

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗОВОГО ПОТОКА С ПОМОЩЬЮ ИОННОЙ МЕТКИ

В. И. ЕРШОВ, Б. Е. ЖЕСТКОВ, Е. В. ТРУДАЕВ

(Москва)

Изложена методика измерения скорости в потоке, близком к свободномолекулярному, по движению ионной метки, которая образуется с помощью электронного пучка. Рассмотрено влияние поля пучка и собственного объемного заряда метки на результаты измерений, выяснены условия, при которых этим влиянием можно пренебречь. Проведены измерения скорости в сильно разреженных струях азота и аргона.

Метод ионной метки, например [1, 2], состоит в том, что газ ионизируют (метят) с помощью узкого импульсного пучка электронов и по времени пролета меткой известной базы определяют скорость газа. Метка представляет собой ионное облако, так как электроны, образующиеся при ионизации газа, имеют энергию в несколько электронвольт и уходят из потока за время t_e , малое по сравнению с временем движения ионов t_i ($t_e < 10^{-2} t_i$). Наличие собственного объемного заряда ионного облака приводит к размытию метки и ее дополнительному ускорению.

С увеличением разреженности особенно в свободномолекулярном потоке, где ионы движутся без столкновений с молекулами потока, влияние собственных полей увеличивается и скорость метки может существенно отличаться от скорости нейтрального газа. В литературе этому вопросу не уделено достаточного внимания.

1. Рассмотрим эффекты, связанные с наличием объемного заряда электронного пучка. При этом примем во внимание, что ускоряющее поле электронной пушки экранируется выходной диафрагмой и не проникает в рабочую камеру [1], а также что импульс, передаваемый ионам электронами, мал и его можно не учитывать.

Объемный заряд создает вблизи оси пучка область с отрицательным потенциалом, являющуюся потенциальной ямой для ионов. Оценим глубину потенциальной ямы. Для этого найдем разность потенциалов ΔU в точках на оси пучка и на расстоянии $R=vt$ от оси, где v — скорость потока, t — длительность импульса пучка. Ограничимся областью радиусом $R=vt$, так как за время импульса t ионы не выходят за пределы этой области. Считая электронный пучок бесконечным цилиндром радиуса r и принимая плотность тока постоянной по сечению пучка, получаем

$$(1.1) \quad \Delta U = I(\epsilon V)^{-1}(1 + 2 \ln R/r)$$

Здесь I — ток электронного пучка, $V = 5.9 \cdot 10^7 \sqrt{U_0}$ см/сек — скорость электронов пучка, ϵ — диэлектрическая постоянная. В условиях установки ($I = 2 \cdot 10^{-3}$ А, ускоряющее напряжение пушки $U_0 = 8 \div 10$ кВ, диаметр пучка $2r = 0.5$ мм) глубина потенциальной ямы $\Delta U \approx 1.4$ в. Энергия, необходимая ионам для выхода из ямы ($e\Delta U \approx 1.4$ эв), существенно превышает в этом случае предельную энергию частиц потока, составляющую при температуре торможения $T_0 = 296^\circ \text{K}$ 0.089 и 0.064 эв для молекул азота и атомов аргона соответственно. Длительность импульса пучка может быть меньше времени, необходимого для заполнения ямы ионами и компенсации объемного заряда пучка. Действительно, количество ионов, образующееся в результате ионизации газа пучком, за время импульса (при постоянной величине тока в импульсе) в пересчете на 1 см длины пучка $N_i = I n_0 \sigma t / e$. Число электронов

пучка на 1 см длины пучка $N_e = I/eV$. Компенсация объемного заряда пучка имеет место при $N_i = N_e$, т. е. при плотности газа $n_0 = 1/\sigma V\tau$. Здесь $\sigma = (1 \div 2) \cdot 10^{-17} \text{ см}^2 [\text{с}]$ — сечение ионизации в азоте при $U_0 = 8 \text{ кв}$. Для $\tau \approx 2 \text{ мксек}$ компенсация имеет место при концентрации молекул газа $n_0 \geq 3.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, т. е. при давлении $p \geq 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$

Таким образом при токах пучка $I \geq 100 \text{ мка}$ и давлении газа $p < 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$ все ионы, образованные при ионизации потока электронным пучком, тормозятся и улавливаются потенциальной ямой пучка. После выключения пучка ионы разлетаются под действием поля собственного объемного заряда. Их скорость определяется только величиной потенциала, создаваемого объемным зарядом (1.1).

2. При более низких значениях тока пучка ионы несколько тормозятся в потенциальной яме, образованной электронным пучком, а затем ускоряются под действием объемного заряда метки. И в этом случае в условиях перекомпенсации объемного заряда электронного пучка ($N_i > N_e$) скорость ионной метки за счет поля собственного объемного заряда может значительно отличаться от скорости потока.

Рассмотрим влияние поля объемного заряда метки на ее движение. Как уже отмечалось, электроны, образующиеся при ионизации газа, быстро уходят из потока. Вследствие этого метка представляет собой ионное облако цилиндрической формы, расширяющееся под влиянием собственного поля. Легко видеть, что дополнительная энергия, получаемая ионами центральной части метки за счет объемного заряда

$$(2.1) \quad \Delta w = \frac{en_0 \sigma I \tau}{2\epsilon} \ln \frac{2R_1}{r + v\tau}$$

где R_1 — расстояние от оси пучка до детектора.

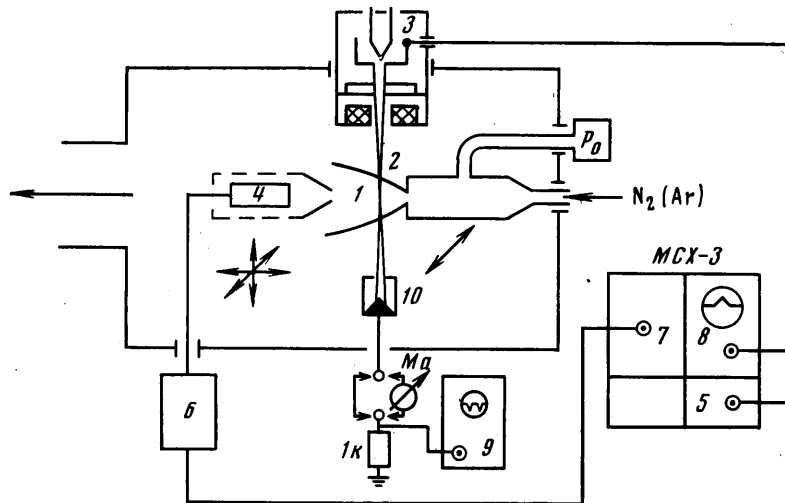
3. Для уточнения влияния собственных полей эксперименты проводились при нескольких значениях тока пучка. Измерялась скорость потока в разреженных струях азота и аргона. Струя создавалась при истечении газа через цилиндрический канал диаметром $d_* = 0.2 \text{ мм}$ и длиной 0.1 мм в пространство с давлением $p_a = (10^{-5} \div 5 \cdot 10^{-5}) \text{ мм рт. ст.}$ Параметры торможения: $p_0 = (30 - 150) \text{ мм рт. ст.}$, $T_0 = 295 - 297^\circ \text{ К}$. Числа Рейнольдса $Re_* = \rho_* v_* d_* / \mu_*$, рассчитанные для критического сечения, были равны $150 - 600$. Как следует из [4, 5], при указанных числах Re_* скорость на оси струи близка к предельной, соответствующей числу Маха $M = \infty$.

Схема эксперимента показана на фиг. 1. Газ на оси струи 1 ионизировался импульсным электронным пучком 2 пушки 3. Ионы метки детектировались электронным умножителем 4 типа ВЭУ-1А (в [1, 2] применялись коллекторы в виде электрических зондов). В качестве синхронизирующей и регистрирующей системы использовался времяпролетный масс-спектрометр МСХ-3. Запускающий импульс генератора 5 (ГИ-1) включал электронную пушку 3 и запускал развертку осциллографа 8. Сигнал с выхода электронного умножителя 4 поступал в предусилитель 6, усилитель 7 и затем на осциллограф 8. Ток электронного пучка мог изменяться в пределах $I = 0 \div 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ а}$ и контролировался с помощью осциллографа 9 типа С1-18, включенного в цепь цилиндра Фарадея 10. Погрешность измерения тока пучка $\pm 10\%$.

Положение оси электронного пучка и его форма определялись по току на длинную подвешенную вертикально вольфрамовую нить, вводимую в пучок. Диаметр электронного пучка в рассматриваемом измерении $\sim 1 \text{ мм}$. Расстояние от сопла до электронного пучка $12.3 \div 12.6 \text{ мм}$, а расстояние от электронного пучка до входного отверстия контейнера электронного умножителя $5 - 50 \text{ мм}$. Концентрация газа на оси струи, рассчитанная с ис-

пользованием соотношений для сферического источника [6], в зоне ионизации $n_0 = 3.8 \cdot 10^{13} - 1.4 \cdot 10^{14}$ ат./см³ для аргона и $n_0 = 4.5 \cdot 10^{13} \div 1.1 \cdot 10^{14}$ мол./см³ для азота. Газ в струе быстро расширяется ($n \sim (d_*/x)^2$, где x — расстояние до сопла). В результате этого реализуется режим, близкий к свободномолекулярному. Длина свободного пробега ионов $\lambda \geq 10 - 20$ см.

Общий коэффициент усиления схемы $K \sim 10^{10}$, что позволило регистрировать сигналы $\sim 10^2 \div 10^3$ ион./импульс. Длительность импульса электрон-



Фиг. 1

ной пушки $\tau = 2$ мксек была выбрана с учетом постоянных времени цепи запуска пушки и регистрирующей аппаратуры. Более целесообразно использовать длительности $\tau = 0.5 \div 1$ мксек.

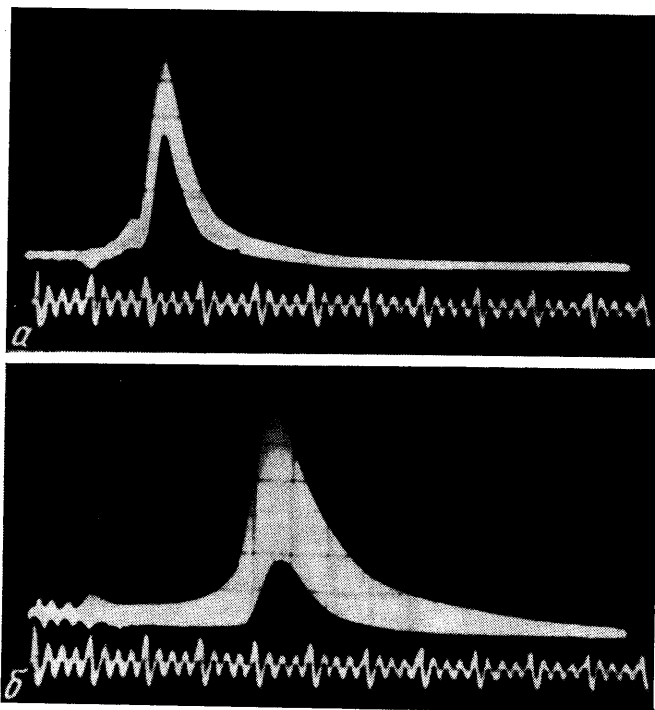
Сопло 1 и электронный умножитель 4 были установлены на отдельных координатниках, что позволяло направить электронный пучок перпендикулярно оси струи, а электронный умножитель перемещать вдоль оси струи. Окончательная юстировка всей системы проводилась в рабочем положении по максимуму сигнала.

Для защиты от помех и экранирования ускоряющего поля электронный умножитель был помещен в контейнер из двухслойной сетки с коническим передним обтекателем. Входное отверстие обтекателя также было закрыто сеткой. Сетчатая боковая поверхность контейнера позволяла поддерживать в нем давление, близкое к давлению в камере $p_c = 10^{-5} \div 5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.

Для повышения точности определения базы и времени пролета измерения проводились при двух (или нескольких) положениях детектора. База находилась по разности отсчетов координатника, а время пролета — по сдвигу максимумов импульсов метки. При этом отпадала необходимость учитывать точное положение электронного пучка, ширину запускающего импульса, а также время пролета ионов в контейнере детектора. Суммарная погрешность определения скорости, связанная с погрешностью измерения базы и времени пролета метки, 5—7%.

4. На фиг. 2, а, б представлены типичные осциллограммы ионной метки, полученные в струе аргона. Осциллограммы для азота имеют аналогичный вид. Расстояние от электронного пучка до входного отверстия

контейнера электронного умножителя на фиг. 2, а и б соответственно 5 и 10 мм. Метки времени под осциллограммами имеют период 1 мксек, $p_0=37$ мм рт. ст., ток электронного пучка $I=27$ мка, длительность импульса $\tau=2$ мксек. Коэффициент усиления схемы для фиг. 2, а в ~ 10 раз меньше, чем для фиг. 2, б. Сдвиг максимума импульса по ионной метке $t=9$ мксек, разность отсчетов координатника $l=5$ мм. Значение скорости, определенное по этим данным, $v=l/t=5.5 \cdot 10^4$ см/сек.



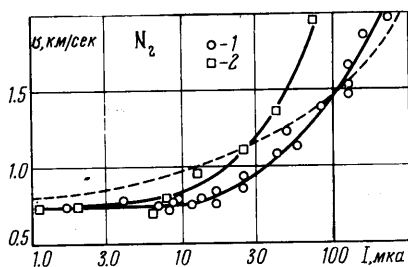
Фиг. 2

Контрольные эксперименты показали, что результаты измерений скорости не зависят от величины ускоряющего напряжения электронного умножителя. При токах пучка $I < 30-50$ мка значения скорости в пределах погрешности измерений не зависят также от величины базы ($l=5-15$ мм) и расстояния передней точки базы от пучка ($L=5-15$ мм). Для $I > 200$ мка и $l=5-10$ мм измеряемые значения скорости увеличиваются в 1.5 раза и более при увеличении L от 10 до 50 мм. Экспериментальная проверка показала также, что при выключенном потоке и напуске газа в рабочую камеру (до давления $p=10^{-4}$ мм рт. ст.) сигнал метки не наблюдался, хотя коэффициент усиления схемы был увеличен в 10-20 раз. Ток пучка при этом $I=5-50$ мка.

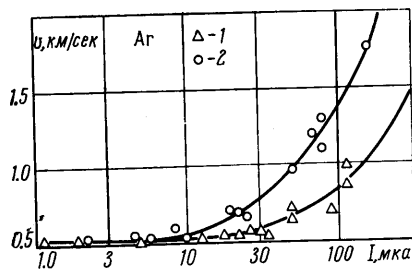
На фиг. 3 представлена зависимость скорости метки в струе азота от величины тока электронного пучка для давления $p_0=74$ мм рт. ст. (точки 1) и $p_0=110$ мм рт. ст. (точки 2). Параметры базы: $L=5 \div 10$ мм, $l=5 \div 10$ мм. Сплошные кривые — усреднение экспериментальных точек. Видно, что скорость метки не зависит от величины тока при $I \leq 10$ мка ($p_0=74$ мм рт. ст.) и $I \leq 5 \div 7$ мка ($p_0=110$ мм рт. ст.). При этих значениях тока скорость метки хорошо согласуется с теоретической скоростью потока $v_m=7.8 \cdot 10^4$ см/сек ($M=\infty$). Предельное значение скорости метки

$v=7.5 \cdot 10^4$ см/сек при $I \rightarrow 0$. Пунктирная кривая — значения скорости, оцененные при $p_0=74$ мм рт. ст. с учетом ускорения метки полем собственного объемного заряда в предположении, что метка представляет собой лишенное электронов ионное облако (см. (2.1)).

На фиг. 4 представлена аналогичная зависимость для измерений скорости метки в струе аргона. Точки 1, 2 соответствуют $p_0=37$ мм рт. ст. и $p_0=74$ мм рт. ст. Как и в случае азота, поправка к величине скорости мет-



Фиг. 3



Фиг. 4

ки уменьшается при понижении давления p_0 и тока пучка I . Это объясняется уменьшением величины объемного заряда метки, а также связанного с ним дополнительного ускорения ионов. Величина скорости метки при токе $I \leq 20$ мка, $p_0=37$ мм рт. ст. и $I \leq 10$ мка, $p_0=74$ мм рт. ст. отличается от теоретического значения скорости потока $v_m=5.5 \cdot 10^4$ см/сек не более чем на 5%. Предельное значение скорости метки $v=5.3 \cdot 10^4$ см/сек.

5. Таким образом, экспериментальные данные, представленные на фиг. 3, 4, и результаты оценок показывают, что для уменьшения поправок, связанных с влиянием собственных полей пучка и метки, до величины ниже 5% должны быть выполнены условия

$$(5.1) \quad I < 20$$

при недокомпенсации объемного заряда электронного пучка ($n_0 \tau \ll 10^{13}$)

$$(5.2) \quad n_0 I \tau < 10^{15}$$

или

$$p I \tau / T < 10^{-4}$$

при перекомпенсации объемного заряда электронного пучка ($n_0 \tau \geq 10^{13}$).

В промежуточном случае ток может быть несколько больше $I \sim 20-30$. Здесь I — ток пучка в мка, n_0 — концентрация газа в потоке в области ионизации в см⁻³, τ — длительность импульса в мксек, p — статическое давление в мм рт. ст., T — статическая температура в °К.

При выполнении условий (5.1), (5.2) величина скорости, определяемая по смещению максимума сигнала метки, соответствует наивероятной скорости молекул газа в потоке. Ширина импульса (см. фиг. 2) позволяет оценить число Маха M в потоке. С учетом длительности импульса ($\tau=2$ мксек) $M \approx 8$, что согласуется с результатами [4].

В заключение заметим, что полученные данные дают поправки к величине скорости в потоке, близком к свободномолекулярному, где ионы движутся от пучка до детектора без столкновений. В более плотном потоке влияние полей уменьшается, однако и здесь это влияние необходимо учитывать.

Авторы благодарят А. И. Омелика за полезные обсуждения и предложение использовать времяпролетный масс-спектрометр для измерений скорости.

Поступила 31 I 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Волчков В. В., Калугин В. М. Об измерении скорости разреженных газовых потоков по сносу ионной метки, образованной электронным пучком. ПМТФ, 1973, № 1.
2. Богдановский Г. А., Балаков А. В., Липин А. В., Семенов Г. В. Измерение скорости в сверхзвуковом потоке разреженного газа по времени пролета ионов при импульсной ионизации газа электронным пучком. Тр. ЦАГИ, 1973, вып. 1515.
3. Алямовский И. В. Электронные пучки и электронные пушки. М., «Сов. радио», 1966.
4. Anderson J. B., Fenn J. B. Velocity distributions in molecular beams from nozzle sources. Phys. Fluids, 1965, vol. 8, No. 5.
5. Жестков Б. Е. Исследование высокотемпературной струи, истекающей в вакуум. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 3.
6. Гусев В. Н., Климова Т. В. Течение в истекающих из недорасширенных сопел струях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 4.