

УДК 533.6.011.8:537.52

© 2004 г. В. И. АЛФЕРОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

В последнее время опубликовано большое количество работ, посвященных как теоретическому, так и экспериментальному анализу проблемы управления аэродинамическими характеристиками летательных аппаратов с помощью локальных зон тепловыделения, организованных путем внешнего горения топлив или непосредственно в результате джоулевой диссипации электрического тока. В данной работе основное внимание будет уделено последнему случаю.

Ключевые слова: плазменная аэродинамика, электрический разряд в потоке, слабоионизированная неравновесная плазма.

В большинстве экспериментальных работ изучение разряда проводилось в относительно небольших аэродинамических стендах без строгого контроля за однородностью набегающего потока и поля газодинамических параметров в области горения разряда. Кроме того, эти работы не носили комплексного характера.

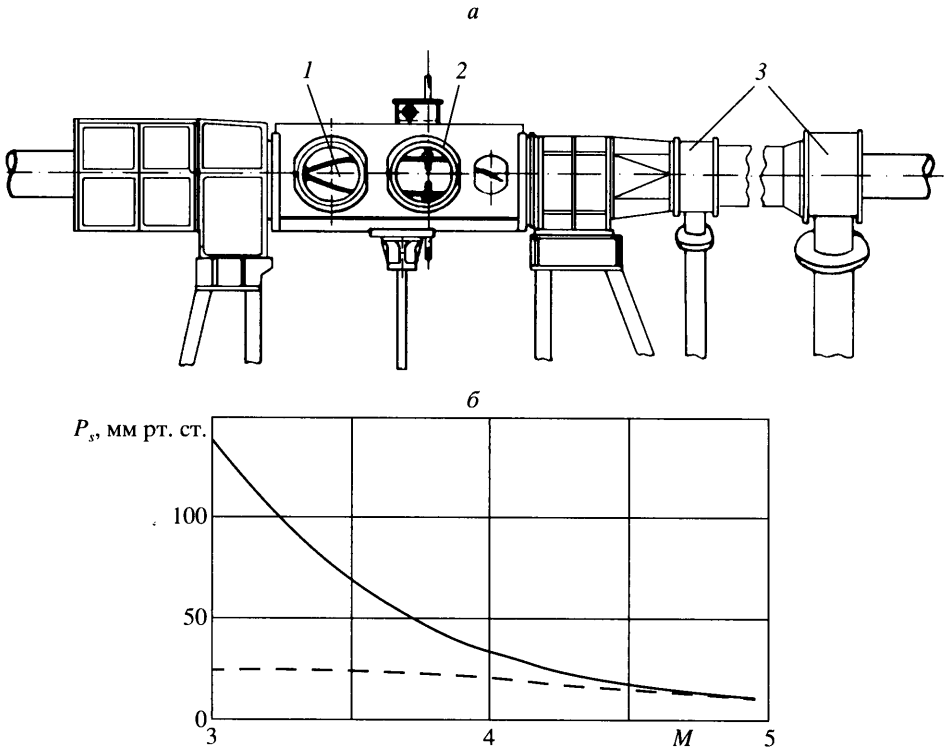
Впервые коронный, или слаботочный, разряд в дозвуковом потоке исследовался в 30-е годы XX столетия при разработке диагностических методов измерения скорости в вакуумной технике, в 40–50-е годы при решении проблем электризации самолетов. В 70–80-х годах возник интерес к сильноточному тлеющему или диффузному разряду в потоке газа при создании быстропроточных лазеров. Особенности протекания тока в потоке при наличии сильных неоднородностей плотности в газе в этом случае не рассматривались, поскольку они не соответствовали поставленной задаче – получению однородной газоразрядной плазмы. По результатам этих работ имеется обширная литература, посвященная как техническим, так и физико-кинетическим аспектам [1].

Интерес к изучению электрического разряда в потоке газа среди аэродинамиков заметно увеличился после появления сообщений об уменьшении аэродинамического сопротивления при движении тел в неравновесной слабо ионизированной газоразрядной плазме. Было в частности показано, что в области тлеющего разряда имеют место эффекты изменения положения и интенсивности ударных волн около тел или даже размытие их фронта [2, 3]. Были предложены возможные объяснения наблюдаемых явлений на основе газодинамических и электродинамических эффектов. Первые обусловлены выделением тепла, вторые – изменением условий для протекания тока, образованием пространственного разряда и электромагнитных полей.

Были проведены и исследования собственно разряда в потоке газа [4]. Однако влиянию его аэродинамических особенностей на физику разряда не уделялось достаточного внимания.

Из анализа обширной литературы, посвященной изучению явления электрического разряда в потоке газа, видно, что в настоящее время его общепринятой модели, хотя бы косвенно описывающей его свойства и их связь с внутренними процессами в газоразрядной плазме, не создано.

В ЦАГИ в начале 60-х годов при поддержке акад. В.В. Струминского был проведен большой цикл систематических исследований по проблеме нагрева сверхзвукового



Фиг. 1. Схема аэродинамической трубы периодического действия: 1 – сверхзвуковое сопло, 2 – рабочая часть с подвижными электродами, 3 – сверхзвуковые эжектора (а), диапазон рабочих давлений (б)

потока мощным электрическим разрядом. Часть этих работ была опубликована в открытой печати, часть – в закрытой и поэтому неизвестна читателям. В данной работе они объединены и представлены с единой точки зрения. Автор надеется, что эти работы представляют для читателей не только исторический интерес.

В данной работе излагаются результаты исследований структуры разряда в потоке воздуха в диапазоне чисел $M = (0-4.5)$, давлений $(2 \cdot 10^2-10^5)$ Па и сил тока $\sim(0.1-10)$ А в аэродинамической трубе периодического действия, проведенные в ЦАГИ. Полученные данные использованы при анализе обтекания простейших тел и моделей летательных аппаратов в промышленных трубах при наличии электрических полей и протекания тока в газоразрядной плазме вокруг них.

1. Описание аэродинамической трубы и методики проведения эксперимента. Для исследования собственно электрического разряда использовалась аэродинамическая труба периодического действия с выхлопом в атмосферу с размером рабочей части $0.15 \times 0.15 \text{ м}^2$ (фиг. 1). Она имела набор плоских сопел с числами $M = (0-1; 1.5; 2.0; 2.5; 3.0; 4.0; 4.5)$. Во всех соплах поле скоростей обладало высокой степенью однородности ($\Delta M/M \leq 0.05$).

Для расширения диапазона статических давлений труба была оборудована двумя сверхзвуковыми эжекторами с суммарной степенью сжатия $\nu \sim 12$. Диапазон рабочих давлений приведен на фиг. 1. Параметры потока определялись с использованием стандартных газодинамических методов по замерам давления P_0 и температуры T_0 в фор-



Фиг. 2. Прямотеневая фотография обтекания электродов: $M_\infty = 3.0$; $l = 20$ мм; 1 – электроды; 2 – ромбовидный обтекатель; 3 – ударные волны

камере, а также полей полных давлений за ударной волной P'_0 , определяемых гребенкой насадков полного давления, и измерениями статического давления в потоке. Величина T_0 соответствовала обычным условиям ($T_0 = 290^\circ\text{C}$). Точность измерения $\sim 1\%$. Труба была оборудована теневой установкой, позволявшей фотографировать тонкую структуру потока, ударные волны, зоны отрыва, пограничный слой.

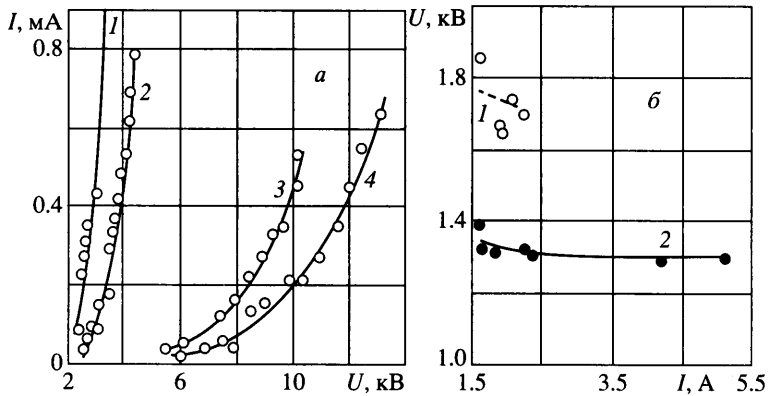
Разряд зажегся между двумя цилиндрическими молибденовыми электродами диаметром 5 мм, одетыми в ромбовидные обтекатели из фторопласта (фиг. 2).

При помощи специального механизма расстояние между электродами l во время эксперимента могло изменяться ($l = 5\text{--}40$ мм). Питание электродов осуществлялось от высоковольтного выпрямителя мощностью ~ 100 кВт. Максимальное напряжение на электродах составляло ~ 20 кВ, ток – 5 А. В системе электропитания были установлены балластные сопротивления ($10^3\text{--}10^4$) Ом и специальные фильтры для сглаживания пульсаций тока.

Одним из основных отличий электрического разряда, реализуемого в высокоскоростном потоке воздуха, от разряда при небольших скоростях его обдува является наличие градиентов давления (плотности) в нем как в прикатодной и прианодной областях, так и в области положительного столба.

Для определения полей скоростей и плотностей исследовалось как распределение давления по поверхности электрода, так и измерение донного давления в следе за ним. Поля полных давлений в потоке определялись с помощью гребенки насадков Пито в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Одновременно производилась теневая съемка потока. Согласно этим исследованиям, возмущение потока велико в плоскости электродов и, особенно, в донном следе за ними. В межэлектродной зоне возмущение значительно меньше и его выравнивание происходит быстрее. Так например, при $M_\infty = 3.0$ и $l \sim 35$ мм поле течений на удалении 50 мм от электродов и больше можно считать практически равномерным.

Изучение свойства разряда происходило в следующей последовательности. Первоначально исследовалось напряжение зажигания разряда при различных числах M_∞ и плотности потока. Поддержание постоянной плотности набегающего потока при различных числах M , необходимое для сравнения результатов эксперимента, было возможно для $\rho_\infty = 0.135$ кг/м³ в диапазоне чисел $M_\infty = (0.15\text{--}4.5)$. При $\rho_\infty = 0.27$ кг/м³ – $M_\infty = (0.1\text{--}3.0)$.



Фиг. 3. Вольтамперные характеристики при сверхзвуковых скоростях потока ($M_\infty = 3$); *a* – предпробойный разряд, 1, 2 – $l = 10, 15$ мм, $P_\infty = 4 \cdot 10^3$ Па; 3, 4 – $l = 10, 15$ мм, $P_\infty = 1.2 \cdot 10^4$ Па; *б* – диффузный разряд, $l = 10$ мм, $P_s = 4 \cdot 10^3, 1.2 \cdot 10^4$ Па (кривые 1, 2)

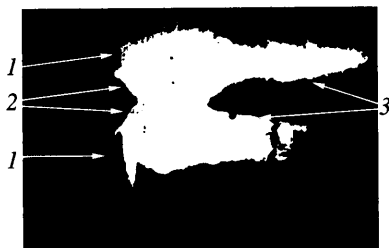
Во всем указанном диапазоне снимались осциллограммы тока и напряжения разряда, вольт-амперные характеристики, исследовался оптический спектр излучения разряда, фотографировалась визуальная картина свечения разряда. Указанные эксперименты проводились как в плоскости расположения электродов, так и в плоскости, перпендикулярной им. В отдельных экспериментах изучался и продольный разряд.

Для исследования распределения потенциала в разрядной зоне использовалась зондовая методика. Поля температур в разрядной зоне измерялись с помощью калориметров, а с помощью каталитических датчиков определялась степень диссоциации воздуха в послеразрядной зоне.

2. Результаты эксперимента. Наличие потока большой и особенно сверхзвуковой скорости приводит к существенному изменению характеристик разряда. При зажигании разряда в межэлектродном промежутке первоначально возникает интенсивное фиолетовое свечение, на фоне которого отчетливо видны ударные волны от электродов. При плотности ~ 0.127 кг/м³ ($P_s \approx 4$ кПа; $M_\infty = 3$) свечение носит диффузный характер, при высокой плотности (~ 0.508 кг/м³) свечение концентрируется в области ударных волн. При дозвуковых скоростях ($M_\infty < 0.7$) и той же плотности газа интенсивность свечения существенно меньше или не наблюдается вовсе. Вольт-амперные характеристики соответствуют коронному разряду (фиг. 3). Однако предельные значения сил токов и напряжений, при которых происходит искровой пробой промежутка при $M_\infty = 3$, превышают аналогичные величины для дозвукового потока ($M_\infty = 0.5$) примерно в 2 раза.

Яркость свечения интенсивно возрастает с ростом числа M_∞ . Сопоставление вольт-амперных характеристик такого разряда с аналогичными, полученными при создании газоразрядных лазеров с использованием дозвукового потока, показало их идентичность.

При дальнейшем увеличении силы тока между электродами происходит пробой межэлектродного промежутка. При сверхзвуковых скоростях пробой происходит не по кратчайшему пути, как это имеет место при дозвуковых скоростях, а по фронту ударных волн от электродов (фиг. 4). С увеличением силы тока частота пробоев растет, и при некоторой средней силе тока устанавливается иная – стационарная форма разряда. Для стационарной формы разряда характерно интенсивное диффузное свечение газа между яркими анодной и катодной полосами, отходящими от электродов.



Фиг. 4. Фотография пробоя межэлектродного промежутка при плавной подаче напряжения на электроды; 1 – ударная волна, 2 – электроды, 3 – область сносящейся плазмы

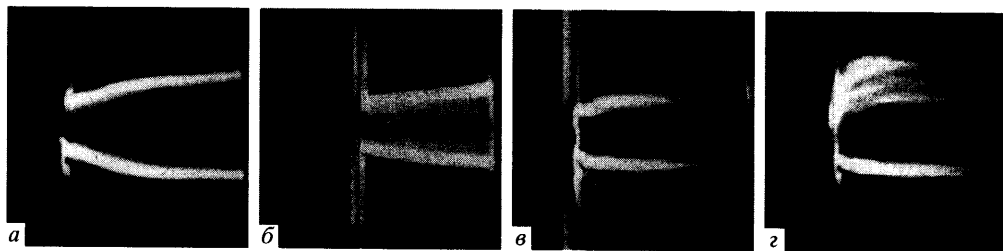
Напряжение пробоя с ростом числа M отчетливо возрастает при фиксированном значении $\rho_{\infty}l$, где l – расстояние между электродами. Отношение напряжения пробоя при наличии потока к соответствующему при той же плотности, но без потока, увеличивается с ростом самой плотности.

Влияние скорости потока на разряд, начиная со скоростей $V \approx 5$ м/с до $V = 60$ м/с, было исследовано на данной установке [5]. Отметим только, что при малых скоростях разряд имеет контрагированную форму, периодически выдувается из разрядного промежутка с последующим искровым пробоем, приводящим к шунтированию прежнего дугового канала. Начиная со скорости ~ 30 м/с, канал разряда становится диффузным. Стабильность разряда при одинаковой плотности набегающего потока возрастает с ростом числа M_{∞} . В исследованном диапазоне плотностей воздуха и сил токов ($\rho = 0.135\text{--}1$ кг/м³ и $I = 0.1\text{--}5$ А) напряжение горения разряда слабо зависит от силы тока. Согласно данным киносъемки, в нем начинают формироваться катодная и анодная полосы непосредственно за электродами.

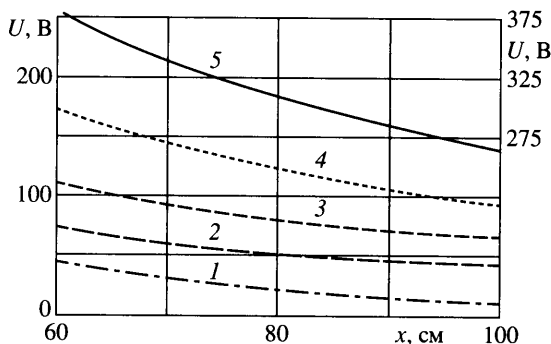
При дозвуковых скоростях их границы достаточно размыты, с увеличением числа M их границы становятся все более четкими. При сверхзвуковых числах M , особенно при $M > 3$, от пересечения ударных волн от электродов в центре потока формируется область повышенной плотности, которая на фотографиях видна в виде темной полосы, при $M < 1.5$ ее величина незначительна, а при дозвуковых числах M она полностью отсутствует (фиг. 5). Протяженность области свечения за электродами увеличивается с увеличением силы тока, плотности потока, числа M и расстояния между электродами. В частности, при $M_{\infty} = 3.0$, $\rho_{\infty} = 0.27$ кг/м³, $I = 3$ А, расстоянии между электродами $l = 20$ мм она составляла $L \approx 1.0$ м. Судя по фотографиям, сделанным в направлении, перпендикулярном плоскости электродов, размытие разряда невелико, порядка диаметра электродов. На фотографиях межэлектродной области видны каналы, подобные стримерным, преломляющиеся на ударных волнах от электродов.

Согласно анализу тепловых снимков потока, выполненных при специальном положении ножа Фуко, позволявшем исключить собственное свечение газа, возмущение, вносимое разрядом в поток, невелико. Ударные волны от электродов просматриваются во всей области разряда, за исключением катодной и анодной полос. Отсутствие заметных возмущений от разряда достаточно большой мощности ($N \approx 50\text{--}70$ кВт), по-видимому, объясняется тем, что энергия разряда в основном вкладывается во внутренние степени свободы, что было подтверждено позднее экспериментами других авторов [1].

Измерения распределения потенциала в следе за электродами производились с помощью гребенки зондов из молибденовых проволочек диаметром 0.3 мм. Напряжение между проволочками фиксировалось с помощью катодного вольтметра. Катодная и анодная полосы являются своеобразными газовыми электродами, по которым проте-



Фиг. 5. Визуальная картина свечения разряда при $l = 10$ мм, $\rho_{\infty} = 0.135$ кг/м³, $M_{\infty} = 4.5$ (а); 3.0 (б); 1.5 (в); 0.5 (г). Масштаб по оси абсцисс 1:10, по оси ординат 1:5

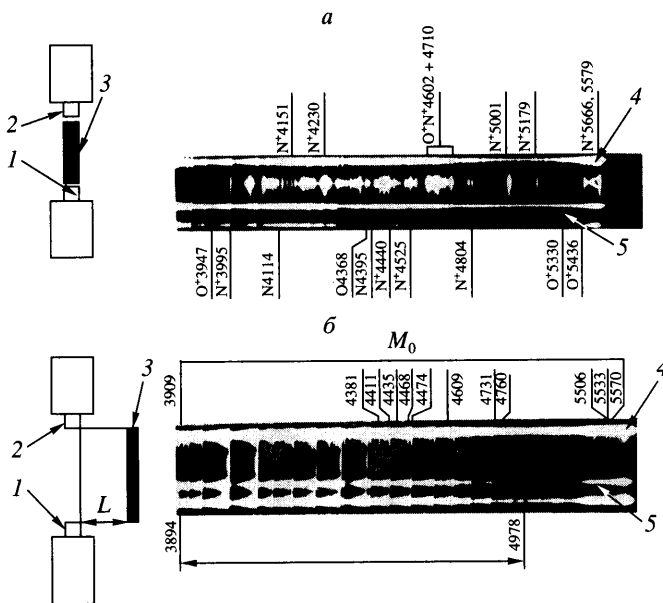


Фиг. 6. Разность потенциалов между анодной и катодной полосой в зависимости от силы тока и расстояния от электродов: $M_{\infty} = 3$, $\rho_{\infty} = 0.135$ кг/м³; (l , мм, А) = (10, 0.5); (10, 1.5); (15, 0.5); (20, 0.5); (20, 1.5) кривые 1–5

кает ток. С его ростом пропорционально ему возрастает и разность потенциалов между полосами. С удалением от электродов она уменьшается приблизительно по экспоненциальному закону, оставаясь достаточно высокой вплоть до расстояний от электродов, превышающих $L > 1$ м. Так, для случая: $M_{\infty} = 3.0$, $I = 1.5$ А, $\rho_{\infty} = 0.135$ кг/м³, $l = 20$ мм разность потенциалов между центрами анодной и катодной полос составляет $U = 300$ В (фиг. 6).

Для правильного понимания физических процессов, происходящих в таком разряде, большое значение имеет анализ спектра его излучения. Для его исследования использовался спектрограф ИСП-51 с длиннофокусной камерой УФ-84 и коллиматором. Согласно этим исследованиям, характер излучения на всех режимах в основном одинаков. Поэтому для более детального анализа были выбраны наиболее устойчивые режимы при $M_{\infty} = 3.0$. Спектры снимались для $\rho_{\infty} = (0.135; 0.270)$ кг/м³ при расстояниях от электродов $L = (0; 10; 15; 20; 30; 50; 75)$ мм. Как особый случай рассматривался спектр около модели из изолятора, помещенной на расстоянии ~ 90 мм от электродов.

На спектрограммах можно отчетливо выделить три области. 1. Центральная область между электродами. Для спектра этой области характерно наличие линий ионизированного азота N_{II} и кислорода O_{II} . В спектре отчетливо заметен фон сплошного излучения, который, по-видимому, обусловлен рекомбинационным излучением. Обращает на себя внимание подобие наблюдаемого спектра со спектром мощного импульсного разряда в воздухе, хотя в исследуемом случае амплитуда тока не превышала 3А.



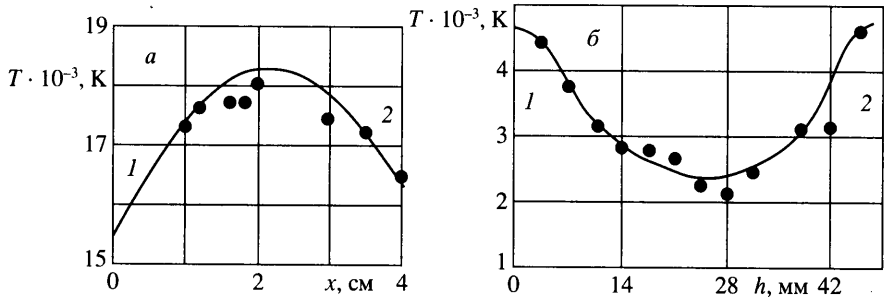
Фиг. 7. Спектр излучения области разряда расположенной непосредственно между электродами (а), и на расстоянии $L = 15$ мм вниз по потоку от электродов (б): ($M_\infty = 3$, $\rho_\infty = 0.135$ кг/м³, $I = 2$ А, $l = 10$ мм): 1 – катод, 2 – анод, 3 – спектр, 4, 5 – катодная и анодная полосы

2. Катодная и анодная полосы. Для них характерно присутствие интенсивного свечения первой и второй положительных систем азота, причем первая выражена менее отчетливо. Можно отчетливо различить головы полос с длиной волны: 3943 (2–5); 3998 (1–4); 4059 (0–3); 4094(4–8); 4141.8(3–7); 4205(2–6); 4269(1–5); 4343(0–4); 4416(3–8); 4490(2–7) Å. В скобках приведены квантовые числа, соответствующие данному переходу. Интенсивность указанных полос по мере удаления от электродов уменьшается. В спектре катодной полосы на близких расстояниях ($L < 16$ мм) видно присутствие ярко выраженных линий материала электродов – молибдена. В спектре анодной полосы их нет.

3. Для спектра свечения газа между полосами характерно также излучение указанных полос N_2^{+2} , только интенсивность их значительно меньше. Причем она уменьшается в направлении от катода к аноду и с увеличением расстояния от электродов (фиг. 7).

По полученным спектрограммам была произведена качественная оценка температур в центральной области и в области диффузного свечения. Для определения температур в центральной области было использовано отношение спектральных линий N_{II} 3095 Å и N_I 4137 Å, для которых было известно пирометрическое соотношение. Согласно этим измерениям, $T \approx (18000 \pm 1500)$ К. Указанные температуры характерны для искрового канала. В то же время ударных волн, которые возникают от искровых каналов, не наблюдалось.

Излучение анодной и катодной полосы обусловлено присутствием возбужденных молекул N_2^{+2} . Полосы N_2^{+2} соответствуют интеркомбинационному переходу $C^3\pi - B^3\Sigma$. Заселение уровня $C^3\pi$ обусловлено возбуждением молекулы N_2 в основном состоянии электронным ударом, а довозбуждение происходит главным образом в результате ра-



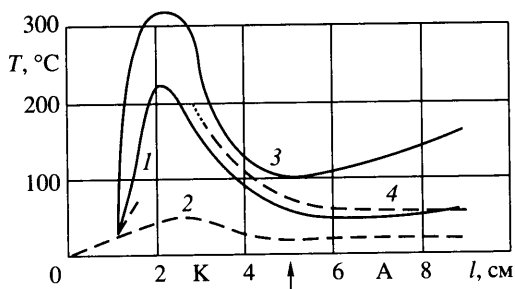
Фиг. 8. Температура “заселения” в межэлектродном промежутке в плоскости электродов (а) и колебательная температура между анодной и катодной полосой при $L = 70$ мм (б): $M_\infty = 3$, $\rho_\infty = 0.135$ кг/м³, $I = 2$ А, $l = 10$ мм: 1 – катод, 2 – анод

диационного распада $\tau_{\text{рад}} \approx 10^{-8}$ с, “тушением” тяжелыми частицами можно пренебречь. Детально эффективную температуру заселения основного колебательного уровня можно оценить по температуре заселения состояния $C^3\text{л}$. Видно, что колебательная температура в центре разрядной зоны имеет минимум. Она также уменьшается с увеличением расстояния между электродами (фиг. 8).

Вероятность диссоциации электронным ударом на один – два порядка выше вероятности диссоциативного прилипания или ионизации, а энергия диссоциации O_2 и N_2 велика по сравнению со средней энергией электронов [1]. Поэтому распад молекул O_2 и N_2 может происходить преимущественно через несколько возбужденных состояний. Наличие высоких значений колебательной температуры молекул N_2 , указанное выше, влияет двояким образом на скорость неравновесной диссоциации молекул O_2 и N_2 . С одной стороны, наличие высокой колебательной температуры способствует диссоциации, возрастает также и доля высокоэнергетических электронов. Степень неравновесной диссоциации в этом случае будет резко возрастающей функцией E/N и мощности, вкладываемой в разряд. Поскольку скорости обратных процессов невелики, то можно ожидать в послеразрядной зоне заметной концентрации диссоциированных атомов N и O.

Для определения концентрации диссоциированных частиц был выбран метод каталитических зондов, позволяющий также определить поле температур в разряде. В совокупности со знанием поля температур и полей концентрации диссоциированных атомов, колебательно и электронно-колебательно возбужденных молекул возможно построение энергетического баланса изучаемого разряда.

Метод каталитических зондов основан на каталитическом воздействии материала поверхности на реакцию рекомбинации молекул. Зонды представляли собой полусферические тела, на поверхности которых тонким слоем нанесены различные покрытия. В качестве каталитических покрытий использовались платина, серебро, никель, вольфрам. В качестве некаталитических – кварц, галлий, сурьма. Использовались различные способы нанесения покрытий, обеспечивающие прочную пленку с толщиной (5–100) мк, зависящей от способа нанесения. Для фиксации температуры использовались калориметры, укрепленные в стеклотекстолитовой державке. Размеры калориметрических элементов были выбраны таким образом, чтобы обеспечить числа Дамкёлера Γ_q за ударной волной в газовой фазе $\Gamma_q < 10^{-1}$ и на каталитической поверхности $\Gamma_w \geq 10^4$. Для некаталитической поверхности $\Gamma_w \leq 10^{-2}$. При указанных значениях погрешность определения концентрации диссоциированных частиц (атомов) сведена к минимуму. Наиболее подробно исследования поля температур проводились при $M_\infty = 3.0$, $\rho_\infty = 0.27$ кг/м³, напряжении на электродах 7.2 кВ, расстоянии между электродами $l = 15$ мм.



Фиг. 9. Распределение температуры в центре следа в плоскости, перпендикулярной плоскости электродов, $x = 130$ мм: 1, 2 — $I = 0.5A$; 3, 4 — $I = 2.5A$; 1, 3 — каталитическая, 2, 4 — некаталитическая поверхность, стрелка — центр следа, К — катод, А — анод

Типичный пример распределения поля температур в зоне за разрядом приведен на фиг. 9. Наиболее высокие температуры имеют место в донном следе за катодной полосой ($T \approx 350^\circ C$). В анодной полосе температура ниже ($T \approx 150^\circ C$), в центре разрядной зоны $T \approx 100^\circ C$. Соответственно значения температур, полученные при помощи датчика, с некаталитической поверхностью заметно меньше (фиг. 9). Энергия, запасенная в электронно-колебательных степенях азота, выделяется полностью при столкновении молекул с любой твердой поверхностью независимо от степени ее каталитичности.

Были детально оценены возможные погрешности определения степени диссоциации. Они определяются в основном систематическими ошибками, т.е. достоверностью отсутствия рекомбинации в ударном слое за ударной волной перед зондом, степенью рекомбинации атомов на каталитической поверхности. Оценка доверительного интервала α ($1.8 \cdot 10^{-3} \leq \alpha \leq 2.2 \cdot 10^{-3}$) и анализ случайных погрешностей позволяют считать приведенные значения степени неравновесной концентрации атомов достаточно надежными. При удельном энергокладе $\sim 10^3$ кДж/кг, основанном на аппроксимации сложной геометрической структуры температурного поля в разрядной зоне, в поступательные и вращательные степени свободы и электронные состояния вкладывается ~ 300 кДж/кг, в колебательные ~ 600 кДж/кг, в диссоциацию ~ 100 кДж/кг. Эти данные согласуются со значениями, полученными в газоразрядных лазерах [1].

Приведенные исследования разряда в потоке газа были проведены в строго контролируемых газодинамических установках и в значительно более широком диапазоне плотностей тока и скоростей потока, чем в [4, 6, 7].

Кратко охарактеризуем изучаемый разряд. Разряд, названный предпробойным [8], по своим основным параметрам совпадает с “тлеющим” разрядом в потоке, описанным в [1]. При превышении некоторого предельного энергоклада J^2/σ реализуется нестационарный контрагированный разряд, и при значениях J^2/σ , значительно превышающих критическую плотность тока предпробойного разряда, вновь возникает стационарная форма, названная диффузной. В этом случае канал разряда топологически представляет собой две ветви, незамкнутые ярко выраженным участком. Пространство между ними заполнено светящимся газом. Область между электродами заполнена ярким голубовато-фиолетовым свечением, спектр которого соответствует спектру искрового разряда. В удаленной от электродов области спектр свечения обусловлен возбуждением N_2 второй положительной системы. Шлейфы за электродами являются своеобразными газовыми электродами.

С ростом числа M при фиксированной плотности набегающего потока устойчивость разряда увеличивается. Вид вольт-амперных характеристик также пологий,

а потребный уровень напряжений примерно в 3 раза меньше, чем в предпробойном разряде.

Одним из принципиальных отличий электрического разряда в потоке газа является наличие в области его протекания градиентов плотности и давления, обусловленных газодинамическим полем: возмущением от электродов, выступающих в поток, за которыми образуются донные следы стенок канала и т.п. На поверхности электродов имеют место срывные зоны. Наиболее резко указанные неоднородности проявляются в случае большой и особенно сверхзвуковой скоростей. В этих случаях перепад давления между отдельными областями в разрядной зоне может превышать уровень статического давления набегающего потока.

В пограничном слое максимальный градиент концентрации частиц $\Delta N/N \approx 10^{-5} \cdot 10^{-1}$ при размере неоднородности $l = 0.1-1.0$ см. В донных следах, срывных зонах, в вихревых жгутах $\Delta N/N \approx 1-0.5$, $l = 0.1-1.0$ см. В ударных волнах $\Delta N/N \approx 10^4$; $l \cdot 10^{-4}$ см. Отклонение от квазинейтральности плазмы на характерных размерах указанных неоднородностей можно оценить из соотношений: $e\Delta N_e l \approx \epsilon_0(E/N)N$ при $E/N \approx 10^{-14}$ В см², $\Delta N_e/N \approx 10^{-8}$, т.е. отклонение от квазинейтральности будет иметь место на характерных размерах ударных волн, а также на границах вихревых и срывных зон при малых значениях плотности тока $j \leq 100$ мА/см². При этом необходимо также учитывать и диффузию заряженных частиц

$$\frac{D\Delta N_e}{\mu EN_e} \approx \frac{\epsilon}{eEl}$$

Здесь D – коэффициент диффузии; μ – подвижность, ϵ – средняя энергия электронов.

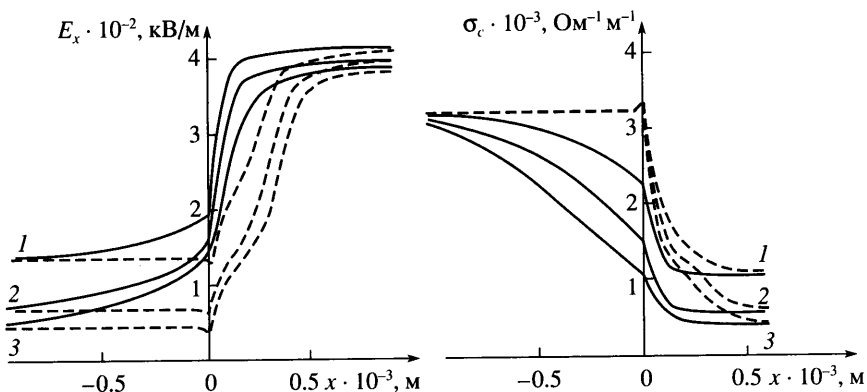
Неоднородная плотность среды приводит к существенной неоднородности проводимости газа σ и тем самым к перераспределению тока. При этом необходимо также принимать во внимание, что из-за наличия сильных градиентов плотности функция распределения электронов по энергиям $\Phi(\epsilon)$ должна изменяться [3, 9]. Поэтому к использованию обычных макроскопических уравнений движения электронов надо подходить с осторожностью. В зависимости отношения характерной величины неоднородности l к различным характерным физическим масштабам (длины ионизации α , дебаевского радиуса r_d , длины свободного пробега электрона λ_e или иона) возможны различные эффекты, обусловленные градиентом плотности.

На фронте ударной волны наиболее резко изменяются E/N ; λ_e ; r ; $\Phi_1(\epsilon)$; $\Phi_2(\epsilon)$.

В [8] проведен детальный анализ протекания тока через фронт ударной волны в воздухе применительно к параметрам, имеющим место в описываемых экспериментах. Ограничимся здесь изложением его результатов применительно к предпробойному разряду, описанному выше. Рассматривался поток с числом $M_\infty = 3.0$, отношением плотностей $N_2/N_1 = 2.83$, что соответствует косому скачку уплотнения с углом наклона к вектору скорости около 45°. Результаты расчета приведены на фиг. 10.

У фронта волны формируются слои с пространственным зарядом, в которых изменяется напряженность электрического поля, концентрация заряженных частиц и проводимость газа. Характер изменения величин существенно зависит от полярности электрического поля. Электрическая проводимость σ (ионная проводимость составляет 2% от σ_e) в этих слоях является не только функцией E/N , но и зависит от соотношений вектора скорости и вектора электрического поля.

При прямой полярности ($E, V_x > 0$) перед ударной волной формируется зона с повышенным значением E/N и соответственно с пониженным E/N за скачком уплотнения, что должно приводить к появлению перед фронтом области повышенной светимости и темной области за ней. При обратной полярности имеет место только область с пониженным значением E/N , т.е. фронт ударной волны должен визуализироваться в виде



Фиг. 10. Распределение нормальной составляющей электрического поля E_x и проводимости σ_c вблизи фронта ударной волны, $E_1 = 1.35$ кВ/см, $N_1 = 1.7 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, $n_{e1} = 2.8 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$: 1, 2 – наклон ударной волны $+45^\circ$ и -45° относительно вектора скорости для катода и анода соответственно; 3 – прямая ударная волна; сплошные линии – прямая полярность $V > 0$, штриховые – обратная полярность

темной полосы на фоне более яркого свечения. Указанные эффекты отчетливо проявляются на фотографиях предпробойного разряда (фиг. 11).

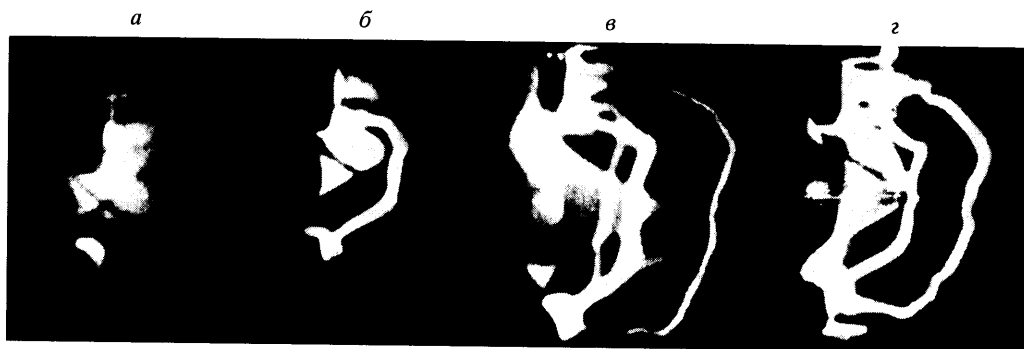
В работе [3] с помощью СВЧ-интерферометра экспериментально установлен такой же характер изменения электронной концентрации в ударной волне в газоразрядной плазме, как и в рассмотренном здесь случае.

Наличие подобных релаксационных зон у фронта волны в газоразрядной плазме должно учитываться при рассмотрении протекания тока через газоразрядный промежуток (при анализе ее устойчивости). Наличие зоны повышенной проводимости должно приводить к тому, что пробой искрового разряда должен происходить по фронту ударной волны, что и подтверждено экспериментально (фиг. 4). Это имеет место только в случае плавного повышения напряжения на электродах, когда успевает сформироваться слой с пространственным разделением зарядов. В качестве критерия его формирования можно принять наличие пробоя по фронту ударной волны.

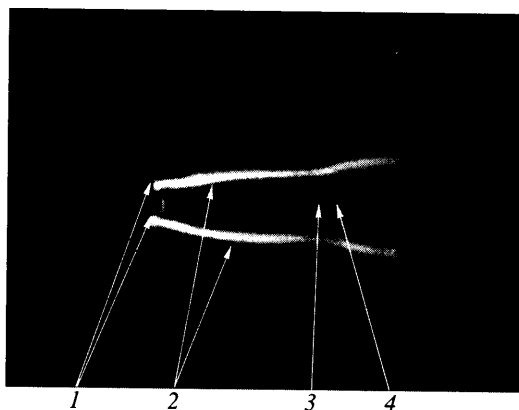
Были поставлены специальные эксперименты при $M_\infty = 3.0$, $\rho = 0.135$ кг/м 3 , $l = 20$ мм с целью определения времени формирования пространственного заряда. С этой целью с помощью вакуумного разрядника изменялось время подачи импульса напряжения на электроды. При значениях $\tau < 10^{-7}$ с пробой всегда происходил по прямой линии. Таким образом, при использовании высокочастотных разрядов с $\nu > 10^7$ Гц формирование двойных зарядных слоев будет отличаться от квазистационарного случая, и для выяснения их особенностей необходимы дополнительные эксперименты.

Описанные выше явления принципиально важны при рассмотрении движения тел в плазме, образованной поперечным разрядом. Этот эффект не рассматривался ни при анализе движения выстреливаемых (метаемых) тел через область, занятую электрическим разрядом, ни при исследовании движения ударных волн в газоразрядной плазме в ударных трубах. В этом случае ток должен замыкаться по узкому фронту ударной волны, где соответственно должна иметь место джоулева диссипация электрической энергии, приводящая к изменению ее структуры.

Для проверки этого был поставлен эксперимент по обтеканию цилиндрического тела с полусферической головной частью $R = 2$ см. Модель располагалась в области однородного потока в газоразрядной плазме на расстоянии 90 мм от электродов. Чис-



Фиг. 11. Фотографии свечения предпробойного разряда, $M_\infty = 3$, $P_s = 30$ мм рт. ст., расстояние между электродами $l = 10, 15, 20, 30$ мм (а–г)



Фиг. 12. Фотография обтекания цилиндрического тела с полусферической головной частью, $R = 2$ см: 1 – электроды, 2 – донный след (“газовые электроды”); 3 – ударная волна, 4 – обтекаемое тело

ло M потока ≈ 3.0 , плотность газа $\rho_\infty \approx 0.135$ кг/м³, средняя плотность тока $j \sim 40$ мА/см² была близка к условиям работы [3]. На представленной фотографии отчетливо видно, что по фронту ударной волны перед моделью имеет место искровой пробой, замыкающий ток от двух “газовых электродов”, отходящих соответственно от катода и анода (фиг. 12).

Поскольку из-за кривизны ударной волны концентрация заряженных частиц на критической линии тока и вдали от нее существенно различна, то можно ожидать, что подобное явление может иметь место и в распадающейся газоразрядной плазме. Наличие двойного заряженного слоя с высокой концентрацией заряженных частиц на фронте ударной волны может иметь целый ряд практически важных применений в авиационной технике.

Заключение. Исследовано явление электрического разряда в диапазоне чисел $M = 0-4.5$ и плотностей потока воздуха $\rho = 1-0.135$ кг/м³. В зависимости от параметров разряда могут существовать различные формы разряда: предпробойный, близкий к коронному, диффузный, близкий к тлеющему, но при существенно больших плотностях газа.

Изучена топология таких разрядов, установлена исключительная чувствительность картины распределения токов к газодинамическому полю плотностей и скоростей потока. Фронт ударной волны в газоразрядной плазме является областью, по которой протекает ток с высокой плотностью.

Определена степень неравновесности потока воздуха. Оптическими и калориметрическими методами измерены поля “температур” для различных степеней свободы. В потоке имеет место значительная концентрация радикалов O, N, особенно в следе за катодом. На основании полученных результатов предложено объяснение эффектов расщепления ударной волны в газоразрядной плазме в баллистических экспериментах и в экспериментах в ударных трубах. Проведены контрольные эксперименты по обтеканию моделей в сверхзвуковом потоке газоразрядной плазмы. Доказано, что ток преимущественно протекает через фронт ударной волны перед моделью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Велихов Е.П., Голубев В.С., Пашкин С.В. Тлеющий разряд в потоке газа // Успехи физ. наук. 1982. Т. 137. Вып. 1. С. 117–150.
2. Skvortsov V., Kuznetsov Yu., Litvinov V. et al. Investigation of aerodynamic effects at electrical discharge creation of the models of different geometry // The 2nd Workshop on Magneto-Plasma–Aerodynamics in Aerospace Application Moscow, 2000. P. 102–106.
3. Klimov A. Anomalous supersonic flow and shock wave structure in weakly ionized plasmas // 1st Workshop on Weakly Ionized Plasmas USAF Academy, Colorado, 1997.
4. Dvinin S.A., Ershov A.P., Timofeev I.B., Chernikova V.A., Shibkov V.M. Features of the transversal gas discharge in supersonic gas flow // 2nd Workshop on Magneto-Plasma–Aerodynamics in Aerospace Applications. Moscow, 2000. P. 169–174.
5. Алферов В.И., Бушмин А.С., Калачев Б.В. Экспериментальное исследование свойств электрического разряда в потоке воздуха. // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. № 5. С. 1281–1287.
6. Алферов В.И., Бушмин А.С. Электрический разряд в сверхзвуковом потоке воздуха // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. № 6. С. 1775–1779.
7. Shkarofsky I.P., Johnston T.W., Bachynski M.P. The Particle Kinetics of Plasmas. // Reading, Mass.: Addison – Wesley, 1966. 518 p.
8. Алферов В.И., Дмитриев Л.М. Электрический разряд в потоке газа при наличии градиентов плотности. // Теплофизика высоких температур. 1985. Т. 23. № 4. С. 677–682.
9. Алферов В.И. К вопросу определения поля плотности потока при визуализации вихревых жгутов методом высоковольтного разряда // Тр. ЦАГИ. 1972. Вып. 1421. С. 13–21.

Москва

Поступила в редакцию
28.X.2003