

УДК 533.9

Обтекание вязким потоком газа плазменного листа, образованного скользящим разрядом

Г. П. Кузьмин, И. М. Минаев, А. А. Рухадзе
Институт общей физики РАН им. А. М. Прохорова, Москва, Россия

И. Б. Тимофеев
Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

Рассмотрен процесс образования плазменного слоя, создаваемого скользящим разрядом на поверхности пластины, обтекаемой вязким потоком газа. Исследуется характер релаксации температуры в пограничном слое. Показано, что существуют условия, при которых разряд отрывается от поверхности пластины, определен частотный режим, при котором процесс отрыва может быть подавлен. Рассмотрены вопросы, связанные с влиянием плазменного слоя на вихревые структуры в потоке газа для случая, когда плазменный слой создается в области турбулентного или смешанного типа течений. Показано, что создание плазменного слоя в области турбулентного течения приводит к эффективному подавлению низкочастотных составляющих спектра турбулентности, смещая его в область высоких частот.

Интерес к характеру обтекания потоком газа поверхностей, покрытых плазменным слоем, объясняется множеством задач как чисто научного, так и прикладного характера. Например, при плазменной резке металлов высокотемпературная плазменная струя образуется вблизи поверхности разрезаемого материала и сдувается потоком газа. Необходимо выбрать оптимальную скорость потока газа для того, чтобы обеспечить высокое качество шва. В газовых импульсных и импульсно-периодических лазерах с прокачкой активной среды в последнее время довольно успешно применяются так называемые плазменные катоды. Последние, образованные электрическим разрядом вдоль поверхности электрода, одновременно используются в качестве предионизатора. При прокачке газа поток обтекает плазменный слой; от характера обтекания зависит интенсивность вносимых в активный объем газодинамических возмущений, которые, в свою очередь, определяют параметры лазерного излучения. И в этом случае возникает необходимость исследования характера обтекания плазменной поверхности потоком газа для минимизаций возмущений газовой среды в активной зоне. Высокотемпературные области с высокой степенью ионизации газа могут быть созданы на поверхности аэродинамических аппаратов. И здесь необходимо исследовать характер взаимодействия потока газа с плазменной поверхностью (плазменная аэродинамика).

В экспериментальных и теоретических работах, посвященных исследованиям взаимодействия потоков газа с плазменными образованиями, плазма создается с помощью плазмотронов, электрических разрядов, СВЧ-пробоя газа и т. д. [1–3]. Все эти способы позволяют создавать

лишь объемную плазму, размеры которой определяются энергозатратами и эффективностью плазмобразования в газе, и составляют, как правило, несколько десятков кубических сантиметров. В экспериментах по плазменной аэродинамике характеристики течения исследуются на малых моделях, причем полученные результаты переносятся на крупномасштабные плазменные образования. Такой перенос не является достаточно обоснованным, и его приходится делать лишь потому, что появления объемных источников плазмы с размерами порядка нескольких кубических метров в ближайшем будущем не предвидится.

Для создания плазменных поверхностей большой площади можно воспользоваться хорошо зарекомендовавшим себя в лазерной технике скользящим разрядом. Отличительной особенностью данного метода является то, что для организации разряда с линейными размерами порядка 1 м не требуется высокого напряжения, поскольку искра образуется не в объеме газа, а на поверхности тонкого слоя диэлектрика при подаче высоковольтного импульса на систему электродов, расположенных на обеих ее поверхностях. Электрическое поле в таком разрядном промежутке распределяется резко анизотропно с преобладающей нормальной составляющей к поверхности диэлектрика. При этом величина поля E характеризуется отношением приложенного напряжения к толщине диэлектрика и практически не зависит от величины зазора между иницирующими и зажигающими электродами вдоль поверхности диэлектрика. Так как величина электрической прочности современных изоляционных материалов порядка 1 МВ/см, то и величина поля E может состав-

лять 1 МВ/см без опасности разрушений диэлектрической подложки. Существенно, что столь высокая напряженность поля E , достаточная для ионизации газа, может быть достигнута при малой толщине диэлектрика и, следовательно, при весьма умеренных высоковольтных импульсах, питающих разряд. Резкая неоднородность поля E с нормальной составляющей, величина которой не зависит от длины разрядного промежутка, и наличие распределенной емкости диэлектрической подложки, заряженной в процессе развития разряда, обуславливают специфический вид пробивных характеристик скользящего разряда, не следующих законам Пашена [4, 5]. Одинаковая зависимость напряжения от величины разрядного промежутка в случаях искрового и скользящего разрядов имеет место лишь при величине разрядного промежутка 1–2 см. Для скользящего разряда при увеличении межэлектродного зазора или давления газа выше некоторой величины, зависящей от состава газа, толщины и диэлектрической постоянной изолятора, пробивное напряжение меняется слабо. Это обстоятельство позволяет получать при умеренных напряжениях пробой разрядных промежутков до 1 м и более.

Различают завершенный и незавершенный скользящие разряды. Если край скользящего разряда закрыт изолирующим материалом так, что лидерные каналы, достигнув конца диэлектрической подложки, не замыкают промежуток, то такая форма скользящего разряда называется незавершенной. Незавершенный скользящий разряд возникает при напряжении, недостаточном для пробоя разрядного промежутка. Отсутствие сильноточной фазы обуславливает высокую однородность плазменного листа, созданного незавершенным скользящим разрядом на поверхности диэлектрической пластинки. Ток незавершенного скользящего разряда ограничивается распределенной емкостью диэлектрической подложки и равен

$$i = U \frac{\partial C}{\partial t} + C \frac{\partial U}{\partial t},$$

где U — напряжение между плазмой разряда и скользящим электродом;

C — емкость промежутка, который образован листовой плазмой и скользящим электродом.

Напряжение U является функцией приложенного напряжения и координатой на поверхности диэлектрика. Но так как потенциал иницирующего электрода практически без изменения переносится в головную часть лидера [6], то можно рассматривать этот потенциал как приложенное к электродам напряжение. Величина C пропорциональна длине лидерного канала и поэтому во время развития разряда является функцией времени. Из-за высокой

скорости развития скользящего разряда (10^6 – 10^8 см/с [7]) первое слагаемое в выражении для тока может быть значительным, обеспечивая быстрое нарастание тока. После заполнения поверхности диэлектрика плазмой ток незавершенного скользящего разряда определяется только вторым слагаемым (ток смещения). Ток смещения после образования канала продолжает греть плазму, и ее температура достигает $(2-3) \cdot 10^3$ К [8]. Такой разряд, несмотря на малый по сравнению с объемным разрядом энерговыход, является весьма экономичным источником интенсивного ионизирующего излучения.

Таким образом, имеется возможность создания достаточно однородных плазменных поверхностей больших размеров с помощью скользящего разряда в завершенной и незавершенной формах при весьма умеренных требованиях к источнику питания. Важно и то, что эта возможность сохраняется при высоких давлениях газа. Иными словами, имеется надежный, проверенный экспериментально способ создания плазменных поверхностей большой площади в открытой атмосфере.

К настоящему времени проведен ряд работ по использованию плазменных технологий для решения задач аэродинамики, и уже сейчас есть достаточное число экспериментальных и теоретических данных, подтверждающих эффективность их применения.

Сверхзвуковое безударное движение плотной плазменной струи наблюдалось в ионизованном воздухе, создаваемом оптическим разрядом. При этом было зарегистрировано движение плазменного тела в атмосфере со скоростями порядка 1–3 км/с [9, 10]. Наблюдалось аномально сильное взаимодействие ударных волн с низкотемпературной плазмой [1, 2].

В данной работе рассматривается влияние плазменного листа, образованного скользящим разрядом на поверхности тонкой диэлектрической пластины, помещенной в потоке вязкого газа, на характер течения. Задача сводится к определению характеристик вязкого потока, обтекающего тонкую пластину, покрытую плазменным слоем, и направленного параллельно ее боковой поверхности. Известно [11–12], что в пограничном слое могут наблюдаться ламинарный, турбулентный или смешанный типы течения. На определенном расстоянии от носовой части пластины X_T первоначально ламинарный пограничный слой становится турбулентным (смешанный тип течения). Если ламинарный пограничный слой устойчив к возмущениям или он мал, то возможно, что поверхность будет обтекаться ламинарным потоком. Напротив, если он слабо устойчив или сильно возмущен, то турбулентный режим течения будет начинаться практически у переднего торца пластины [12].

Рассмотрим процесс формирования плазменного слоя в потоке газа при иницировании

завершенного скользящего разряда в области ламинарного, турбулентного или смешанного типов течения. Процесс формирования завершенного скользящего разряда можно разделить на два этапа [13]. На первом этапе предионизации, при подаче импульса напряжения на иницирующий электрод вследствие наличия межэлектродной емкости возникают большие градиенты потенциала электрического поля вокруг иницирующего электрода. Это вызывает в приповерхностном слое диэлектрической пластины ударную ионизацию газа, в результате действия которой по поверхности диэлектрика распространяется слабосветящийся предразряд, который обеспечивает проводимость в разрядном поверхностном промежутке. Скорость распространения этого предразряда зависит от начального напряжения на батарее конденсаторов, диэлектрической проницаемости диэлектрика и геометрии электродов [14] и составляет $(1,4-4) \cdot 10^6$ м/с, что заведомо выше скорости набегающего потока, поэтому в рассматриваемом случае процесс предионизации можно считать мгновенным. На втором этапе за разрядом предионизации следует сильноточный разряд, который определяет энерговклад в пограничный слой газа. Время запаздывания сильноточного разряда зависит от скорости распространения поверхностного разряда. Первый процесс определяется нормальной составляющей электрического поля E_n на электроде и в газовом зазоре между электродами, второй — тангенциальной составляющей электрического поля E_t на поверхности диэлектрика. Предионизация развивается под действием нормальной составляющей электрического поля E_n . Если предположить, что напряженность электрического поля зависит от расстояния до иницирующего электрода как $E_n \sim f(1/r)$, то поле внутри пограничного слоя толщиной Δ постоянно: $E_\Delta = \text{const}$. Из этого следует, что степень ионизации газа в пограничном слое будет пропорциональна плотности ρ (температуре T).

Локализация импульсно-периодического поверхностного разряда на диэлектрике, обдуваемом вязким газом

Рассмотрим, как меняются плотность или температура газа в пограничном слое в зависимости от скорости потока газа V . При малых скоростях потока ($M \rightarrow 0$, где $M = V/S$ — число Маха, $M = V/S$, S — скорость звука) поток практически несжимаем, торможение газа в пограничном слое не вызывает изменения температуры или плотности. При увеличении скорости потока газа до значений $M \geq 1$ из-за торможения потока на пластине происходит значительное увеличение температуры в поверхностном слое. Оценку изменения температуры, возникающего вследствие торможения

потока в пограничном слое, сделаем следующим образом [15].

Запишем уравнение сохранения энергии для невесомого газа при условии отсутствия дополнительных источников тепла и совершаемой газом механической работы

$$i + \frac{V^2}{2} = \text{const},$$

где i — энтальпия газа.

Полагая течение изоэнтропическим с постоянными C_p и C_v (C_p — теплоемкость при постоянном давлении, C_v — теплоемкость при постоянном объеме), получим

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} RT + \frac{V^2}{2} = \text{const}, \quad (1)$$

где R — газовая постоянная;

$\gamma = C_p/C_v$ — показатель адиабаты;

T — температура газа.

В (1) константа определяется предельным переходом $V \rightarrow 0$. Если предположить, что давление p постоянно по сечению пограничного слоя, из (1) можно получить

$$T_0 - T = \frac{(\gamma - 1)}{2} M^2 T, \quad (2)$$

где T_0 — температура торможения;

T и M — температура и число Маха невозмущенного потока, соответственно.

Для теплоизолированной поверхности пластины при адиабатическом торможении наибольшая температура газа будет на поверхности пластины T_{pl} (газ тормозится полностью). На внешней границе пограничного слоя температура равна температуре газа в набегающем потоке. Для определения характера изменения температуры в пограничном слое, как видно из (2), необходимо знать закон изменения скорости по толщине пограничного слоя. Для вязкого несжимаемого газа в случае ламинарного течения при $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ уравнение движения имеет вид [15]

$$V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_x}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial F}{\partial y},$$

где F — сила внутреннего трения.

При условии, что $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$ [16],

$$F = \eta \frac{\partial V_x}{\partial y}; \quad \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} = 0.$$

При заданных граничных условиях

$$V_x = 0, \quad V_y = 0 \quad \text{для } x, y = 0;$$

$$V_x = V_\infty, \quad p = p_\infty, \quad \frac{\partial V_x}{\partial y} = 0 \quad \text{для } y = \Delta,$$

закон изменения скорости по толщине ламинарного пограничного слоя имеет вид

$$V_x = V_\infty \left(\frac{3}{2} \frac{y}{\Delta} - \frac{1}{2} \frac{y^3}{\Delta^3} \right), \quad (3)$$

где V_∞ — скорость невозмущенного потока.

Далее, подставляя выражение (3) в (2), находим закон изменения температуры в пограничном слое

$$T(y) = T_\infty \left[1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} \left(\frac{V_\infty - V_x}{S} \right)^2 \right], \quad (4)$$

где S — скорость звука в потоке.

Распределения температуры и плотности газа при $V_\infty = S$ по сечению пограничного слоя представлены на рис. 1.

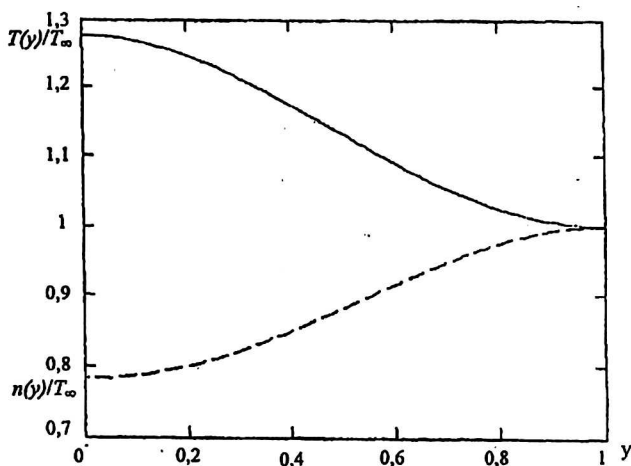


Рис. 1. Распределение температуры (—) и плотности (---) газа поперек слоя при $V_\infty = S$

Величины нормированы, соответственно, на температуру T_∞ и плотность газа n_∞ невозмущенного потока, Δ принято равным единице. Из (4) можно определить закон изменения плотности ρ в пограничном слое, если воспользоваться условием $p/\rho = RT$ при $p = \text{const}$ (см. рис. 1).

Таким образом, температура $T(y)$ и плотность $\rho(y)$ в установившемся режиме существенно изменяются по толщине пограничного слоя, принимая соответственно максимальное и минимальное значения на поверхности пластины.

Предположим, что нормальная составляющая электрического поля E_n на расстояниях порядка Δ от поверхности пластины постоянна. Этот вывод можно сделать из работы [17], где на основе экспериментальных данных дана оценка для толщины разрядного слоя $l \approx 1-1,5$ мм. Для Δ оценку можно получить из [18]

$$\Delta = 4,64 \cdot \sqrt{(V_T \lambda) / 3V_\infty x} \quad (\text{мм}), \quad (5)$$

где $V_T = \sqrt{T/M}$ — тепловая скорость течения газа в потоке;

λ — длина свободного пробега;

x — расстояние от ребра пластины по потоку ($x \sim 1$ м).

Видно, что Δ меняется в зависимости от скорости от 1,5 до 0,5 мм при изменении V от S до $2S$. В этом случае изменение степени ионизации в предразряде по толщине пограничного слоя, а следовательно, и проводимости газа будет соответствовать закону изменения плотности газа в пограничном слое. Таким образом, при протекании между электродами основного (сильноточного) разряда количество выделившейся в газе энергии будет меняться по толщине слоя.

Количество энергии, выделившейся в единичном объеме в различных сечениях пограничного слоя, при условии, что проводимость газа σ постоянна в каждом сечении и не зависит от величины тока, равно

$$Q = e^2 E_T^2 n_e(y) \lambda / 2mV_T, \quad (6)$$

где n_e — концентрация электронов.

Будем полагать, что E постоянно по сечению и не зависит от y . Тогда выражение (6) можно представить в виде

$$Q = \text{const } n_e(y) \lambda / V_T.$$

Выразим множитель $n_e(y) \lambda / V_T$ через один параметр — температуру газа T и найдем проводимость газа в слое толщиной Δ в зависимости от расстояния до поверхности пластины в момент времени, предшествующий сильноточному разряду. В указанный момент установившиеся по сечению слоя распределения температуры T и плотности ρ полностью определяются параметрами набегающего потока, а концентрация n_e зависит от параметров ионизатора, E_n и плотности газа. В этом случае $n_e = \text{const}(n)$ (n — концентрация нейтральных частиц); $\lambda = \text{const}(1/n)$, и, следовательно, величину Q можно представить в виде

$$Q = \text{const}(1/V_T).$$

Так как $V_T = \text{const} \sqrt{T}$, то Q может быть выражено через температуру газа

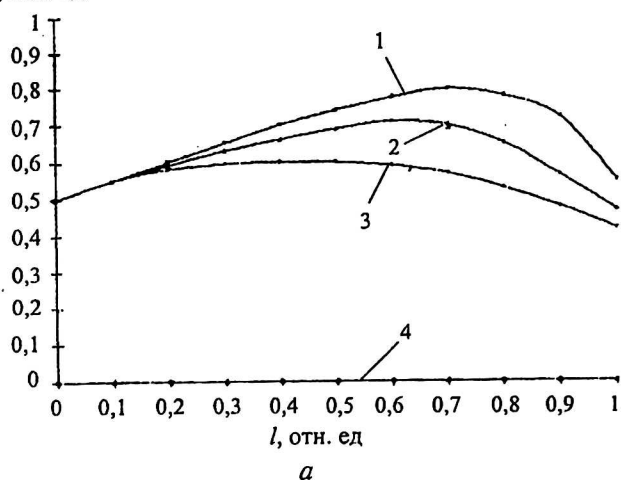
$$Q = \text{const } T^{-1/2}.$$

Для оценки изменений температуры по сечению пограничного слоя воспользуемся данными работы [17], в которой проведено исследование однородности активной среды мощного широкоапертурного CO_2 -лазера. В эксперименте с газовой смесью $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:8$ при рабочем давлении $p = 1$ атм образовывался плазменный лист толщиной 1—1,5 мм при энергии, вкладываемой в плазму, $W = 250$ Дж, что приводило к прогреву объема газовой смеси $1,5 \times 150 \times 800$ мм до температуры 3400 К (теплоемкость указанной смеси составляла $C_V = 1,33$ Дж·г⁻¹·К⁻¹). При теплоемкости воздуха $C_V \sim 0,7$ Дж·г⁻¹·К⁻¹, $p = 1$ атм,

$W = 100$ Дж и том же объеме газа получим, что максимальное значение температуры воздуха будет ~ 2700 К, а профиль температуры будет определяться энерговыделением в каждом сечении пограничного слоя [19]. Температура у стенки будет равна 1350 К.

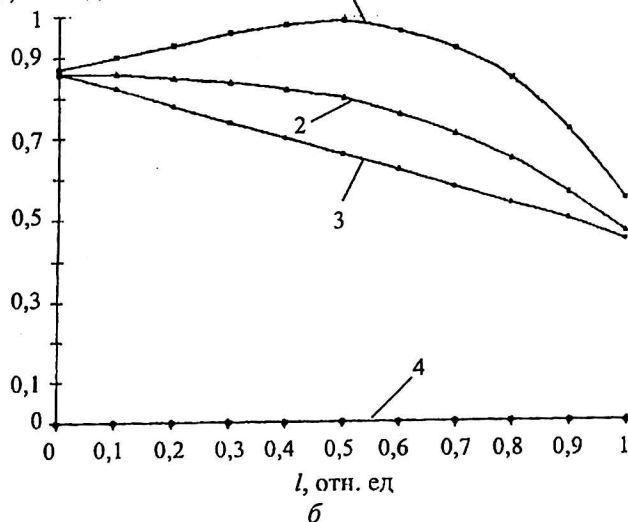
Величины на рис. 2 нормированы соответственно на температуру $T = T_{\max}$ (T принимает значение T_{\max} в момент окончания разряда), Δ принято равным единице.

T , отн. ед.



a

T , отн. ед.



б

Рис. 2. Распределение температуры по сечению слоя для различных моментов времени со скоростью потока равной:

a — $2S$ при $T_{st} = 1350$ К, $T_{\max} = 2700$ К;
б — 340 м/с при $T_{st} = 1600$ К, $T_{\max} = 2200$ К;
 1 — 10^{-4} с; 2 — $5 \cdot 10^{-4}$ с; 3 — $1 \cdot 10^{-3}$ с; 4 — 0 с

Оценим степень ионизации газа при указанных температурах по формуле Саха [20]

$$n_e/n \approx 10^{11} n^{-1/2} T^{3/4} \exp(W_i/2T),$$

где W_i — потенциал ионизации атомов;
 $n_e = n_i$, n — концентрация нейтралов;
 T — выражено в эВ, n — в см^{-3} .

При давлении газа порядка 1 атм получим оценку концентрации электронов $n_e \sim 10^6 - 10^8 \text{ см}^{-3}$. Как отмечалось в [17], начальная концентрация электронов на уровне $10^6 - 10^8 \text{ см}^{-3}$ обеспечивает однородный пробой разрядных промежутков до 1 м и более. В начальной стадии после протекания основных процессов в разряде температура воздуха в пограничном слое достаточно высока, и концентрация электронов достигает значений 10^8 см^{-3} . Следовательно, условия пробоя заведомо выполняются. При указанных значениях степени ионизации газа сильноточный разряд будет развиваться как самостоятельный разряд в газе и заполнит все разрядное пространство, а энерговыделением будет определяться проводимостью газа в каждом сечении. Температура газа будет возрастать по мере удаления от поверхности пластины.

По мере остывания газа как вследствие теплопроводности, так и сдува высокотемпературного слоя, температура и концентрация заряженных частиц падают. Изменение температуры по сечению пограничного слоя за счет теплопроводности для различных моментов времени представлено на рис. 2 для двух значений скорости потока: $V = 340$ м/с и $V = 2S$. За время $t \leq 10^{-3}$ с температура газа в прилегающих к поверхности пластины слоях выравнивается, концентрация n_e у стенки остается на уровне 10^7 см^{-3} , а проводимость газа становится практически постоянной по сечению пограничного слоя. Следовательно, если повторный разряд будет иметь место через $t \leq 10^{-3}$ с, то энерговыделение по сечению пограничного слоя также будет однородным, а разряд прижмется к поверхности пластины. Изменения температуры и вязкости газа в пограничном слое могут привести к смене характера течения и, соответственно, к изменению распределения (3). Однако и в этом случае температура газа у стенки вследствие торможения потока будет выше, чем на внешней границе области, что приведет к некоторому дополнительному росту концентрации n_e у стенки за счет термической ионизации. Если считать, что пластина обтекается однородным высокотемпературным потоком газа, то разность температур у стенки и на внешней границе области будет иметь тот же порядок величины, что и в случае холодного газа. Так как сдвиг горячего слоя газа с поверхности зависит от местной скорости потока, то на поверхности пластины слой горячего газа с температурой ~ 1300 К и концентрацией электронов 10^7 см^{-3} будет существовать время $\approx 10^{-3}$ с (см. рис. 2). Следовательно, для выполнения условий квазистационарного состояния газа в пограничном слое частота повторения разрядных импульсов должна определяться временем релаксации температуры газа в пограничном слое, что в рассматриваемом случае составляет

~1,0 кГц. Существование плазменного слоя на поверхности пластины приведет к изменению характеристик пограничного слоя.

Отметим, что коэффициент сопротивления пластины, обтекаемой потоком воздуха с турбулентным слоем, в 16 раз больше коэффициента сопротивления при ламинарном пограничном слое, т. е. $C_{FT}/C_{FL} = 16$ при $Re = 10 \cdot 10^6$ [18], где Re — число Рейнольдса. По мере продвижения потока вдоль пластины число Рейнольдса возрастает, и ламинарный пограничный слой переходит в турбулентный при числе Рейнольдса, равном $Re_{\chi T} = R_{cr}$ и называемом критическим, т. е. $Re_{\chi T} = R_{cr}$ в точке перехода. Для потока в аэродинамической трубе $Re_{cr} = 0,485 \cdot 10^6$, а для спокойной атмосферы $Re_{cr} = 2 \cdot 10^6$. Координата точки перехода определяется как $\chi T = Re_{cr}/Re$, где $Re = VL\rho/\mu$; V — скорость набегающего потока; L — линейный размер пластины; ρ — плотность газа; μ — коэффициент динамической вязкости.

Рассмотрим влияние плазменного слоя на характер течения газа. После завершения разряда на поверхности пластины плазменный пограничный слой характеризуется параметрами $\rho_p, T_p, n_i, V_T, \lambda_I$. Плотность ρ_p падает в зависимости от скорости уходящей ударной волны, температура T_p и концентрация заряженных частиц n_i определяются энерговыделением в разряд, скорость V_T растет с температурой T_p , длина свободного пробега λ определяется средней частотой столкновений тяжелых частиц ν_m и их тепловой скоростью.

В зависимости от степени ионизации газа среднюю частоту столкновений можно определить, считая газ идеальным: $\nu_m = n_I V_T \sigma_m$, где σ_m — среднее сечение рассеяния; $\lambda_m = 1/n_I \sigma_m$ — средняя длина свободного пробега. В строгом вычислении этих величин нет необходимости, поскольку в представляющем интерес случае (высокое давление и температура газа) степень ионизации газа велика (больше 10 %). В этих условиях сечение рассеяния ионов на ионах превышает более чем на два порядка сечения рассеяния атомов на ионах [20]. Поэтому в данных условиях среднее сечение рассеяния определяется рассеянием ионов и зависит от их концентрации, т. е. от степени ионизации газа. При этом средняя длина свободного пробега падает до тех пор, пока степень ионизации не достигнет 50 %, и далее при увеличении энерговыдела быстро растет с ростом температуры. В результате длина пробега

$$\lambda_I = V_T/\nu_{ii},$$

$$\text{где } \nu_{ii} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi e^4 n_i L}{M T_i^{3/2}}};$$

$L = 10$ — кулоновский логарифм;

M — масса иона;

e — заряд электрона.

Зная характер изменения λ_I , можно определить, как изменится число Рейнольдса, а следовательно, и коэффициент сопротивления [21].

При ламинарном течении $C_{FL} = 1,3/\sqrt{Re}$, при турбулентном — $C_{FL} = 0,072/5^5 V Re$, если $Re < 10^6$ и $C_{FT} = 0,455/(\log Re)^{2,58}$ при $10^6 < Re < 10^8$. В зависимости от степени ионизации газа в пограничном слое изменяется положение точки перехода от ламинарного течения к турбулентному, а следовательно, и коэффициент сопротивления. Анализ зависимости местного значения Re от (ρ/μ) (см. выше) показывает, что Re в интересных условиях уменьшается по сравнению со случаем обтекания пластины холодным газом, что увеличивает устойчивость потока к возмущениям. Отметим, что плазменные неустойчивости в данных условиях не развиваются из-за отсутствия магнитного поля и окончания процессов, связанных с протеканием тока. Неустойчивости плазмы, обусловленные неоднородностью профиля скорости потока, не развиваются вследствие высокой частоты столкновений частиц и высокой плотности газа. Таким образом, проведенные оценки показывают, что изменение величины энерговыдела в разряд позволяет создавать условия, при которых реализуется тот или иной тип течения, и изменять в широких пределах силу трения со стороны пограничного слоя.

Влияние плазменного слоя на вихревые структуры в потоке газа

При обтекании тонкой пластины потоком вязкого газа, направленным на бесконечности параллельно поверхности пластины, в пограничном слое могут наблюдаться ламинарный, турбулентный или смешанный тип течений. При турбулентном или смешанном типе течения в неоднородной пристеночной турбулентности на внешней границе вязкого подслоя происходят спонтанные разрушения структуры течения. Значительная завихренность, образовавшаяся на поверхности пластины, развивается в отчетливо выраженные вихри, которые затем уносятся из пристеночного подслоя и переносят с собой количество движения во внешнюю область [15]. В статистических моделях [22], с помощью которых описываются физические процессы в развитом турбулентном движении, предполагается, что такое течение порождается беспорядочно изменяющейся совокупностью вихрей (т. е. возмущений, неоднородностей или, другими словами, вихревых элементов), размеры которых изменяются в широких пределах. По порядку величины размеры самых крупных вихрей равны размеру области, занятой турбулентным движением, а размеры наименьших вихрей — размеру области, поперек которой может эффективно осуществляться перенос импульса под

действием молекулярной вязкости, приводящей к сглаживанию градиентов скорости [24].

В работах [19, 21] обсуждаются некоторые вопросы, связанные с процессом обтекания вязким потоком газа плазменного листа, образованного скользящим разрядом. В [21] рассмотрено влияние плазменного листа на характер течения газа вдоль поверхности и характер изменения коэффициента вязкости в зависимости от степени ионизации газа в плазменном слое, а в [19] — вопросы, связанные с динамикой развития скользящего разряда на поверхности диэлектрической пластины в потоке вязкого газа. Полученные результаты показывают, что после окончания разряда над поверхностью, обтекаемой потоком газа пластины, в области пограничного слоя образуется слой плазмы с характерным распределением температуры по сечению пограничного слоя [19]. На рис. 3 приведено нормированное распределение температуры T/T_{\max} по сечению пограничного слоя в момент времени t_0 , сразу после окончания процессов энерговыведения в скользящем разряде (δ^* — соответствует максимальному значению T_{\max} [19]).

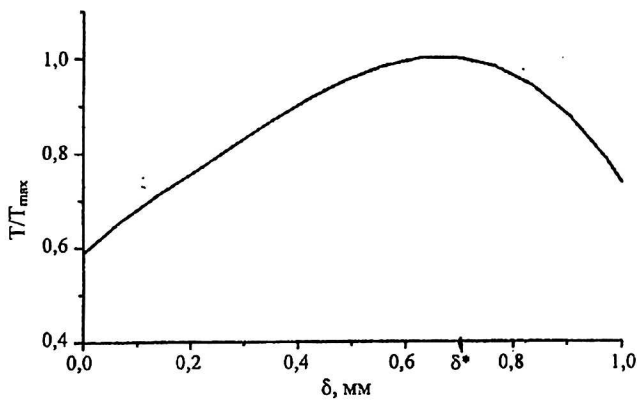


Рис. 3. Нормированное распределение температуры T/T_{\max} по сечению пограничного слоя ($T_{\max} = 3000 \text{ К}$; $\delta = 1 \text{ мм}$)

Для определения характера влияния плазменной области на вихревые структуры важным является вопрос о величине масштаба наименьших вихревых образований в сравнении с дебаевским радиусом экранировки и длиной свободного пробега молекул, так как может оказаться необходимым учитывать молекулярное движение, когда масштаб, характеризующий движение жидкости, становится очень малым. В турбулентных течениях при $P_0 = 1$ атм средняя длина свободного пробега молекул намного меньше размера вихрей [22, 24] и в нашем случае меньше дебаевского радиуса экранировки ($n = 1 \cdot 10^{12} \text{ 1/см}^3$, $R_d = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$), что позволяет пользоваться моделью сплошной среды [22]. Если вихрь представить в виде трубки (рис. 4), величину угловой скорости w сопоставить частоте f_V и период вихря определить равенством $T_V = 2 \pi/w$, то можно говорить о спектре турбулентного течения, ширина которого

может достигать 10 кГц и более [24]. Обычно считается, что вихри существенно различных размеров не оказывают непосредственного влияния друг на друга, и лишь сравнимые по размерам вихри могут обмениваться энергией. Установлено, что вязкость слабо влияет на движение и структуру основного турбулентного течения, однако ее влияние становится определяющим на конечной стадии диссипации энергии турбулентности, когда градиенты скорости в мелких вихрях исчезают под действием вязких напряжений [22]. Если же создается плазменная область в зоне турбулентного течения, то основной причиной потерь энергии крупномасштабных вихрей (масштаб вихря соизмерим с поперечным сечением плазменной области δ (см. рис. 4) может быть потеря энергии за счет вращения электрического диполя, образованного вихрем в неоднородном электрическом поле плазменного слоя

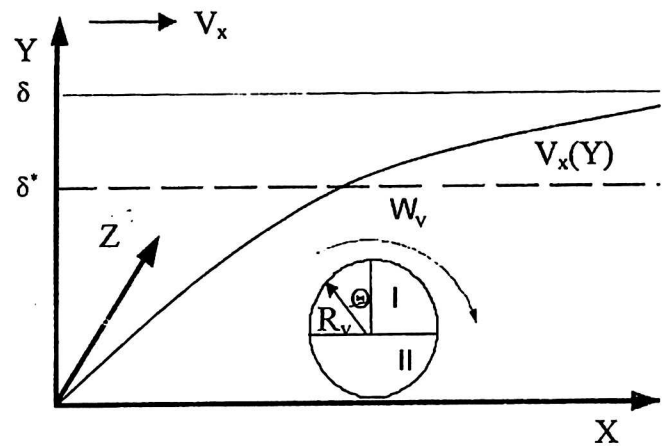


Рис. 4. Схема расположения вихря в плазменном слое толщиной δ

Рассмотрим этот процесс более подробно. Будем считать, что после окончания стадий развития скользящего разряда образована плазменная область с концентрацией зарядов (в момент времени t_0) $n = 1 \cdot 10^{12} \text{ 1/см}^3$ [17] и далее концентрация зарядов падает в результате диффузии к границам области. После установления квазинейтральности (характерное время установления квазинейтральности в плазменной области $\tau_m \sim (R_d)^2/4 D_e$, где D_e — коэффициент диффузии электронов [25]) плазменная область толщиной δ находится в условиях, соответствующих режиму амбиполярной диффузии зарядов к внешним границам. Пусть в слое толщиной δ^* находится вихрь, характеризуемый угловой скоростью W_V и радиусом R_V ($R_V < \delta^*$, см. рис. 4).

Положим, что в момент времени t_0 распределение концентрации носителей заряда на цилиндре единичной длины и радиусом R_V соответствует распределению концентрации носителей в слое. В одномерном случае диффузионный поток зарядов направлен по нормали к стенке (стенка расположена в плоскости XZ).

Цилиндр вращается в направлении, указанном на рисунке. В этом случае, если считать, что цилиндр вращается как единое целое, то области, лежащие внутри цилиндра с низкой концентрацией носителей, при вращении цилиндра будут вноситься в область вне цилиндра с повышенной концентрацией носителей. При этом из области вне цилиндра будет происходить диффузия носителей в зону с пониженной концентрацией носителей внутри цилиндра. Глубина проникновения зарядов будет определяться скоростью вращения цилиндра, диффузионной скоростью электронов, скоростью зарядов при амбиполярной диффузии и градиентом концентраций зарядов во внешней области и в области внутри цилиндра. При этом накопление зарядов на поверхности вращающегося цилиндра происходит в результате диффузии, обусловленной разностью концентраций зарядов во внешнем по отношению к цилиндру слое и в поверхностном слое цилиндра, причем глубина проникновения зарядов во вращающийся вихрь не превышает дебаевского радиуса R_d . Проведем оценку величины накопленного заряда. Величина заряда определяется отношением линейной скорости области, лежащей на поверхности вращающегося цилиндра (u_e), к диффузионной скорости зарядов (u_A) и амбиполярным полем (E_A). В [19] приведены результаты расчетов распределения температуры по сечению пограничного слоя, из которых следует, что $(\text{grad } n)/n \gg \gg (\text{grad } T)/T$, и поэтому термодиффузия не существенна. Величина электрического поля E_A определяется выражением [20]

$$E_A \approx (T/e) (\text{grad } n)/n, \quad (7)$$

а скорость амбиполярного движения заряженных частиц u_A равна

$$u_A = -D_A (\text{grad } n)/n, \quad (8)$$

где $D_A = 2T/m_i v_{ih}$ — коэффициент амбиполярной диффузии;

m_i — масса ионов;

v_{ih} — частота столкновений ионов с нейтральными атомами и молекулами газа (плазма считается слабоионизованной и изотермической $T_e = T_i = T \approx 0,3$ эВ);

e — заряд электрона.

Частоту столкновений электронов с нейтралами в воздухе можно определить как $v_{eh} = 4 \cdot 10^9 P_0 \text{ с}^{-1}$, а $v_{ih} = (m/M) v_{eh} = 2 \cdot 10^7 P_0 \text{ с}^{-1}$, где P_0 — давление воздуха в мм рт. ст. [23].

Выражения (7) и (8) позволяют определить дипольный момент вихря в неоднородном плазменном слое. Разделение зарядов в амбиполярном поле E_A в области l на рис. 4 будет определяться глубиной проникновения зарядов l в поверхностный слой вращающегося вихря. По порядку величины l при $\omega = 0$ будет определяться отношением величины E_A к величине поля E_d , т. е. l/R_d . В наших условиях $E_d =$

$= 2,5 \cdot 10^{-4}$ см, что при $n = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ соответствует максимальному значению поверхностной плотности зарядов $\sigma_0 = 6,3 \cdot 10^5 \text{ е см}^{-2}$. Распределение концентрации носителей в плазменном слое имеет вид [20]

$$n = n_{\text{max}} \cos(\nu(v_i/D_A)x), \quad (\nu(v_i/D_A)\delta^* = \pi/2,$$

где $\nu_i = \pi^2 D_A / 4(\delta^*)^2$ — частота ионизационных столкновений [20]. Распределение же поверхностной плотности заряда по углу на поверхности цилиндра будет $\sigma = \sigma_0 \cos\theta$. Вихрь с таким распределением поверхностной плотности зарядов вращается в поле E_A с угловой скоростью ω , что усредняет дипольный момент вихря. В наших условиях величина $E_A \approx 2,6 \cdot 10^{-2} \text{ В/см}$; $v_{eh} \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$; $v_{ih} \approx 1,5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$; $D_A \approx 2 D_i \approx \approx 7,2 \cdot 10^{-1} \text{ см}^2/\text{с}$; $D_e \approx 7,8 \cdot 10^1 \text{ см}^2/\text{с}$; $\sigma_0 (\text{max}) \approx \approx 6,9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$; $\nu_i = 7 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$. Величину дипольного момента P можно определить как [16]

$$P = E_A \sigma_0 R_V^2 / 2.$$

Диполь с таким моментом вращается в амбиполярном поле плазменного слоя E_A . Величина дипольного момента при этом будет обратно пропорциональна скорости вращения ω .

Таким образом, устойчивое распределение зарядов, образующих диполь, создается за счет энергии вращающегося вихря. Оценим потери энергии вихря с дипольным моментом P , вращающегося в поле E_A . Величина потерь кинетической энергии вращающегося вихря W для случая, когда вязким трением можно пренебречь, определяется потерями энергии при вращении диполя в поле E_A . За один оборот вихря при $R_V = \delta/2$ и $\omega = 1 \text{ рад/с}$ потери энергии $W_{\text{max}} \approx 10^{-14} \text{ Дж}$. Кинетическая энергия вихря тех же размеров $W_k \approx 2,5 \cdot 10^{-18} \text{ Дж}$. Зависимость изменения величин W и W_k вихря от ω и при заданном R_V приведена на рис. 5.

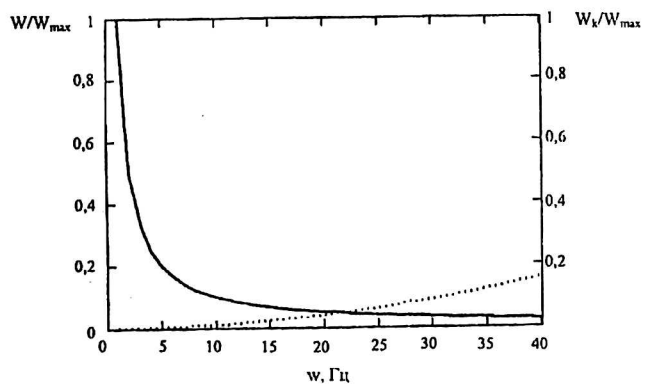


Рис. 5. Зависимость изменения величины W (—) и W_k (.....) вихря от ω и при заданном R_V

Полученные результаты показывают, что потери кинетической энергии вихря в плазменном слое определяются величиной дипольного момента и угловой скоростью и падают обратно пропорционально величине угловой скорости для вихря заданного радиуса, в то время как ее

кинетическая энергия растет как квадрат угловой скорости. Таким образом, создание плазменного слоя в области турбулентного течения приводит к эффективному подавлению низкочастотных составляющих спектра турбулентности, смещая его в область высоких частот, т. е. в область, где происходит эффективная диссипация энергии вихрей за счет вязкого трения.

Литература

1. Александров А. Ф., Видянин Н. Г., Лапутин В. А. и др. Взаимодействие ударных волн с распадающейся плазмой лазерной искры в воздухе//ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 771.
2. Александров А. Ф., Тимофеев И. Б., Черников В. А., Юсупалиев У. Плазменный тороидальный вихрь в воздухе//ТВТ. 1988. Т. 26. № 4. С. 639.
3. Еришов А. П., Тимофеев И. Б., Черников В. А., Шибков В. М. Газовые разряды в сверхзвуковых потоках воздуха//Гез. докл. 26-й Звенигородск. конф. по УТС, 1999. С. 5.
4. Сиротинский Л. И. Техника высоких напряжений. — М.: Госэнергоиздат, 1945.
5. Дацук П. Н., Челноков Л. Л., Ярышева М. А. Характеристики скользящего разряда по поверхности твердых диэлектриков применительно к высоковольтным коммутаторам//Электронная техника. 1975. № 6. С. 9.
6. Берцев В. В., Дацук П. Н., Лысаковский Г. Г. Вольткулоновские характеристики скользящего разряда//Изв. вузов. Сер. Энергетика. 1963. № 6. С. 24.
7. Babcock R. V., Liherman I., Partlow W. D. Volume Ultra-violet Preionization from Bare Sparks//IEEE J. Quantum Electron. 1976. V. 12. P. 29.
8. Дацук П. Н., Сергеенкова Е. П. Спектроскопические исследования характеристик скользящего разряда в стримерной и искровой стадиях//Всес. семинар по физике газовых лазеров. — Новосибирск, 1975. С. 154.
9. Александров А. Ф., Еришов А. П., Имад И. и др. Скоростные плазменные струи в воздухе. Нелазерный непрерывный оптический разряд//ТВТ. 1993. Т. 31. № 5. С. 850.
10. Александров А. Ф., Арделян Н. В., Тимофеев И. Б., Чувашев С. Н. Сильноточный коаксиальный разряд в воздухе, стабилизированный диэлектрической стенкой// Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25. № 6. С. 1218.
11. Белоцерковский С. М. Тонкая несущая поверхность в потоке газа. — М.: Наука, 1965. — 256 с.
12. Белоцерковский С. М., Ништ М. И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. — М.: Наука, 1978. — 352 с.
13. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А., Юрике Я. Я. Развитие поверхностного разряда по диэлектрику с большой диэлектрической проницаемостью в газе в наносекундном диапазоне//ПМТФ. 1973. № 1. С. 48—55.
14. Красюк И. К., Липатов Н. И., Пащинин П. П. Формирование импульса УФ-излучения в плазме поверхностного разряда фронтом ударной электромагнитной волны// Квантовая электроника. 1976. Т. 3. № 11. С. 2384—2391.
15. Краснов Н. Ф. Аэродинамика. — М.: Высш. шк., 1971.
16. Ландау Л., Лифшиц Е. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука. 1982.
17. Ковалев И. О., Кузьмин Г. П., Нестеренко А. А. Импульсные СО₂-лазеры с плазменными электродами//Труды института общей физики. — М.: РАН. 1966. Т. 52. С. 70.
18. Аэродинамика летательных аппаратов и гидравлика их систем/Под ред. М. И. Ништа. — М.: ВВИА, 1994.
19. Минаев И. М., Рухадзе А. А. О локализации импульсно-периодического разряда на диэлектрике, обтекаемом вязким газом//ТВТ. 2003. Т. 41. № 1. С. 29.
20. Голант В. Е., Жилинской А. П., Сахаров С. А. Основы физики плазмы. — М.: Наука, 1977.
21. Кузьмин Г. П., Минаев И. М., Рухадзе А. А. Обтекание вязким потоком газа плазменного листа, образованного скользящим разрядом//ТВТ. 2002. Т. 40. № 3. С. 477—479.
22. Турбулентность, принципы и применения/Под ред. У. Фроста, Т. Моулдена.— М.: Мир, 1980.
23. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. — М.: Мир, 1980.

Viscous gas current streamline of a plasma leaf derivated by the sliding discharge

G. P. Kuzmin, I. M. Minaev, A. A. Rukhadze
Prokhorov General Physics Institute, Moscow, Russia

I. B. Timofeev
Moscow State University, Moscow, Russia

Consideration is made to the process of formation of a plasma leaf created by the sliding discharge on a surface of a plate, with the viscous gas current streamlining its. It is shown that the character of development of the discharge is determined by parameters of gas in a boundary layer.