

## ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ СПОСОБ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ СВЕРХЗВУКОВЫХ ТЕЧЕНИЙ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

В. М. Калугин (Калининград)

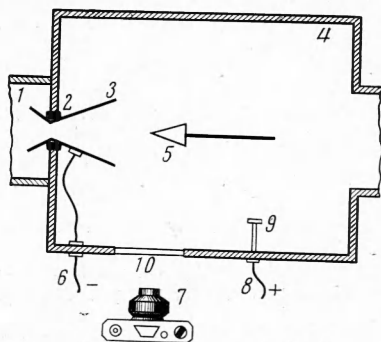
Описан способ визуализации сверхзвуковых течений разреженного газа, основанный на использовании свечения катодных частей тлеющего разряда. Показано, что способ обладает высокой чувствительностью и хорошей пространственной разрешающей способностью и может быть использован при изучении течений со скольжением и в переходной области.

Для получения фотографий сверхзвуковых газовых струй при низких давлениях предложено довольно много способов. Помимо усовершенствования рефрактометрической аппаратуры как за счет ее модернизации, так и за счет увеличения числа прохождений светового луча сквозь исследуемую среду [1, 2], предложено использовать такие физические явления, как спектральное поглощение [3], ослабление корпускулярных пучков при прохождении их сквозь газ [3-6] и сопутствующее такому прохождению излучение газа [7-9], послесвечение газа [3, 10], а также свечение газа, вызываемое электрическими разрядами [2, 3, 11-13].

Разрядные способы визуализации выгодно отличаются от остальных способов аппаратурной простотой, отсутствием на практике помех из-за вибрации, тепловых потоков и дифракции, а также отсутствием необходимости предварительной сложной настройки. К недостаткам разрядных способов обычно относят трудности количественной интерпретации фотографий из-за недостаточного понимания механизма визуализации и возможное влияние разряда на параметры сверхзвукового течения.

Ниже описан способ визуализации, также основанный на использовании свечения, создаваемого в тлеющем разряде. Этот способ сохраняет все преимущества разрядных способов, но обладает высокой чувствительностью. Выявлен механизм визуализации, что позволяет не только получать качественные фотографии сверхзвуковых течений при низких давлениях, но и определенным образом интерпретировать их.

**1. Экспериментальная схема.** При применении тлеющего разряда для визуализации газовых течений большое значение имеет выбор расположения и полярности электродов в рабочей камере аэродинамической трубы. Наиболее благоприятной областью тлеющего разряда, пригодной для визуализации, является, по-видимому, равномерно светящийся положительный столб разряда. Однако с уменьшением давления до  $10 \text{ н/м}^2$  и ниже интенсивность свечения положительного столба падает и становится недостаточной для получения видимой картины [3]. С понижением давления одновременно расширяются приэлектродные зоны свечения. Каковы возможности аэродинамической модели в качестве одного из электродов в разряде?



Фиг. 1. Экспериментальная схема

В работе [11] описано применение модели в качестве анодного электрода. Однако уменьшение давления до  $1 \text{ н/м}^2$  приводит к сильному разрастанию анодного свечения, непосредственно прилегающего к анодному электроду — модели, и картина скачков уплотнения у модели маскируется этим свечением.

В работе [2] описано применение модели в качестве катодного электрода в разряде. Недостатком этого способа являются трудности в рассмотрении получаемой картины, так как на скачки уплотнения у модели накладывается граница темного катодного пространства. Кроме того, модель в этом случае довольно сильно нагревается, что приводит к нарушению ее теплового режима в потоке. Таким образом, использование модели в качестве одного из электродов в разряде нецелесообразно.

При давлении ниже  $10 \text{ н/м}^2$  основной излучающей зоной разряда становится область тлеющего свечения. Поэтому применение этой области разряда для визуализации неоднородностей плотности в сверхзвуковом течении при низких давлениях является наиболее перспективным. На фиг. 1 приведена выбранная нами экспериментальная схема с использованием тлеющего свечения. Газ из форкамеры 1 сквозь сопло 3 выходит в рабочую камеру 4, ускоряясь при этом до сверхзвуковых скоро-

<sup>1</sup> Богдановский Г. А., Малахов Л. Н., Балаков А. В. Электронно-телевизионный метод исследования неоднородностей в газовых потоках низкой плотности. Авт. свид. № 140125, 1960.

стей. В рабочей камере сверхзвуковая струя обтекает модель 5. Катодным электродом в разряде служит сверхзвуковое сопло 3, изолированное от стен рабочей камеры 4 при помощи диэлектрической прокладки 2. Анодный электрод 9 располагается вне поля зрения в глубине рабочей камеры. Подвод напряжения осуществляется при помощи проводников 6 и 8. Модель и стенки рабочей камеры находятся под плавающим потенциалом в разряде. Источником питания разряда служит выпрямитель на 2—3 кВ. В цепь питания включается балластное сопротивление. При зажигании разряда внутренняя полость сопла и область вниз по течению от сопла заполняются тлеющим свечением, в свете которого сквозь окно 10 в стенке сверхзвуковое течение и скачки уплотнения наблюдаются или регистрируются фотоаппаратом 7.

**2. Основные характеристики тлеющего разряда в сверхзвуковом воздушном потоке.** Падение напряжения на разрядном промежутке при давлении от 10 до  $10^{-1}$  н/м<sup>2</sup> составляло примерно от 370 до 500 в. Сила тока разряда обычно не превышала 10 ма. Таким образом, выделяемая в разряде мощность не превышала нескольких вт. Вольт-амперная характеристика разряда — падающая, что характерно для тлеющего разряда с нормальным катодным падением.

Тлеющее свечение, при помощи которого наблюдаются сверхзвуковая струя и скачки уплотнения, имеет фиолетовый цвет. Изучение спектра этого свечения показало, что оно принадлежит первой отрицательной системе молекулярного иона азота  $N_2^+$ . Интенсивность полос первой и второй положительных систем нейтральной молекулы азота пренебрежимо мала. Если привлечь к рассмотрению оптические функции возбуждения первой и второй положительных и первой отрицательной систем азота [14,15], то можно сделать вывод, что свечение возбуждается электронами с энергией порядка 50 эв и выше. Кроме того, могут присутствовать медленные электроны с энергией порядка нескольких эв. С этим выводом согласуются результаты зондовых исследований и измерения распределения электронов по энергиям при помощи метода задерживающего потенциала. При этом обнаружена хорошая степень монокинетичности электронов. Их энергия оказалась близкой к величине катодного падения.

На основании полученных экспериментальных данных можно сделать заключение о механизме визуализации неоднородностей плотности в воздушном потоке при применении тлеющего разряда с катодом-соплом. Наряду со своим обычным назначением — ускорять газ до сверхзвуковых скоростей, сопло в этом случае служит источником электронного пучка с энергией порядка катодного падения потенциала. Ось пучка при правильной осесимметричной геометрии сопла совпадает с осью сопла. При неупругих столкновениях электронов с молекулами газа происходят ионизация и возбуждение молекул. В результате спонтанного высвечивания возбужденных ионов  $N_2^+$  область распространения электронного пучка светится. Местное изменение плотности газа сопровождается изменением числа столкновений электронов с молекулами газа, что приводит к изменению интенсивности свечения. Таким образом, осуществляется визуализация неоднородностей плотности. В результате рассеяния при упругих и неупругих столкновениях концентрация электронов с расстоянием от сопла убывает. Ослабевает и интенсивность свечения. С уменьшением плотности газа степень этого ослабления также уменьшается, и свечение занимает большую область вниз по течению от сопла. Таким образом, обеспечивается визуализация сверхзвукового потока и скачков уплотнения на модели в широком поле наблюдения.

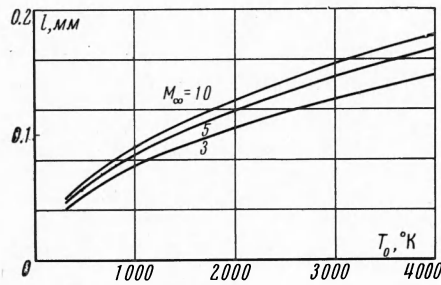
Как уже упоминалось, при применении описываемого способа рассеиваемая в разряде мощность весьма невелика. Зондовые измерения показали, что концентрация заряженных частиц составляет не более  $10^{-4}\%$ . Таким образом, можно было ожидать лишь незначительного влияния разряда на параметры потока. Действительно, в результате экспериментальной проверки при помощи термопары, установленной вместо модели в сверхзвуковой поток, обнаружено, что включение разряда с силой тока 2—10 ма вызвало повышение регистрируемой температуры на 0.4—0.7%. Очевидно, что таким изменением температуры можно пренебречь.

**3. Пространственная разрешающая способность способа.** Первая отрицательная система полос азота, в свете которой осуществляется визуализация, берет начало из состояния  $X^2\Sigma_g^+$ . Среднее время жизни этого состояния конечно и равно  $6.5 \cdot 10^{-8}$  сек [16]. Рассмотрим, к каким ограничениям в применении описываемого способа приведет это обстоятельство.

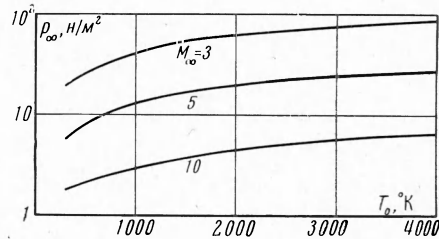
При больших скоростях газового потока, когда возбужденная частица за промежуток времени между процессами возбуждения и излучения успеет переместиться на заметное расстояние, может произойти искажение действительной картины течения. При скорости потока  $u$  за среднее время жизни возбужденного состояния  $\tau$  частица пролетает расстояние  $l = u\tau$ . Таким образом эффективное пространственное разрешение определяется величиной  $l$ . Выражая скорость потока  $u$  через число Маха в потоке  $M_\infty$  и температуру торможения  $T_0$ , получаем

$$l = 1.3 \cdot 10^{-3} \left( T_0 \frac{5M_\infty^2}{5 + M_\infty^2} \right)^{1/2} \quad (3.1)$$

Здесь  $l$  выражено в мм,  $T_0$  — в °К. На фиг. 2 графически представлена полученная зависимость  $l$  от  $T_0$  при  $M_\infty = 3, 5$  и  $10$ . Можно видеть, что при температуре



Фиг. 2. Зависимость  $l$  от  $T_0$  при  $M_\infty = 3, 5$  и  $10$



Фиг. 3. Области значений  $p_\infty$  и  $T_0$ , где  $\tau_1/\tau > 1$ , при  $M_\infty = 3, 5$  и  $10$

торможения порядка  $1000^\circ\text{K}$  и меньше пространственное разрешение не хуже  $0.1$  мм. Только при  $T_0 = 5000^\circ\text{K}$  и числе Маха, равном  $10$ ,  $l$  достигает значения  $0.2$  мм. Такое пространственное разрешение можно считать хорошим. Например, при зондировании сверхзвукового потока сфокусированным тонким электронным пучком предел разрешения определяется диаметром пучка, который составляет  $0.3\text{--}0.5$  мм.

Так как возбужденная частица ионизована, то под влиянием электрического поля за среднее время жизни возбужденного состояния она переместится на расстояние, величина и направление которого зависят от вектора напряженности поля. Однако нетрудно показать, что это расстояние будет сравнимо с вычисленной выше величиной  $l$  только при напряженности поля порядка  $100$  в/см. В области же тлеющего свечения, где происходят все рассматриваемые процессы, такое значение заведомо не достигается.

Возможными процессами при газокинетическом столкновении возбужденного иона  $\text{N}_2^+$  с окружающими частицами также можно пренебречь, если  $\tau_1/\tau > 1$ , где  $\tau_1$  — период газокинетического столкновения. Наименьшие значения  $\tau_1$  можно ожидать в зоне наиболее высокой плотности газа, т. е. за прямым скачком уплотнения у модели. Оценим величину  $\tau_1/\tau$  в этой области. По определению  $\tau_1 = \lambda/v$ , где  $\lambda$  — средняя длина свободного пробега между газокинетическими столкновениями, а  $v$  — средняя скорость молекулы. Принимая распределение молекул по скоростям максвелловским и выражая  $\lambda$  и  $v$  за скачком уплотнения через статическое давление в потоке  $p_\infty$ , число Маха  $M_\infty$  и температуру торможения  $T_0$ , получаем

$$\frac{\tau_1}{\tau} = 1.6 \cdot 10^2 f_1(T_0) f_2(M_\infty) \frac{1}{p_\infty} \quad (3.2)$$

$$f_1(T_0) = T_0^{1/2} (1 + C/T_0)^{-1}$$

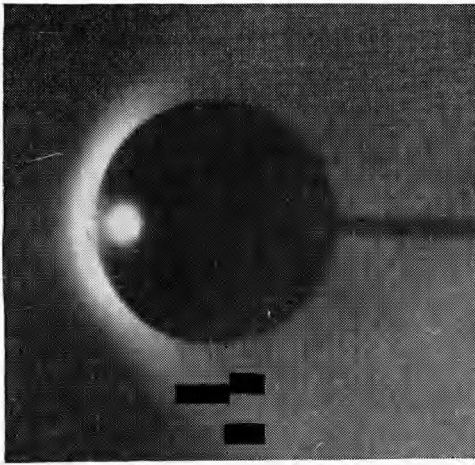
$$f_2(M_\infty) = (7M_\infty^2 - 1)^{-1} [5M_\infty^2 / (5 + M_\infty^2)]^{-1/2}$$

Фиг. 4. Обтекание цилиндрической модели при  $p_\infty = 0.23$  н/м<sup>2</sup>,  $M_\infty = 7.4$ ,  $R_\infty = 52$ ,  $K = 0.2$

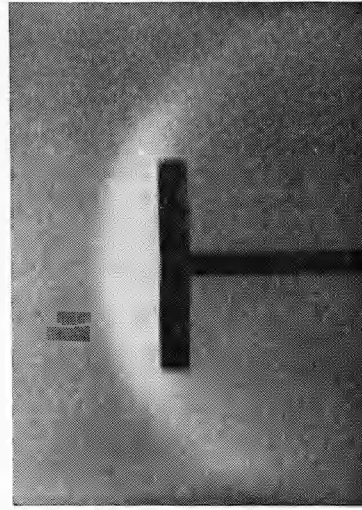
Здесь  $C$  — постоянная Сэзерленда,  $T_0$  выражается в °К,  $p_\infty$  — в н/м<sup>2</sup>. В предположении, что  $\tau_1/\tau = 1$  и для чисел  $M_\infty = 3, 5$  и  $10$ , на фиг. 3 нанесены кривые, связывающие  $T_0$  и  $p_\infty$  согласно (3.2). Требование  $\tau_1/\tau > 1$  удовлетворяется в области значений  $T_0$  и  $p_\infty$ , расположенных ниже полученных кривых.

Таким образом, конечность времени жизни возбужденного состояния  $\text{N}_2^+$  не накладывает заметных ограничений на применение метода тлеющего разряда с катодом-соплом для изучения разреженных воздушных течений.

**4. Получение фотографий картин визуализации.** Фотографирование осуществлялось при помощи зеркального фотоаппарата типа «Зенит». Так как в исследуемой области течений градиенты плотности газа невелики, то целесообразно использовать фотоматериалы с повышенным коэффициентом контраста. Автором применялись фотопленки типа «МЗ» с коэффициентом контраста около 1 или «Микрат» с коэффициентом контраста 2.5—3. Экспозиция при фотографировании в зависимости от параметров потока, масштаба изображения и типа фотопленки составляла от нескольких *сек* до нескольких *мин*. На фиг. 4—6 даны некоторые из полученных фотографии обтекания моделей воздушным потоком. В подписях к фигурам указаны параметры потока — статическое давление  $p_\infty$ , число  $M_\infty$ , число Рейнольдса  $R_\infty$  и число Кнудсена  $K$ . Число  $R_\infty$  рассчитано по условиям набегающего потока. За характерный размер при вычислении чисел Рейнольдса и Кнудсена принят радиус модели.



Фиг. 5. Обтекание сферы при  $p_\infty = 0.23 \text{ н/м}^2$ ,  $M_\infty = 7.4$ ,  $R_\infty = 97$ ,  $K = 0.11$



Фиг. 6. Обтекание диска при  $p_\infty = 0.32 \text{ н/м}^2$ ,  $M_\infty = 8.33$ ,  $R_\infty = 170$ ,  $K = 0.07$

На приведенных photographиях хорошо видны скачки уплотнения. Зона нарастания плотности у модели сильно размыта, что характерно для течений разреженного газа. На фиг. 6 показано обтекание диска. Несмотря на то, что радиус диска был достаточно велик (17 мм), форма скачка уплотнения у диска криволинейна. Прямым скачок можно назвать только в области критической точки модели. Это явление также характерно для течений разреженного газа. В соответствии с известной классификацией течений разреженного газа параметры потока, при которых получена photographия на фиг. 6, могут быть отнесены к течению со скольжением, а фиг. 4 и фиг. 5 — к переходной области между течением со скольжением и свободно молекулярным режимом.

Поступила 19 XI 1965

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Королев Ф. А., Акимов А. И., Кромский Г. И., Скоков И. В. О применении эталона Фабри-Перо для изучения воздушных потоков низкой плотности. Приборы и техн. эксперимента, 1965, № 4, стр. 243.
2. Сб. «Современная техника аэродинамических исследований при гиперзвуковых скоростях» (под ред. А. М. Крилла). Машгиз, 1965, стр. 33.
3. Сб. «Физические измерения в газовой динамике и при горении». Изд. иностр. лит., 1957.
4. Schopper E., Schumacher B. W. Messung von Gasdichten mit Korpuskularstrahlsonden. Z. Naturforsch., a, 1954, B. 6, H. 11, S. 700.
5. Hurlbut F. C. Electron beam density probe for measurements in rarefied gas flows. J. Appl. Phys., 1959, vol. 30, No. 3, p. 273.
6. Marton L. Electron — optical study of low density gas flow. Techn. News Bull. Nat. Bur. Standard, 1957, vol. 41, No. 10, p. 158.
7. Schumacher B. W., Gadamere E. O. Electron beam fluorescence probe for measuring the local gas density in a wide field of observation. Canad. J. Phys. 1958, vol. 36, No. 6, p. 659.

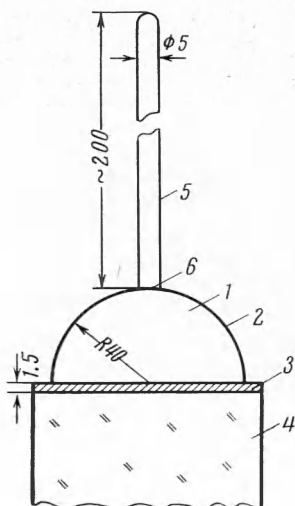
8. Rarefied Gas Dynamics, Proceedings of the third international symposium Acad. Press, N. Y.—L., 1963, p. 495.
9. Т р о х а н А. М. Измерение параметров газовых потоков при помощи пучка быстрых электронов. ПМТФ, 1964, № 3, стр. 81.
10. К а н к е л ь В. Б., Х э р б л а т Ф. К. Люминесцентная визуализация газового потока в аэродинамических трубах низкого давления. Вопросы ракетн. техн., 1958, № 3.
11. В о м е l b u r g H. J. Glow discharge new method of flow visualisation in supersonic wind tunnels. J. Aero space, 1958, vol. 25, No. 11, p. 727.
12. В о м е l b u r g H. J., H e r z o g J., W e s k e J. R. Electric spark method for quantitative measurements in flowing gases. Z. Flugwiss., 1959, vol. 7, No. 11.
13. Сб. «Газодинамика разреженных газов» (под ред. М. Девина). Изд. иностр. лит., 1963, стр. 30.
14. К и ш к о С. М., К у ч и н к а М. Ю. Функции возбуждения некоторых полос второй положительной системы  $N_2$ . Оптика и спектроскопия, 1959, т. 6, № 5.
15. З а п е с о ч н ы й И. П., К и ш к о С. М. Некоторые результаты исследования функций возбуждения полос отрицательной системы  $N_2^+$ . Изв. АН СССР, Сер. физ., 1959, т. 23, № 8, стр. 965.
16. V e n n e t t R. G., D a l b y F. W. Experimental Determination of the Oscillator Strength of the First Negative Bands of  $N_2^+$ . J. Chem. Phys., 1959, vol. 31, No. 2, p. 434.

### УСКОРЕНИЕ ГАЗА ПРИ ЕГО СЖАТИИ В УСЛОВИЯХ ОСТРОУГОЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ

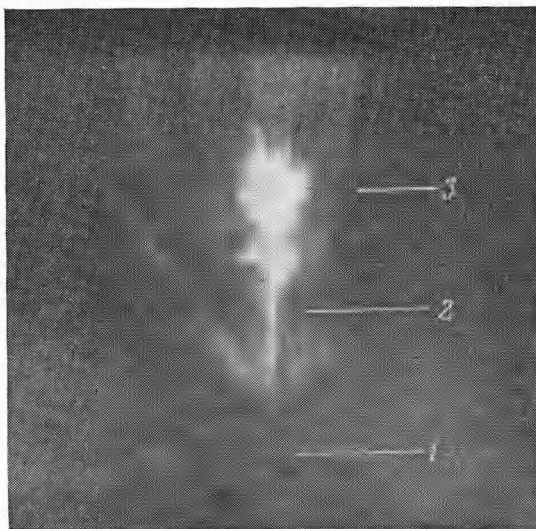
А. Е. Войтенко (Новосибирск)

Для получения больших скоростей (10—100 км/сек) методами, использующими механическое движение сжимаемых сред, обычно применяется схема течения, реализующаяся в куммулятивных зарядах [1-4]. Ниже приводятся результаты исследования устройства, позволяющего получать газовые струи в том же диапазоне скоростей, но с большей плотностью, при использовании течения другого типа.

1. Эксперимент. Обсуждаемая схема течения может быть осуществлена в различных вариантах. Некоторые результаты, полученные с устройством рассматриваемого типа, приведены в работах [5,6]. Одна из камер, использованных в данной работе, схематически изображена на фиг. 1 с указанием типичных размеров в мм. Рабочий газ 1 находится в полости, образованной металлическим сферическим сегментом 2 и сжимающей металлической пластиной 3. Пластина 3 расположена на заряде взрыв-



Фиг. 1



Фиг. 2