

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Е. В. Зыков, В. А. Зыков, Эффект инициирования
примесью униполярного газового течения, *ТВТ*,
1973, том 11, выпуск 3, 655–657

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.239.90.61

11 ноября 2024 г., 01:05:57



погрешность определения скорости была не более 5%. При измерении скоростей в подобных пламенах излучением самого пламени можно пренебречь по сравнению с излучением вводимых частиц. В случае исследования потоков плазмы необходимо учитывать температурное излучение самой плазмы. Если в излучении светящихся объектов имеются дискретные линии достаточной интенсивности, то это также необходимо учитывать при выборе длины волны излучения лазера.

Для измерения больших скоростей, например сверхзвуковых, требуется учитывать зависимость минимально необходимой мощности излучения лазера от измеряемой скорости u . Как показано в работах [5, 6], необходимо увеличивать мощность излучения лазера пропорционально u^2 .

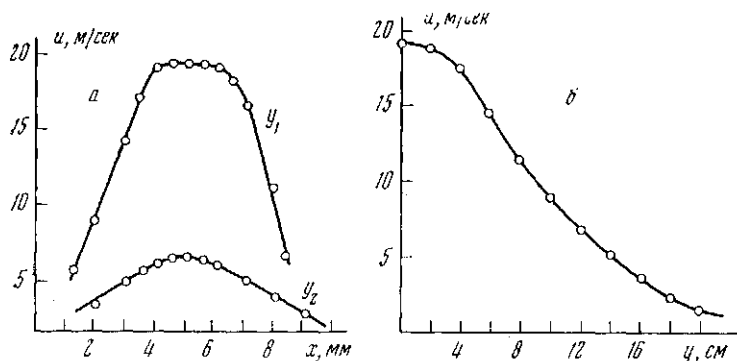


Рис. 3

Проведенные эксперименты показывают, что использование аргонового лазера для исследования скорости светящихся объектов является перспективным. Созданная установка позволяет измерять скорости светящихся потоков с температурой до 2500°. Увеличение мощности излучения лазера и уменьшение полосы пропускания интерференционного фильтра позволяют исследовать потоки с еще более высокой температурой.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность В. А. Фабриканту за внимание к работе.

Московский энергетический институт

Поступило в редакцию
1 IX 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. С. Рипкевичюс. Теплофизика высоких температур, 8, № 5, 1970.
2. Mc Adams. Heat Transfer, N. Y., 1953.
3. J. E. Fontenot. AIAA J., 3, № 5, 1965.
4. В. А. Головин, П. П. Коляева, Б. С. Рипкевичюс, Г. М. Янина. Теплофизика высоких температур, 9, № 3, 1971.
5. Е. И. Зубарев, В. М. Кулыбин. Тр. МЭИ. Радиоэлектроника, вып. 108, 1972.
6. В. М. Кулыбин, Б. С. Рипкевичюс, А. В. Толкачев. Тр. МЭИ. Физика, вып. 144, 115, 1972.

УДК 537.525.3

ЭФФЕКТ ИНИЦИИРОВАНИЯ ПРИМЕСЬЮ УНИПОЛЯРНОГО ГАЗОВОГО ТЕЧЕНИЯ

Е. В. Зыков, В. А. Зыков

Электрогидродинамические течения, возникающие при униполярном электрическом разряде в газовой среде, могут найти практические приложения, например, в конвективном теплообмене [1], ионных насосах [2], для создания тяги [3—5] и т. д.

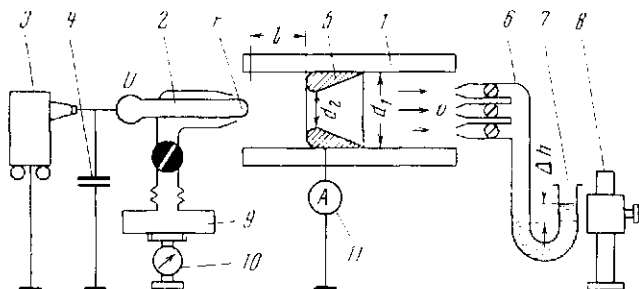
Однако такое использование течений ограничивается низким к.п.д. преобразования электрической энергии в кинетическую энергию газового потока. Изысканию путей повышения к.п.д. униполярного газового течения и посвящено предлагаемое исследование.

Авторы установили, что введение в область активной ионизации униполярного коронного разряда небольшого количества примеси, молекулы которой легко ионизируются

и имеют эффективное сечение тепловых столкновений, в газе большее, чем собственные газовые молекулы, приводит к снижению удельного расхода электрической мощности на секундный импульс газового течения, не уменьшая интенсивности самого течения.

Эксперимент. Опыт ставился в атмосфере комнатного воздуха по схеме, представленной на рисунке.

В цилиндрический диэлектрический канал 1, открытый с обоих концов, ксаксиально установлен стальной цилиндрический электрод 2 с полусферическим окончанием, который находится под потенциалом U (от выпрямителя 3 со сглаживающим фильтром 4). Торообразный стальной электрод 5 (аэродинамический, обтекаемой формы) установлен в канале и соединен с нулевым потенциалом через амперметр 11. Размеры электродов и потенциалы их подобраны так, чтобы коронировало только острие 2.



Возникающий униполярный разряд создает общее газовое течение по стрелке v , средний по сечению канала скоростной напор которого измеряется напорной трубкой 6 с жидкостным дифманометром 7. Разность уровней в манометре измеряется катетометром 8. В области чехла короны у острия подводится смесь из баллона 9. Расход примеси определяется взвешиванием на весах 10. Геометрия течения в опыте характеризуется следующими данными: $d_1 = 2,1 \cdot 10^{-2}$ м; $d_2 = 1,8 \cdot 10^{-2}$ м; $r = 3 \cdot 10^{-4}$ м; $l = 10^{-2}$ м. Коэффициент пульсаций выпрямленного напряжения менее 1%. Примесь — газообразный фреон-12 (CCl_2F_2).

Данные эксперимента приведены в таблице.

Измерения						Вычисления				
U , кВ	I , мкА	Δh , мм вод. ст.	Эквивалент τ , сек	Расход фреона $M_{\text{ф}}$, г	Состав течения	Секундный расход воздуха $V_{\text{в}}$, м ³ /сек	Секундный расход фреона $V_{\text{ф}}$, м ³ /сек	Тяга течения F , н	Электрическая мощность, P , вт	Удельная мощность на единицу тяги, P_1 , вт/н
-18	110 (I_1)	0,72	—	—	Воздух $p = 755$ мм рт. ст. $w = 71\%$ $t = 20^\circ \text{C}$	$1,48 \cdot 10^{-3}$	—	$4,87 \cdot 10^{-3}$	1,98	407 (P_{i1})
-18	36 (I_2)	0,72	300	0,212	Открыт приток фреона-12	$1,48 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-8}$	$4,87 \cdot 10^{-3}$	0,648	133 (P_{i2})

Таким образом, установлены следующие опытные факты: введение в область чехла отрицательной короны на острие газообразного фреона-12 в количествах до 10^{-5} доли от расхода воздуха не вызывает заметного изменения напора (и тяги) газового течения в канале (при неизменной разности потенциалов); однако присутствие этой смеси существенно влияет на ток коронного разряда и, следовательно, на потребляемую течением мощность, она снижается втрое: $v_i = I_1 / I_2 = P_{i1} / P_{i2} = 3,02$.

Обсуждение результатов. Известно, что в области интенсивной ионизации воздуха (в области чехла короны) присутствие молекул фреона приводит к образованию отрицательных ионов фреона, имеющих энергию электронного сродства большую, чем у молекул и атомов кислорода. При отрицательной полярности короны, ионы фреона выносятся полем во внешнюю область разряда и как устойчивые образования дрейфуют в дальнейшем к аноду.

При достаточном количестве примеси почти весь ионный ток разряда может быть образован ионами фреона.

Известно, что средний динамический напор (и тяга) газового течения, возникающего в результате насыщенного объемными зарядами униполярного коронного разря-

да [6] в канале, зависит только от средней напряженности E_0 электрического поля в разрядном промежутке

$$\langle p_0 \rangle = (9/16) \epsilon \epsilon_0 E_0^2. \quad (1)$$

Естественно поэтому, что введение небольшого количества примеси в разряд при сохранении геометрии и разности потенциалов электродов, не должно было вызывать изменений динамического напора (и тяги).

Известно также (см. [6]), что мощность, расходуемая в таком течении на единичный секундный импульс, пропорциональна средней подвижности ионов $\langle k \rangle$, исполняющих роль носителей заряда

$$P_i = \langle k \rangle E_0. \quad (2)$$

Поэтому отношение мощности первого и второго измерений равно

$$v_i = P_{i1} / P_{i2} = \langle k_1 \rangle (\text{воздуха в воздухе}) / \langle k_2 \rangle (\text{примеси в воздухе}) \quad (3)$$

и пропорционально отношению подвижностей ионов в разряде.

Известно также и то, что подвижность ионов в газе пропорциональна коэффициентам диффузии соответствующих газовых молекул и поэтому

$$v_i = \langle k_1 \rangle / \langle k_2 \rangle \cong D_1 / D_2 = \sigma_2 / \sigma_1, \quad (4)$$

где $\sigma_{2,1}$ — эффективное сечение тепловых столкновений молекул примеси в воздухе и собственных молекул в воздухе соответственно.

Для оценки v_i — коэффициента иницирования газового течения углеродсодержащей примесью — соотношение (4) может быть преобразовано к виду

$$v_i \cong N^{2/3}, \quad (5)$$

где N — число атомов в молекуле примеси.

Формула (5) получается при введении некоторого среднего межъядерного расстояния

$$\langle a \rangle = 1,2 \text{ \AA}, \quad (6)$$

как постоянного для всех молекул углеродистых соединений.

Вычисление по (5) для фреона-12 ($N = 5$) дает величину коэффициента иницирования $v_i = 2,9$, что удовлетворительно (в пределах точности вывода (5) и допущения (6)) объясняет описанный выше опытный результат.

Государственный
педагогический институт
г. Армавир

Поступило в редакцию
5 X 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. М. Степанов, А. Г. Дьячков. Ионизация в пламени и электрическое поле. «Металлургия», 1968.
2. W. R. Pickard. J. of Appl. Phys., 34, 246, 1963.
3. Г. И. Куськова, В. А. Зыков. Тр. Адыгейского гос. пединститута, 1, 73, 1962.
4. E. N. Christenson, P. S. Moller. AIAA J., 5, 975, 1967.
5. A. P. De Seversky. Jonockraft, U. S. Patent 3130945, 1964.
6. В. А. Зыков. Теплофизика высоких температур, 6, 1117, 1969.

УДК 533.951.8

НОВЫЙ ТИП ИОНИЗАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПЛАЗМЕ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ

Ю. Р. Аланаян

В данном сообщении показано, что наличие отрицательных ионов может привести к раскачке ионизационных колебаний в слабо ионизованной плазме.

Ионизационно-рекомбинационные колебания плотности частиц в плазме, состоящей из электронов, положительных ионов и нейтральных частиц, исследованы в работе [1] в предположении, что в объем плазмы поступают извне нейтральные частицы и имеется утечка заряженных частиц. При наличии отрицательных ионов иородного газа система уравнений, описывающая задачу, имеет вид

$$dN / dt = \alpha N - \beta N N_e, \quad (1)$$

$$dN_+ / dt = -\alpha_+ N_+ + \beta N N_e - \gamma N_+ N_-, \quad (2)$$

$$dN_- / dt = -\alpha_- N_- + \zeta N_e - \gamma N_+ N_-, \quad (3)$$

$$N_e = N_+ - N_-, \quad (4)$$