

14. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры.— М.: Наука, 1980.
15. Силаков В. П., Чеботарев А. В. Квазистационарная релаксация и газодинамические явления в однокомпонентной системе возбужденных ангармонических осцилляторов // ПМТФ.— 1987.— № 6.
16. Самарский А. А. Вычислительные методы в математической физике.— М.: Изд-во МГУ, 1986.
17. Захаров А. Ю., Турчанинов В. И. STIFF-программа для решения жестких систем обыкновенных дифференциальных уравнений // Инструкция ИПМ АН СССР.— 1977.
18. Кочетов И. В., Певгов В. Г. и др. Скорости процессов, инициируемых электронным ударом в неравновесной плазме. Молекулярный азот и двуокись углерода // Плазмохимические процессы.— М.: ИХХС АН СССР, 1979.
19. Александров Н. Л., Кончаков А. М., Сон Э. Е. Функция распределения электронов и кинетические коэффициенты азотной плазмы // Физика плазмы.— 1978.— Т. 4, № 5.
20. Жабицкий М. Г., Силаков В. П. О зависимости кинетических коэффициентов электронов в низкотемпературной азотной плазме от степени колебательной неравновесности молекулярной компоненты // ХВЭ.— 1990.— Т. 24, № 2.
21. Смирнов Б. М. Комплексные ионы.— М.: Наука, 1983.
22. Dreyer J. W., Perner D. The deactivation of  $N_2(B^3\Pi_g)$ ,  $v = 0-2$  and  $N_2(a'^1\Sigma_u^-)$ ,  $v = 0$  by nitrogen // Chem. Phys. Letters.— 1972.— V. 16, N 1.
23. Clark W. G., Setser D. W. Energy transfer reactions of  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  // J. Phys. Chem.— 1980.— V. 84, N 18.
24. Валянский С. И., Верещагин К. А. и др. Измерение константы скорости VV-обмена в азоте при бигармоническом возбуждении // Квантовая электрон.— 1984.— Т. 11, № 9.
25. Дятко Н. А., Кочетов И. В. и др. Влияние процесса ионизации на кинетические коэффициенты в низкотемпературной плазме.— М., 1983.— (Препр./ИАЭ, № 3842/12).
26. Силаков В. П., Чеботарев А. В. Стационарные течения колебательно-возбужденного газа двухатомных молекул // ПМТФ.— 1986.— № 5.

г. Москва

Поступила 31/VIII 1990 г.,  
в окончательном варианте — 18/III 1991 г.

УДК 537.533.5

М. Г. Мусаев

### КОНТРАГИРОВАННЫЙ РЕЖИМ РАЗРЯДА ПРИ НАЛИЧИИ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ В КАНАЛЕ

В работе излагаются результаты экспериментального исследования приэлектродных процессов, протекающих в контрагированном режиме разряда в импульсном сверхзвуковом канале. На основе анализа вольт-амперных характеристик и фоторазверток свечения поверхности электродов показано, что в импульсном сверхзвуковом потоке аргоновой плазмы сопротивление приэлектродных областей для делящихся пятен ниже, чем в случае периферийных дуговых привязок. Далее снижение числа Маха  $M_1$  и приближение к ударной волне (в зоне ионизационной релаксации) смещает вольт-амперные характеристики вправо, в область более высокого межэлектродного падения напряжения.

Одним из простейших и универсальных методов изучения свойств электрического разряда в пограничных слоях является определение вольт-амперных характеристик, которые совместно с изучением фоторазвертки свечения разряда на электродах в зависимости от состояния поверхности электрода, от газодинамических и теплофизических свойств плазмы в канале позволяют найти более оптимальные условия работы электродных стенок импульсного МГД-генератора с холодными электродами. При этом исследование осложняется нестационарностью процессов, которые обуславливаются наличием пограничного слоя, движущегося относительно электродов, и продольной неоднородностью начального участка газо-

динамической пробки из-за процессов ионизационной релаксации и изменения эффективного сечения потока газа за ударной волной (УВ), вызванного нарастанием пограничных слоев на стенках канала. Пограничный слой может сократить зону ионизационной релаксации, причем для ламинарного и турбулентного слоев в различной степени [1, 2]. Согласно критериям [2], можно считать пограничный слой полностью ламинарным на длине пробки при условии, что  $p_1 d \leq 1,63 \cdot 10^3$  Па · см ( $d$  — газодинамический диаметр трубы,  $p_1$  — начальное давление в камере), а при  $p_1 d \geq 16,3 \cdot 10^3$  Па · см пограничный слой становится на всей длине пробки практически турбулентным. В остальных случаях из-за отсутствия какой-либо теоретической модели характер пограничного слоя определяется только из эксперимента. Координаты перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный зависят от критического числа Рейнольдса [3]

$$Re_{кр} = \rho \frac{(u_s - u_2)^2 X}{u_2 \mu_2}$$

где  $\rho$ ,  $\mu_2$ ,  $u_2$  — плотность, динамическая вязкость и скорость потока в системе координат, связанной с фронтом УВ;  $u_s$  — скорость фронта УВ в лабораторной системе координат.

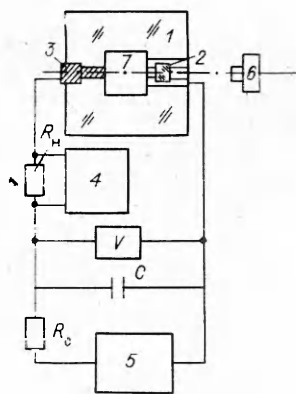
Для определения момента перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный использовался метод малоинерционного температурного датчика сопротивления, состоящего из тонкой металлической пленки (платины), нанесенной на стеклянную подложку [4].

Знание зоны ионизационной релаксации дает возможность выявить область ударно-нагретого газа с равновесной концентрацией электронов. При этом зона ионизационной релаксации рассчитывалась в одномерном и квазиодномерном (в случае турбулентного пограничного слоя) приближениях в диапазоне числа Маха УВ  $M_1 = 8-12$  при широком диапазоне  $p_1$ . Времена ионизационной релаксации находились по изменению интенсивности сплошного излучения аргона за УВ [1] и электропроводности  $\sigma$ . Последнее обосновано тем, что за УВ в одноатомных газах в основном изменяется  $n_e$  — электронная концентрация, а остальные параметры, от которых зависит  $\sigma$ , либо меняются слабо, либо остаются практически постоянными. При обработке сигналов с датчика электропроводности за длину  $X_{рел}$  принималось расстояние от фронта до сечения, в котором электропроводность достигает 0,9 своего равновесного значения. Основанием для такого выбора послужили результаты сравнительного анализа расчетных профилей степени ионизации и электропроводности за УВ в аргоне.

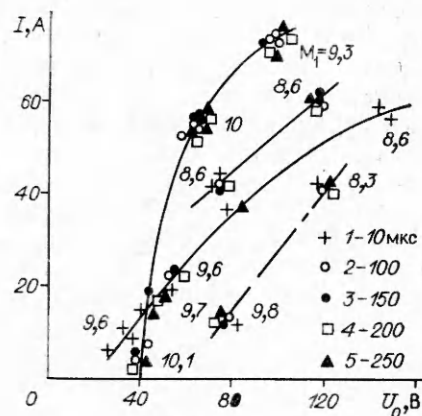
Таким образом, экспериментальное изучение свойств ударно-нагретого аргона заключалось в определении практических времен перехода от ламинарного пограничного слоя к турбулентному, протяженности и структуры неравновесной зоны ионизационной релаксации и электропроводности в равновесной зоне.

Число Маха УВ  $M_1 \approx 12$ , равновесная температура плазмы  $10^4$  К, скорость плазмы за УВ  $3500$  м · с<sup>-1</sup>, число Маха потока  $M_2 = 1,6$  и давление за УВ около  $2 \cdot 10^5$  Па. Длительность прохождения зоны ударно-сжатого газа (газодинамическая пробка) через измерительную камеру, размещенную в области установившейся скорости УВ, составляла  $\sim 250$  мкс.

С целью изучения приэлектродных явлений в импульсном сверхзвуковом потоке плазмы за фронтом падающей УВ в ударной трубе использовался канал постоянного сечения с измерительной диэлектрической секцией, содержащей два электрода, расположенных заподлицо на противоположных стенках секции квадратного сечения ( $7,2 \times 7,2$  см), схема которой дана на рис. 1, где 1 — измерительная камера, 2 — T-образное оптическое стекло, 3 — катод, 4 — осциллограф, 5 — блок зарядки батареи конденсаторов С, 6 — барабанный фоторегистратор, 7 —



Р и с. 1



Р и с. 2

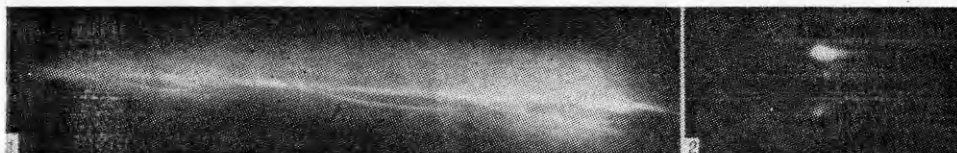
полый анод,  $V$  — вольтметр,  $R_n$  — сопротивление нагрузки,  $R_c$  — сопротивление зарядки. Экспериментальная установка более подробно описана в [5].

При изучении приэлектродных процессов регистрировались токовые осциллограммы импульсного разряда батареи конденсаторов с общей емкостью  $3 \cdot 10^{-3}$  Ф при начальном напряжении 50—500 В через межэлектродный промежуток с ударно-сжатой плазмой и последовательно включенное нагрузочное сопротивление ( $R_n = 4$  Ом). Большая емкость батареи конденсаторов в процессе прохождения газодинамической пробки обеспечивает практически постоянное напряжение источника, что упрощает обработку вольт-амперных характеристик электродов по осциллограммам разрядного тока. С помощью сверхскоростного фоторегистратора барабанного типа, работающего в ждущем режиме, регистрировались фоторазвертки процессов свечения разряда на электродах в измерительной секции.

На рис. 2 приведены вольт-амперные характеристики режимов нестационарных делящихся и малоподвижных катодных пятен на различных параметрах ударно-нагретого газа, полученные в серии предварительных экспериментов. Видно, что с уменьшением значения  $M_1$  УВ и электропроводности плазмы характеристики для делящихся пятен смещаются вправо, в область большего межэлектродного сопротивления. Вольт-амперные характеристики вдали от УВ в глубине газодинамической пробки при  $M_1 = 9,7-10,1$  имеют крутые участки с быстрым нарастанием тока. Так, при изменении напряжения на 10—15 В разрядный ток увеличивается в 5 раз. Следует отметить, что при  $\tau > 100$  мкс, т. е. в равновесной зоне вольт-амперные характеристики не зависят существенно от положения УВ относительно электродов для одних и тех же  $M_1$  ( $\tau$  — время разряда после замыкания электродов с приходом фронта УВ). Возможно, что изгиб вольт-амперной характеристики при  $I > 50$  А является следствием более низкой электропроводности плазмы при  $M_1 = 9,3$ , что соответствует повышенному омическому сопротивлению межэлектродного промежутка. Действительно, при  $M_1 = 10$  и  $I = 50$  А  $R_{пл} = 1,1$  Ом, при  $M_1 = 9,3$  и  $I = 7,3$  А  $R_{пл} = 1,5$  Ом.

Вольт-амперные характеристики в области релаксационной зоны вследствие низкой электропроводности для  $M_1 = 9,3-10$  также лежат значительно правее характеристик, полученных для областей плазмы в глубине газодинамической пробки. Аналогичный результат найден и для  $M_1 = 8,6$ .

Пересечение вольт-амперной характеристики релаксационной зоны с характеристиками в глубине области ударно-нагретого газа объясняется влиянием толщины температурного ламинарного пограничного слоя, которое в зоне релаксации, находящейся непосредственно за УВ, меньше, чем в глубине области ударно-нагретого газа для точек 2—5. Поэто-



Р и с. 3

му точки 1 при  $M_1 = 9,6$  и  $I = 7,3$  и  $10,1$  А лежат выше точек 2—5. Различия в разрядных токах при  $M_1 = 9,3$  для момента времени  $\tau_1 = 10$  мкс, так же как и при  $M_1 = 8,6$ , согласуются с величинами электропроводности в релаксационной и равновесной зонах [6].

Таким образом, снижение числа Маха  $M_1$  и приближение к УВ и соответствующее снижение электропроводности плазмы смещают вольт-амперные характеристики вправо, в область более высокого межэлектродного падения напряжения.

На рис. 2 имеются две группы точек, полученные в отдельных экспериментах, выпадающие из общих закономерностей. Точки при  $M_1 = 9,8$  ( $U_{пл} = 80$  В) и  $8,3$  ( $U_{пл} = 120$  В), согласно скоростной фоторазвертке, соответствуют режиму периферийных неподвижных пятен, в то время как при токах около 45 А и межэлектродных напряжениях 70 В регистрировались делящиеся пятна. При  $M_1 = 8,6$  и  $I \simeq 60$  А ( $U_{пл} = 110$  В) наблюдались как делящиеся, так и неподвижные пятна (рис. 3, где 1 — фоторазвертки свечения нестационарных делящихся катодных пятен на медном электроде, покрытом окисной пленкой ( $p_1 = 1,3 \cdot 10^3$  Па,  $U = 78$  В,  $M_1 = 8,6$ ), 2 — свечение неделящихся неподвижных катодных пятен на полированном медном электроде ( $p_1 = 1,3 \cdot 10^3$  Па,  $U = 80$  В,  $M_1 = 9,8$ )). Нестационарные делящиеся катодные пятна охватывают почти всю поверхность электрода. Неделящиеся пятна сносятся потоком и садятся на задней кромке электрода.

Из сказанного следует предположить, что сопротивление приэлектродных областей для делящихся пятен ниже, чем в случае периферийных дуговых привязок, что согласуется с данными [7], где с увеличением числа пятен на электроде приэлектродное падение напряжения снижалось.

Таким образом, электрические характеристики разряда, по-видимому, существенно определяются видом и расположением катодных пятен: неподвижные катодные пятна на краях электрода обладают более высоким омическим сопротивлением, чем делящиеся нестационарные пятна.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Неоднородность потока за фронтом ударной волны // Релаксационные процессы в ударных трубах.— М.: Наука, 1965.
2. Майрелс Г. Ограничение времени работы ударной трубы из-за турбулентного слоя на стенке // РТК.— 1964.— Т. 2, № 1.
3. Ударные трубы/Под ред. Х. А. Рахматулина, С. С. Семенова.— М.: Мир, 1962.
4. Поляков Ю. А. Применение пленочных датчиков для изучения теплообмена в диссоциированном потоке газа // Физическая газодинамика, теплообмен и термодинамика газов высоких температур.— М.: Наука, 1962.
5. Мусаев М. Г., Чекалин Э. К., Черных Л. В. Свойства контрагированного разряда в неоднородном пограничном слое на электроде в высокоскоростном потоке плазмы // ПМТФ.— 1988.— № 3.
6. Тищенко В. А., Хандуров Н. В., Чекалин Э. К. Исследование процессов ионизации за сильными ударными волнами с помощью датчика электропроводности // ЖТФ.— 1974.— Т. 14, вып. 5.
7. Богданс А. В., Башилов В. А., Грибков В. М. и др. Изучение режима нестационарных катодных пятен на электродах в канале МГД-генератора // Первый советско-американский коллоквиум по МГД-преобразованию энергии.— М.: Наука, 1974.

г. Москва

Поступила 12/III 1991 г.