

**ОБ ИЗМЕРЕНИИ СКОРОСТИ РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ
ПО СНОСУ ИОННОЙ МЕТКИ, ОБРАЗОВАННОЙ ЭЛЕКТРОННЫМ
ПУЧКОМ****В. В. Волчков, В. М. Калугин***(Москва)*

Рассмотрены физические аспекты формирования ионной метки в потоке газа низкой плотности. Исследованы особенности метода измерения скорости при использовании для регистрации времени пролета меткой известной базы двух двойных зондов. Сравнение результатов измерений с данными, полученными при помощи насадка полного напора, показывает, что измерение скорости указанным способом можно проводить не только в ядре сверхзвукового потока, но при определенных условиях и в неизэнтропических зонах течения.

Необходимость независимого измерения скорости газовых потоков низкой плотности вызывается в основном двумя обстоятельствами. Первое из них обусловлено существенной неравновесностью течения при большой разреженности. Второе определяется неизэнтропичностью течения в значительных областях потока.

Электроннопучковые методы измерения плотности и температуры в таких условиях достаточно хорошо отработаны и успешно применяются [1,2], методы измерения скорости еще не получили необходимой степени развития и широкого распространения.

Обычно измерение скорости по сносу ионной метки производится следующим образом: сила тока электронного пучка, пересекающего исследуемую область газового потока, модулируется кратковременными импульсами. Создаваемое при этом ионное облако — метка сносится вместе с потоком, скорость которого определяется путем измерения времени пролета меткой известной базы.

Основная область использования метода измерения скорости до настоящего времени ограничена зоной ядра потока [3,4].

В данной работе рассмотрены физические аспекты формирования ионной метки, а также приведены результаты экспериментальных исследований по применению метода для измерения скорости как в ядре потока, так и в неизэнтропических областях течения.

1. При распространении электронного пучка с энергией выше потенциала ионизации происходит ионизация газа. Вследствие наличия пространственного заряда на ионы действует радиальное электрическое поле. При $n_i < n_e$ (n_i и n_e — концентрации ионов и электронов соответственно) ионы движутся к центру пучка. При $n_i > n_e$ наступает перекомпенсация отрицательного пространственного заряда, и ионы вследствие диффузии и электростатического расталкивания начинают покидать зону пучка. Влияние продольного электрического поля на движение ионов можно не учитывать, так как анод электронной пушки экранируется от барокамеры выходной диафрагмой и поле из промежутка катод — анод не проникает в барокамеру. Относительная величина прироста кинетической энергии иона при соударении с электроном пренебрежимо мала из-за большой разницы в массах сталкивающихся частиц. Поэтому образующийся ион продолжает двигаться вместе с газом в потоке («сносится» потоком).

Приведем оценку влияния каждого из отмеченных явлений при формировании ионной метки.

При исследовании разреженных течений обычно применяют электронные пучки с энергией порядка 10 кэв. В описываемых экспериментах ускоряющее напряжение составляло 6 кэв. Характерное значение плотности газа в потоке равнялось $2 \cdot 10^{-7}$ г/см³.

Время накопления ионов, за которое пучок полностью нейтрализуется, может быть оценено по формуле [5]

$$t = 1.69 \cdot 10^{-8} / p \varepsilon V^{1/2} \quad (1.1)$$

Здесь ε — относительная ионизация, т. е. число пар ионов, образуемых одним электроном на пути в 1 см при давлении 1 мм рт. ст. и температуре 0° С, p — давление газа в мм рт. ст. и V — ускоряющее напряжение в вольтах. При $V = 6 \cdot 10^3$ в воздухе $\varepsilon \approx 1.5$ [5]. В этих условиях $t \approx 1.5 \cdot 10^{-3}$ мксек. Длительность модулирующего импульса обычно составляет ~ 1 мксек. Поэтому можно рассматривать пучок в условиях перекомпенсации отрицательного пространственного заряда.

Концентрация ионов в зоне пучка в течение импульса тока определяется уравнением баланса

$$\left(\frac{dn_i}{d\tau}\right)_1 + \left(\frac{dn_i}{d\tau}\right)_2 + \left(\frac{dn_i}{d\tau}\right)_3 + \left(\frac{dn_i}{d\tau}\right)_4 = 0 \quad (1.2)$$

Индексы 1, 2, 3 и 4 относятся к процессам образования, сноса, диффузии и расталкивания соответственно. Так как энергия электронов значительно превышает тепловую, а плотность газа мала, то объемной рекомбинацией можно пренебречь.

Определение точной величины членов уравнения, определяющих убывание концентрации, представляет весьма сложную задачу, поэтому ограничимся оценкой относительной роли этих членов.

Число ионов, образуемых в единицу времени в единице объема на единицу длины пучка, равно

$$\left(\frac{dn_i}{d\tau}\right)_1 = \frac{\varepsilon}{e} \frac{\rho}{\rho_0} \frac{i_0}{\pi r_0^2} f(\tau) \quad (1.3)$$

Здесь ρ — плотность газа, ρ_0 — плотность газа при 1 мм рт. ст. и 0° С, равная в воздухе $1.7 \cdot 10^{-6}$ г/см³, i_0 — максимальная сила тока пучка за время импульса, r_0 — радиус пучка, $f(\tau)$ — функция, описывающая форму импульса силы тока. Из условия получения максимального числа ионов в процессе ионизации выгодно, чтобы модулирующий импульс имел прямоугольную форму, т. е. $f(\tau) = 1$. В данных экспериментах модулирующий импульс имел передний крутой фронт и спад после достижения максимума. Форма импульса приближенно могла быть записана как

$$f(\tau) = 1 - \tau/\tau_0 \quad (1.4)$$

Здесь τ_0 — длительность импульса, равная 3 мксек. Радиус электронного пучка составлял $\sim 0,5$ мм.

Концентрация ионов, образуемых к моменту τ , равна

$$n_i(\tau) = \frac{\varepsilon}{e} \frac{\rho}{\rho_0} \frac{i_0}{\pi r_0^2} \int_0^{\tau} f(\tau') d\tau' \quad (1.5)$$

Принимая распределение образующихся в зоне пучка ионов изотропным, получаем для члена, определяющего уменьшение концентрации ио-

нов из-за сноса со скоростью v

$$\left(\frac{dn_i}{d\tau}\right)_2 = -\frac{2}{\pi} \frac{v}{r_0} n_i \quad (1.6)$$

Чтобы определить влияние сноса на изменение концентрации ионов, найдем отношение

$$a = \left(\frac{dn_i}{d\tau}\right)_2 \left[\left(\frac{dn_i}{d\tau}\right)_1\right]^{-1} = -\frac{2}{\pi} \frac{v}{r_0} \frac{1}{f(\tau)} \int_0^{\tau} f(\tau') d\tau' \quad (1.7)$$

Если $f(\tau) = 1$, то при $v = 10^5$ см/сек $a = -1$ при $\tau = 0,78$ мксек. Если же $f(\tau)$ имеет вид (1.4) и $\tau_0 = 3$ мксек, то $a = -1$ при $\tau = 0,68$ мксек. Таким образом, снос ионов в процессе их образования существенно влияет на распределение ионов в метке, придавая ей вытянутую вдоль направления потока форму.

Определить изменение концентрации ионов в результате электростатического расталкивания и диффузии аналитически сложно. Однако можно получить выражение для радиуса цилиндрического облака, содержащего ионы с общим зарядом q на единицу длины и расширяющегося вследствие расталкивания или диффузии.

Используя уравнение подвижности иона и применяя теорему Гаусса-Остроградского, получаем формулу для радиуса ионного облака, расплывающегося вследствие электростатического расталкивания

$$r^2 - r_0^2 = 4q\eta t \quad (1.8)$$

Здесь η — подвижность ионов, t — время расплывания. Так как $\eta\rho = \text{const}$, то

$$\eta = \frac{\rho_0}{\rho} \eta_0 \quad (1.9)$$

Здесь η_0 — подвижность ионов при давлении 1 мм рт. ст. и температуре 0° С. В воздухе $\eta_0 = 1,4 \cdot 10^3$ см²/в·сек [6].

Заряд облака на единицу длины при первоначальном изотропном распределении ионов равен

$$q = en_i \pi r_0^2 \quad (1.10)$$

Подставляя в (1.8) значения η и q по (1.9) и (1.10) с учетом (1.5) получаем

$$r \simeq \left(4\varepsilon\eta_0 i_0 t \int_0^{\tau_0} f(\tau') d\tau'\right)^{1/2} \quad (1.11)$$

Таким образом, радиус расплывающегося вследствие электростатического расталкивания ионного цилиндрического облака, образованного при прохождении электронного пучка, не зависит от плотности газа и определяется только силой тока пучка, энергией электронов и длительностью импульса.

Полагая $f(\tau) = 1$ и принимая длительность импульса $\tau_0 = 1$ мксек получаем

$$r \simeq 2,7 \cdot 10^3 \sqrt{t} \quad (1.12)$$

Если t — время сноса ионного облака после окончания импульса, то при $v = 10^5$ см/сек на расстоянии 10 мм от пучка диаметр поперечного се-

чения облака составляет ~ 17 см. Таким образом, статическое расталкивание оказывает очень сильное влияние на размеры ионного облака.

Оценим теперь роль диффузии. Из кинетической теории имеем для радиуса цилиндрического столба, стенок которого диффундирующие частицы достигают за время t

$$r_1 = 2.4 \sqrt{D_i t} \quad (1.13)$$

Здесь D_i — коэффициент диффузии. Для азота и воздуха при давлении 1 мм рт. ст. и температуре 0°C $D_{i0} = 22 \div 25 \text{ см}^2/\text{сек}$ [6]. Так как $D_i \sim T^{1/2} / \rho$, то при характерных условиях в сверхзвуковом разреженном течении ($\rho = 2 \cdot 10^{-7} \text{ г/см}^3$, $T_\infty = 50^\circ\text{K}$) имеем $D_i \approx 200 \text{ см}^2/\text{сек}$. Тогда

$$r_1 = 34 \sqrt{t} \quad (1.14)$$

Сравнивая (1.12) и (1.14), можно видеть, что влиянием диффузии можно пренебречь по сравнению с электростатическим расталкиванием.

Как показано выше, в результате расталкивания поперечный размер сносимого ионного облака очень быстро начинает превышать характерный размер сверхзвуковых разреженных течений, который обычно составляет от нескольких мм до нескольких десятков мм. Однако исследование¹ продольного (в направлении потока) и поперечного распределения концентрации ионов в облаке, распространяющемся в зоне изэнтропического ядра течения показало, что в облаке имеется радиальная зависимость концентрации ионов.

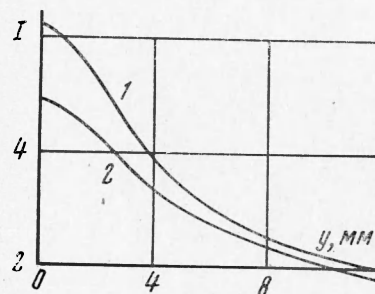
На фиг. 1 приведены характерные поперечные распределения сигнала I в относительных единицах, соответствующие расстояниям от пучка 10 мм (кривая 1) и 20 мм (кривая 2). В то время как края распределений уходят в бесконечность, полуширины их составляют ~ 11 и 15 мм. Положение же максимума может быть указано с точностью до 1–2 мм.

Таким образом, создается возможность измерения скорости по времени прохождения базы зонной максимальной концентрации ионов в облаке. Отметим, что отношение полуширин сигнала на расстояниях 10 и 20 мм приблизительно равно корню из отношения расстояний до пучка, что согласуется с формулой (1.12) для радиуса цилиндрического облака, расплывающегося вследствие электростатического расталкивания.

Проведенный анализ позволяет качественно рассмотреть влияние изменения условий эксперимента и параметров исследуемой аппаратуры на характеристики метода.

Большое влияние на форму метки оказывает длительность модулирующего импульса. Она может быть связана с величиной измеряемой скорости. В сверхзвуковых разреженных течениях при скорости $5 \cdot 10^4 \div 10^5 \text{ см/сек}$ длительность импульса, по-видимому, не должна превышать 0,5–1 мксек. Отметим, что сокращение длительности импульса приведет также к уменьшению расплывания ионного облака из-за электростатического расталкивания (см. (1.11)).

Концентрация ионов в зоне пучка прямо пропорциональна плотности газа. Поскольку расталкивание не зависит от плотности, то, следовательно, величина сигнала линейно связана с плотностью.



Фиг. 1

¹ Эксперимент выполнен А. С. Нехорошевым.

Концентрация ионов в зоне пучка прямо пропорциональна силе тока пучка, а расталкивание пропорционально корню квадратному из величины силы тока. Поэтому можно считать, что измеряемый сигнал пропорционален \sqrt{i} , т. е. при прочих равных условиях увеличение силы тока пучка приведет к увеличению сигнала.

Точность измерения скорости зависит также от базы измерения. Так как скорость потока

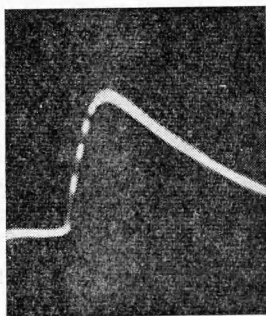
$$v = (x - x_0)/(t - t_0) \quad (1.15)$$

($x - x_0$ — база, а $t - t_0$ — время ее прохождения), то

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{v}{x - x_0} \sqrt{v^{-2} [(\Delta x)^2 + (\Delta x_0)^2] + (\Delta t)^2 + (\Delta t_0)^2}$$

т. е. при определенных ошибках измерения координат и времени ошибка в измерении скорости обратно пропорциональна базе.

2. Измерение скорости разреженных потоков газа проводилось по следующей схеме. Пучок электронов с силой тока 1 ма и энергией 6 кэв вы-



Фиг. 2

водился в барокамеру перпендикулярно оси газового потока. С помощью электромагнитной линзы проводилась фокусировка пучка в исследуемой зоне. Для регистрации времени пролета использовались два двойных зонда, выполненные из проволочек диаметром 0.1 мм, которые закреплялись на координатнике перпендикулярно оси потока и направлению распространения электронного пучка. Расстояние между зондами в паре было равно 3 мм; вторая пара располагалась на 10 мм ниже по потоку от первой. Использование двойных зондов было вызвано стремлением уменьшить возмущающее действие их электрического поля на измеряемую скорость ионной метки¹. На зонды подавалось постоянное напряжение. Сигнал с зондов усиливался и наблюдался на экране осциллографа ИО-4. За время пролета меткой базы принимался интервал, соответствующий положениям максимумов импульсов ионного тока на экране осциллографа при поочередном подключении зондов к цепи измерения. Вторая пара зондов упрощает проведение измерений, однако когда возмущение потока первой парой зондов становится столь большим, что оно не успевает затухнуть на длине базы измерения, следует ограничиться использованием одной пары зондов, поочередно помещая ее в крайние точки базы.

Для создания потока газа использовалось звуковое сопло при большой величине нерасчетности, а также сверхзвуковые сопла. Градиент скорости в областях измерения на используемой базе для всех сопел был мал. Пример картины, наблюдаемой на экране осциллографа для одной пары зондов, приводится на фиг. 2. Импульс прокалиброван метками с интервалом в 1 мксек. Следует отметить, что форма регистрируемого импульса существенно зависит от параметров течения и режима работы аппаратуры.

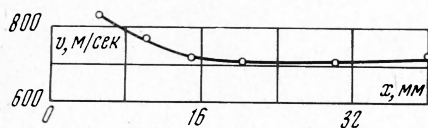
Измеряемая в ядре потока скорость сравнивалась с результатами, полученными при помощи насадка полного напора, который также размещался на координатнике сбоку от зондов на фиксированном расстоянии. Сравнение проводилось путем сопоставления профилей, измеренных обоими методами.

¹ Нехорошев А. С., Петров Ю. В., Степченков В. Г., Сухомлинов Б. К. Устройство для измерения скорости газовых потоков низкой плотности. Авторское свидетельство № 248358.

При использовании двухзондовой схемы регистрации ионной метки так же, как и для однозондовой [3], имеется зависимость формы и положения ионного сигнала на экране осциллографа относительно момента модуляции от величины приложенного к зондам напряжения u , но она более слабая. На фиг. 3, *a* кривая 1 соответствует $u = 25$ в, кривая 2 соответствует $u = 65$ в. Экспериментально установлено, что хотя увеличение u и вызывает смещение максимума импульса, тем не менее в ядре потока результаты измерения скорости по описанной выше схеме согласуются с данными, полученными при помощи насадка полного напора с точностью $\approx 10\%$ при $u \leq 70$ в в исследованном диапазоне плотности $6 \cdot 10^{-8} \text{ г/см}^3 \leq \rho \leq 1.5 \cdot 10^{-7} \text{ г/см}^3$.

В ходе экспериментов было обнаружено, что на положение максимума импульса относительно момента модуляции влияет величина напряжения смещения на управляющем электроде пушки, а следовательно, глубина модуляции m электронного пучка. На фиг. 3, *b* приводится осциллограмма импульсов, соответствующих $m = 100\%$ (кривая 1) и 75% (кривая 2) при местной плотности газа $\rho \approx 9 \cdot 10^{-8} \text{ г/см}^3$. Изменение глубины модуляции от 100% до 75% приводило к изменению замеренной скорости в ядре потока на $6 \div 7\%$. В области пограничного слоя смещение максимума было больше, чем в ядре.

Результаты измерения скорости могут зависеть от расстояния x между пучком и зондами. При измерении скорости вблизи пучка наблюдается кажущееся увеличение скорости (фиг. 4). При большом удалении от пучка точность измерения скорости уменьшается из-за расплывания метки.



Фиг. 4

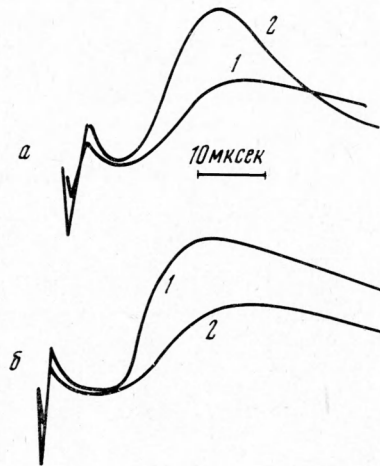
Изложенные особенности измерения обусловили следующую методику проведения экспериментов:

- 1) расстояние от первой пары зондов до пучка выбиралось в пределах $10 \div 30$ мм;
- 2) к зондам прикладывалось по возможности наименьшее напряжение, достаточное, однако, для выделения снесенного импульса;
- 3) глубина модуляции выбиралась равной 75%.

3. На фиг. 5 представлен характерный профиль скорости в сильно недорасширенной струе при истечении в затопленное пространство из звукового сопла. Экспериментальные точки нанесены кружками. Там же приведен профиль полного напора. Давление в форкамере 76 мм рт. ст. Расстояние от среза сопла до средней точки базы 18 калибров сопла. Расстояние y от оси сопла отнесено к радиусу сопла $R = 1.4$ мм.

Отметим основные особенности профиля:

- 1) скорость на оси потока соответствует максимальной для данной величины температуры торможения $T_0 = 293^\circ \text{ K}$;
- 2) спадание скорости к периферии потока объясняется коничностью течения в ядре сильно недорасширенной струи, при этом принятая схема



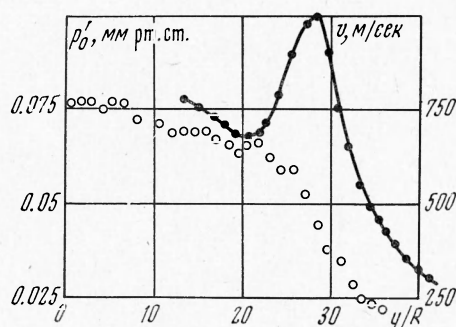
Фиг. 3

измерений обеспечивает измерение только составляющей скорости по оси потока;

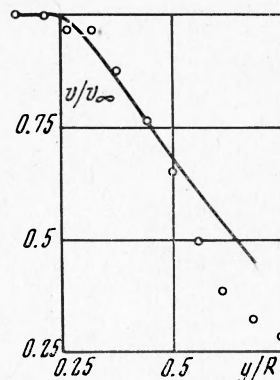
3) профиль скорости измеряется не полностью, минимальная измеренная скорость для указанного режима составляет ~ 200 м/сек.

Для области пограничного слоя было проведено сравнение измеренной скорости с результатами, рассчитанными по показаниям насадка полного напора в предположении примерного постоянства давления поперек пограничного слоя в потоке, истекающем из сверхзвукового сопла ¹.

Подтверждением гипотезы о постоянстве давления явилось достаточно хорошее согласие профилей плотности, полученных электронно-пучковым методом, с рассчитанными. На фиг. 6 нанесены экспериментальные точки



Фиг. 5



Фиг. 6

и расчетная кривая (скорость отнесена к скорости на оси). Можно видеть, что удовлетворительное согласие наблюдается при $v \geq 0,5 v_{\infty}$. Расхождение результатов при меньших значениях скорости объясняется, по-видимому, снижением точности измерения в околозвуковой и дозвуковой частях пограничного слоя.

Таким образом, измерение скорости по сносу ионной метки можно проводить не только в ядре сверхзвукового разреженного потока, но при определенных условиях и в неизэнтропических зонах течения. При таких измерениях для выбора оптимальных условий эксперимента полезно проводить дополнительную диагностику потока (например, визуализацию, измерение плотности).

Поступила 20 IX 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. M u n t z E. P., M a r s d e n D. J. Electron excitation applied to the experimental investigation of rarefied gas flows. In: Rarefied Gas Dynamics, New York — London, Acad. Press., 1963, vol. 2.
2. M a r r o n e P. V. Temperature and density measurements in free jets and shock waves. Phys. Fluids, 1967, vol. 10, No. 3.
3. Б а р ы ш е в а Н. М., У ш а к о в В. И. Измерение скорости струи, истекающей из сопла высоковакуумного насоса. Приборы и техника эксперимента, 1959, № 5, стр. 94.
4. C a s o n Ch. A method for measuring plasma arc wind tunnel gas velocity with a position controlled electron beam probe. J. Scient. Instrum., 1969, E2, No. 10, p. 885.
5. А л ь м о в с к и й И. В. Электронные пучки и электронные пушки. М., «Советское радио», 1966.
6. Э н г е л ь А. Ионизованные газы. М., Физматгиз, 1959.

¹ Расчетные данные представлены И. В. П о п о в ы м.