа или распределения температуры), давая возможность реализации различных форм разряда при идентичных внешних условиях.

Заметим также, что условия развития перегретой неустойчивости зависят от скорости течения газа (несмотря на малую скорость перемещения разряда по газу), а также внутреннего сопротивления источника тока, так как последнее определяет напряженность поля в данном сечении положительного столба.

Еще одним фактором уменьшения вероятности развития перегретой неустойчивости является рост размера положительного столба на начальной стадии пробоя, приводящий к падению плотности тока в разряде.

Заключение

Показано, что область вложения энергии существенно зависит от условий начального пробоя газа (в том числе внутреннего сопротивления генератора, которое влияет на локальные и временные характеристики энерговыделения).

В частности, область прогрева газа при начальном пробое может выступать как исходная флуктуация, приводящая к развитию перегретой неустойчивости. Развитие перегретой неустойчивости в процессе эволюции разряда может приводить к 3—5-кратному уменьшению поперечного размера положительного столба с соответствующим увеличением степени нагрева газа.

Показано, что искривление формы разряда приводит к различным скоростям движения границ разряда относительно потока, поэтому форма сечения разряда оказывается слегка вытянутой в плоскости течения нейтралов. Увеличение области протекания тока вдоль плазменного следа приводит к уменьшению температуры газа.

Проведен анализ пороговых полей и условий развития перегретой неустойчивости в разряде в потоке газа (азота, воздуха). Аналогичные условия могут иметь место и в разряде в других газах, в том числе в смеси

азота с кислородом или с воздухом. Аналитические расчеты подтверждены численным моделированием характеристик разряда. В случае воздуха область применимости модели ограничена относительно низкими давлениями и высокими температурами газа, когда прилипание электронов к атомам кислорода несущественно, и можно проследить характер развития неустойчивости практически аналитически. Для понимания динамики развития разряда при высоких давлениях и в широком диапазоне температур необходимо значительно усложнить модель и включить большое число сортов заряженных частиц, что будет сделано во второй части работы.

Л и т е р а т у р а

1. Алферов В. И., Бушмин А. С. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. № 6. С. 1775—1779.
2. Баранов В. Ю., Васильева И. А. // ТВТ. 1964. Т. 2. № 4. С. 672—679.
3. Алферов В. И., Бушмин А. С., Калачев Б. В. // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. № 5(11). С. 1574.
4. Баранов В. Ю. // ТВТ. 1966. Т. 4. № 6.
5. Баранов В. Ю., Ульянов К. Н. // Там же. 1968. Т. 6. № 1. С. 23—28.
6. Баранов В. Ю., Веденов А. А., Низьев В. Г. // Там же. 1972. Т. 10. С. 1156—1158.
7. Александров Н. Л., Высокыйло Ф. И., Исламов Р. Ш. и др. // Там же. 1981. Т. 19. № 3. С. 485—289.
8. Акишев Ю. С., Дерюгин А. А., Каральник В. Б., Кочетов И. В., Напартович А. П., Трушкин Н. И. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 6. С. 571—584.
9. Ульянов К. Н., Чулков В. В. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 10. С. 1953—1958.
10. Голубев В. С., Пашкин С. В. Тлеющий разряд повышенного давления. — М.: Наука, 1990. — 334 с.
11. Витковский В. В., Грачев Л. П., Грицов Н. Н. и др. // ТВТ. 1990. Т. 28. № 6. С. 1156—1163.
12. Витковский В. В., Грачев Л. П., Грицов Н. Н. и др. // Труды ЦАГИ № 2505. — М.: Изд-во ЦАГИ, 1991.
13. Бычков В. Л., Грачев Л. П., Есаков И. И. и др. Расчетно-экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания затупленного тела при наличии продольного электрического разряда. ИПМ им. М. В. Келдыша РАН: Препринт № 27, 1997. — 45 с.
14. Alferov V. I. Peculiarities of electric discharge in high velocity air flow with great density gradients. The 3rd Workshop on magneto-plasma-Aerodynamics in Aerospace Applications. Moscow, 24—26 April 2001. P. 121.
15. Алферов В. И. // Механика жидкости и газа. 2004. № 6. С. 163.
16. Ершов А. П., Сурконт О. С., Тимофеев И. Б. и др. // ТВТ. 2004. Т. 42. С. 516.
17. Ершов А. П., Сурконт О. С., Тимофеев И. Б. и др. // Там же. С. 669.
18. Ершов А. П., Калинин А. В., Сурконт О. С. и др. // Там же. С. 865.
19. Ardehyan N. V., Bychkov V. L., Gordeev O. A., Ershov A. P., Timofeev I. B. International workshop Thermochemical and plasma processes in aerodynamics. S.-Petersburg, 15—19 July. 2002. P. 138—146.
20. Двинин С. А., Ершов А. П., Тимофеев И. Б. и др. // ТВТ. 2004. Т. 42. С. 157.
21. Dvinin S. A., Ershov A. P., Timofeev I. B., Chernikov V. A., Shibkov V. M. Russian Academy of sciences, Scientific Council for Direct Energy Conversion Scientific council for Fluid Mechanics. The 2nd workshop on Magneto-Plasma-Aerodynamics in Aerospace Applications. Moscow, 5 April — 7 April 2000/ Organized by Institute of High Temperature of RAS In co-operation and sponsorship by PFBR, EOARD, ILG MHD, SEAM. P. 169—174.
22. Chernikov V., Dvinin S., Ershov A., Shibkov V., Surcont O., Timofeev I., Van Wie D. 32nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference and 4th Weakly Ionized Gases Workshop, 11—44 June 2001, Anaheim, CA, USA, AIAA 2001—3085.
23. Chernikov V. A., Dvinin S. A., Timofeev I. B. AIAA

2005-23722. 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada. 10—14 Jan. 2004, Reno, Nevada, USA.

24. Попов Н. А.// Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 10. Р. 940—950.

25. Попов Н. А.// Там же. 2003. Т. 29. № 8. С. 754—767.

26. Попов Н. А.// Там же. 2006. Т. 32. № 3. С. 1—9.

27. Мнацаканян А. Х., Найдис Г. В. Химия плазмы. — М.: Энергоатомиздат, 1987. Вып. 14. С. 207.

28. Aleksandrov N. L., Vazelyan E. M., Kochetov I. V., Dyatko N. A.// J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. № 30. С. 1616—1624.

29. Косый И. А., Костинский А. Ю., Матвеев А. А., Силаков В. П.// Труды ИОФАН. 1994. Т. 47. С. 37—57.

30. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных газовых явлений. — М.: Гостехиздат, 1966.

31. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973. — 272 с.

32. Биберман Л. М., Воробьев В. С. Якубов И. Т. Неравновесная кинетика низкотемпературной плазмы. — М.: Наука, 1982.

33. Осипов А. И., Уваров А. В.// УФН. 1996. Т. 166. № 6. С. 639—650.

34. Велихов Е. П., Письменный В. Д., Рахимов А. Т.// Там же. 1977. № 122. С. 419.

35. Напартович А. П., Старостин А. Н.// В кн: Химия плазмы/ Под ред. Б. М. Смирнова—М.: Атомиздат, 1979. Вып. 6. С.153.

36. Ким А. В., Гильденбург В. Б.// Физика плазмы. 1980. Т. 6. № 4. С. 496—499.

37. Ким А. В., Фрайман Г. М.// Там же. 1983. Т. 9. № 3. С. 613—617.

38. Годубев С. В., Грицинин С. И., Зорин В. Г., Косый И. А., Семенов В. Е. СВЧ-разряд высокого давления в пучках электромагнитных волн// В сб. Высокочастотный разряд в волновых полях. — Горький, ИПФ АН СССР, 1988. С. 136—197.

Статья поступила в редакцию 6 сентября 2006 г.

About a positive discharge column structure in a transversal air flow.

Part I

A. F. Alexandrov, V. L. Bychkov, S. A. Dvinin, V. V. Mikheyev, V. S. Sviridkina
M. V. Lomonosov Moscow State University. Physical Faculty, Russia

Given article is devoted to examination of direct current discharge characteristics of in a transversal gas flow. Processes in an area of the positive discharge column have been investigated numerically and analytically. It is shown, that the traversal size of the positive column appears to be essentially smaller at the account of electron attachment with respect to its absence. Approximate expressions for velocities of discharge boundaries displacement over a neutral gas and their dependence on curvature radius of occupied by plasma area have been obtained. Conditions of ionization — overheating instability development and its impact on the discharge characteristics have been discussed. It is shown that there are two possible modes of discharge development with respect to initial conditions. They are: the uniform slow warm-up of all discharge section and a mode of ionization — overheating instability, accompanied with diminution of the discharge traversal section, decrease of electric field strength in the positive column and sharp growth of temperature. Features of transition from one mode to another are explored at the account of the discharge traversal section growth and drift of ions along the electric current.