

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ ЗОНД ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ ПОТОКЕ

А. Б. ВАТАЖИН, А. М. РУШАЙЛО

(Москва)

Рассмотрены теоретические и практические аспекты проблемы регистрации крупных ($r \sim 50$ мкм) заряженных частиц в газодинамическом потоке с помощью электростатического зонда. Представлен вывод основного уравнения, описывающего взаимодействие заряженной частицы с зондом. Сформулирована и решена модельная задача, позволяющая конкретизировать величину наводимого на зонде электростатического заряда. Проанализированы особенности взаимодействия с зондом заряженных проводящих и диэлектрических частиц. Продемонстрированы возможности не только регистрации отдельных заряженных частиц в потоке газа, но и определения их заряда и скорости на основе анализа временных распределений измеряемого сигнала. Описаны реальные конструкции электростатического зонда и соответствующие измерительные комплексы. Указаны способы повышения чувствительности и разрешающей способности зонда. Представлены результаты диагностики заряженных газодинамических потоков в лабораторном эксперименте, а также в стендовых и натурных условиях (измерение заряженных частиц в струях воздушно-реактивных двигателей).

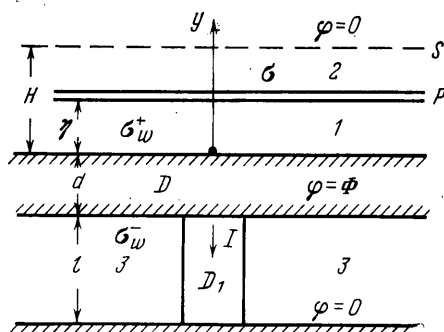
1. Теория электростатического зонда для регистрации заряженных частиц. Пусть в пространстве Π , ограниченном заземленными (с потенциалом $\varphi=0$) поверхностями, часть которых может находиться на бесконечности, расположен зонд D , представляющий собой идеально проводящее тело, соединенное через емкость C и сопротивление R с землей. Область, занятую электрической цепью, будем обозначать через D_1 . Пусть вблизи зонда движется частица P , обладающая электрическим зарядом Q_1 . Вследствие движения частицы наводимый на зонде D электростатический заряд Q изменяется по времени t , в электрической цепи D_1 течет электрический ток $I(t)$, а зонд приобретает потенциал $\varphi=\Phi(t)$. Величины Q и I связаны очевидным соотношением

$$(1.1) \quad \frac{dQ}{dt} = -I$$

Величины Q и I в каждый момент времени определяются из совместного решения электростатической задачи для областей P , D и $\Pi-D-D_1-P$ и задачи о протекании электрического тока в области D_1 . (Время релаксации объемного электрического заряда в D и D_1 , как правило, намного меньше характерного времени t изменения $Q(t)$, и электрический заряд «мгновенно» становится поверхностным зарядом.) Решения указанных линейных задач представляются в виде суммы двух решений, первое из которых соответствует ситуации, когда частицей P с зарядом Q_1 наводится электрический заряд Q^0 на заземленном зонде D ($\Phi=0$), а второе — ситуация, когда на зонде D поддерживается потенциал $\varphi=\Phi$, а заряд частицы P равен нулю.

В первом случае электрический ток в цепи D_1 равен нулю. Во второй ситуации на зонде имеется заряд Q^0 , обусловленный потенциалом $\varphi=\Phi$,

а в цепи D_1 течет электрический ток, который приближенно определяется соотношением $I = \Phi/R$. Величина Q^{∞} находится по формуле $Q^{\infty} = C_2 \Phi$, где суммарная емкость зонда C_2 относительно всех внешних объектов должна определяться из соответствующего решения для второй ситуации. Если влиянием незаряженной частицы P на величину Q^{∞} можно пренебречь, то $C_2 \approx C$.



Фиг. 1

Заряд зонда Q равен сумме зарядов Q° и Q^{∞} . Из (1.1) находим следующее соотношение

$$(1.2) \quad \frac{d(C_2 \Phi)}{dt} + \frac{\Phi}{R} = - \frac{dQ^{\circ}}{dt}$$

Уравнение (1.2) без вывода было приведено в работе [1], где исследовались электрические пульсации в турбулентных струях.

Величина Q° , пропорциональная заряду Q_1 , зависит от расстояния между зондом и частицей. По мере приближения частицы к зонду величина $|Q^{\circ}|$ возрастает, и в измерительной цепи зонда в соответствии с (1.2) вырабатывается величина $\Phi(t) \neq 0$. Ее регистрация является не только средством обнаружения частицы P , но, как будет показано ниже, позволяет определить характеристики частицы (скорость, заряд и степень электропроводности ее материала).

В связи с тем, что теоретический расчет величин Q° и C_2 для реальной конструкции зонда (включая соответствующий измерительный комплекс) представляет собой практически невыполнимую задачу, необходимо проводить предварительную тарировку зонда.

Однако для некоторых идеализированных условий можно получить точное решение сформулированной выше задачи. Простейший пример рассматривается ниже.

2. Модельная задача. Пусть зондом D является полоса толщины d (см. фиг. 1), соединенная через проводник D_1 длины l с землей (плоскостью с потенциалом $\varphi=0$). Заряженный объект P моделируется плоскостью $y=\eta$ с равномерно распределенным зарядом σ . На расстоянии H от поверхности зонда установлена заземленная металлическая сетка, которая устраняет влияние заряженных объектов, расположенных в области $y > H$. Решение соответствующих электростатических задач для указанных на фиг. 1 областей 1, 2, 3, D и D_1 имеет следующий вид:

$$1: \varphi = a_1 y + b_1, \quad 2: \varphi = a_2 y + b_2$$

$$(2.1) \quad a_1 = \frac{4\pi\sigma(H-\eta) - \Phi}{H}, \quad a_2 = -\frac{b_2}{H}, \quad b_1 = \Phi, \quad b_2 = \Phi + 4\pi\sigma\eta$$

$$D: \varphi = \Phi; \quad D_1: \varphi = K(y), \quad j_v = \frac{\Phi}{\rho l}$$

$$Z: \varphi = \frac{\Phi}{l}y + \Phi \left(1 + \frac{d}{l}\right) = K(y)$$

$$(2.2) \quad \sigma_w^+ = -\frac{a_1}{4\pi}, \quad \sigma_w^- = \frac{1}{4\pi} \frac{\Phi}{l}, \quad Q^\circ = -\frac{F\sigma(H-\eta)}{H}, \quad Q^{\circ\circ} = C_z \Phi$$

$$C_z = \frac{F}{4\pi l} + \frac{F}{4\pi H}, \quad I = |j_v| \Sigma = \frac{\Phi}{R}, \quad R = \frac{\rho l}{\Sigma}$$

Здесь величины σ_w^+ и σ_w^- представляют собой плотности поверхностного заряда на верхней и нижней поверхностях зонда соответственно, F и Σ — площади достаточно большой части поверхности зонда и поперечного сечения проводника D_1 , ρ — удельное сопротивление материала в D_1 , j_v — плотность электрического тока в D_1 . Формулами (2.2) определяются выражения для Q° , C_z и R , входящих в (1.2). Построенное решение характеризуется тем, что (вследствие большой протяженности зонда) влияние заряженного объекта P при равном нулю потенциале зонда проявляется только на его верхней поверхности (заряд на нижней поверхности при $\varphi=0$ отсутствует). На границе D_1 и области Z в рассматриваемом случае не возникает поверхностного заряда, а его величина на границе D_1 и D такая же, как на границе D и области Z .

Емкость C_z равна сумме емкостей систем зонд — земля и зонд — экранирующая сетка S .

Полученное решение без труда обобщается на случай, когда заряженным объектом, расположенным между зондом D и экраном S (см. фиг. 1), является точечный заряд Q_1 , расстояние которого до верхней поверхности зонда равно η . Нетрудно показать, что

$$(2.3) \quad Q^\circ = -Q_1(1-\eta/H)$$

Правая часть уравнения (1.2) в этом случае равна

$$(2.4) \quad -\frac{dQ^\circ}{dt} = -\frac{Q_1}{H} \frac{d\eta}{dt} = \frac{Q_1 v}{H}$$

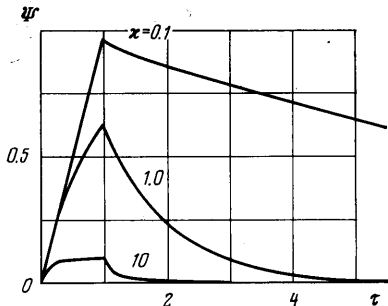
Здесь v — скорость движения заряженной частицы в нормальном к зонду направлении.

Регистрируемый в измерительной цепи сигнал пропорционален величине (2.4). Существенно, что он обратно пропорционален H . Поэтому установка сетки S соответствует не только повышению разрешающей способности зонда, «отсекая» частицы, находящиеся за сеткой, но и повышению чувствительности зонда.

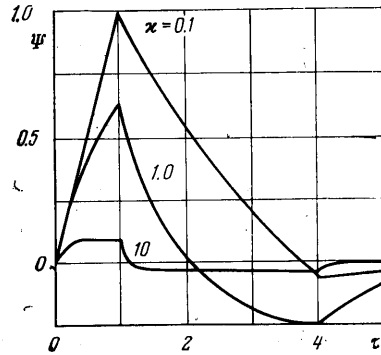
3. Взаимодействие заряженных частиц с зондом. Общее решение уравнения (1.2) при $C_z = \text{const}$ без труда выписывается в квадратурах. Как указывалось в [1], решение этого уравнения существенно зависит от параметра $\kappa = t./RC_z$, представляющего собой отношение характерного времени движения частицы около зонда к характерному времени стекания заряда с зонда. При $\kappa \ll 1$ получаем $\Phi = -Q^\circ/C_z$, при $\kappa \gg 1$ имеем

$$\Phi = -\kappa^{-1} \frac{d(Q^\circ/C_z)}{d(t/t_*)}$$

Рассмотрим взаимодействие зонда с проводящей заряженной частицей, движущейся по направлению к зонду с постоянной скоростью v . За t_* примем время движения частицы между экранирующей сеткой S и зондом ($H=vt_*$). При контакте с зондом хорошо проводящая частица теряет заряд Q_1 , который нейтрализует наведенный на поверхности зонда заряд Q^0 .



Фиг. 2



Фиг. 3

Отраженная незаряженная частица перестает регистрироваться зондом. Решение уравнения (1.2) необходимо построить при следующих условиях (используются результаты п. 2):

$$\begin{aligned}
 \tau=0: & \Phi=0 \\
 (3.1) \quad 0 < \tau \leq 1: & -\frac{dQ^0}{dt} = \frac{Q_1 v}{H} = \text{const}, \quad Q^0 = -Q_1 \tau \\
 \tau > 1: & \frac{dQ^0}{dt} = 0; \quad \left(\tau = \frac{t}{t_*} \right)
 \end{aligned}$$

Соответствующие зависимости безразмерного потенциала $\Psi = \Phi C_z / Q_1$ от τ при различных κ показаны на фиг. 2. Указанные выше асимптотические решения при $\kappa \ll 1$ и $\kappa \gg 1$ (в области $0 < \tau < 1$) уже реализуются при $\kappa = 0.1$ и $\kappa = 10$ соответственно. В точке $\tau = 1$ (момент соприкосновения частицы с зондом) все кривые имеют характерный излом.

По регистрируемой в эксперименте зависимости $\Phi(t)$ на основе построенной теории можно определить неизвестные величины Q_1 и v . Для этого, например, необходимо измерить крутизну фронта нарастания сигнала при $t=0$ и время t_* , соответствующее излому кривой $\Phi(t)$. Действительно, имеем

$$(3.2) \quad \left(\frac{d\Phi}{dt} \right)_{t=0} = \frac{Q_1 v}{H C_z}, \quad t_* = \frac{H}{v}$$

Величины H и C_z являются известными конструкционными параметрами зонда.

Изучим особенности взаимодействия с зондом заряженной частицы, обладающей относительно малой проводимостью. Пусть во время контакта с поверхностью зонда частица теряет часть заряда $\Delta Q = (1 - \xi) Q_1$ и затем, отразившись от зонда, удаляется от него с постоянной скоростью, нормальная составляющая которой равна V . Отразившаяся частица, имеющая заряд ξQ_1 , продолжает взаимодействовать с зондом до тех пор, пока не пересечет плоскость экрана S в момент $t_{**} = t_* + H/V$. В данном случае необходимо построить решение уравнения (1.2) при следующих условиях

(как и ранее, используются формулы (2.3) и (2.4))

$$\begin{aligned}
 \tau=0: \quad \Phi=0 \\
 0 < \tau \leq 1: \quad Q^\circ = -Q_1 \tau, \quad -\frac{dQ^\circ}{dt} = \frac{Q_1 v}{H} = \text{const} \\
 1 < \tau \leq 1 + \gamma: \quad Q^\circ = -\xi Q_1 \left[1 - \frac{\tau-1}{\gamma} \right]; \quad -\frac{dQ^\circ}{dt} = -\frac{\xi Q_1 V}{H} \\
 \tau > 1 + \gamma: \quad Q^\circ = 0, \quad \frac{dQ^\circ}{dt} = 0 \\
 \gamma = \frac{v}{V}, \quad \tau = \frac{t}{t_*} = \frac{tv}{H}
 \end{aligned}
 \tag{3.3}$$

Решением уравнения (1.2) при условиях (3.3) будет

$$\begin{aligned}
 \Psi(\tau) &= \frac{1}{\kappa} (1 - e^{-\kappa\tau}), \quad 0 \leq \tau < 1 \\
 \Psi(\tau) &= \frac{1}{\kappa} \left\{ -\frac{\xi}{\gamma} + \left[\left(1 + \frac{\xi}{\gamma} \right) e^{\kappa} - 1 \right] e^{-\kappa\tau} \right\}, \quad 1 \leq \tau < 1 + \gamma \\
 \Psi(\tau) &= \frac{1}{\kappa} \left[\left(1 + \frac{\xi}{\gamma} \right) e^{\kappa} - \frac{\xi}{\gamma} e^{\kappa(1+\gamma)} - 1 \right] e^{-\kappa\tau}, \quad \tau \geq 1 + \gamma
 \end{aligned}
 \tag{3.4}$$

Зависимости (3.4), построенные при $\xi=0.9$, $\gamma=3.0$, $\kappa=0.1, 1.0, 10$, показаны на фиг. 3. Точкам излома кривых $\Psi = \Phi C / Q_1 = \Psi(\tau)$ соответствуют значения аргумента $\tau=1$ и $\tau=1+\gamma$. При достаточно быстром стекании заряда через нагрузку R ($\kappa \gg 1$) соответствующие кривые имеют протяженные участки с отрицательными Ψ . Это связано с тем, что суммарный заряд зонда при $\kappa \gg 1$ приблизительно равен величине Q° , модуль которой при $1 \leq \tau < 1 + \gamma$ уменьшается со временем. Это приводит к изменению (по сравнению с интервалом $0 \leq \tau < 1$) направления тока в измерительной цепи, а следовательно, и к изменению знака Ψ . В предельной ситуации $\kappa \rightarrow \infty$ имеем

$$\begin{aligned}
 0 < \tau < 1: \quad \Phi = -R \frac{dQ^\circ}{dt} = \frac{RQ_1 v}{H} = \Phi_+ \\
 1 < \tau < 1 + \gamma: \quad \Phi = -R \frac{dQ^\circ}{dt} = -\frac{R\xi Q_1 V}{H} = \Phi_-
 \end{aligned}
 \tag{3.5}$$

Заметим, что весьма близкими (к показанным на фиг. 3) зависимостям и также описывается взаимодействие с зондом заряженной частицы, которая пролетает около него без непосредственного с ним соприкосновения. Соответствующие кривые $\Phi(t)$ будут иметь участки с положительными и отрицательными Φ и точку излома при $t=t_*$ (в момент выхода частицы из зоны взаимодействия). Однако момент наибольшего сближения частицы с экраном уже не характеризуется изломом кривой $\Phi(t)$.

На основе решения (3.4) можно найти Q_1 , ξ , v и V при любых κ по значениям t_* и t_{**} и двум выбранным на осциллограммах точкам $(t_1, \Phi(t_1))$ и $(t_2, \Phi(t_2))$, где $t_1 \in (0, t_*)$, $t_2 \in (t_*, t_{**})$. Эта процедура наиболее проста при $\kappa \gg 1$. В этом случае неизвестные определяются по величинам t_* , t_{**} , Φ_+ и Φ_- (см. формулу (3.5)).

В проведенных рассуждениях величина C_z предполагалась известной. В тех случаях, когда непосредственное измерение C_z вызывает затрудне-

ния, ее величину можно определить по характерному времени t° экспоненциального затухания сигнала на осциллограммах $C_z = t^\circ/R$.

Следует подчеркнуть, что выражения (2.3) и (2.4), которые легли в основу проведенного анализа, строго выполняются лишь для рассмотренной идеализированной конструкции зонда. Однако построенная теория, без сомнения, воспроизводит основные закономерности процесса взаимодействия частицы с экраном и может использоваться при количественном анализе экспериментальных результатов.

4. Тарировочная установка, конструкция зонда и измерительная аппаратура. Отработка зондового метода производилась на лабораторной установке, в которой создавался газодинамический поток с заряженными частицами.

Установка представляла собой две коаксиально расположенные тонкостенные металлические трубы — электроды диаметром 1,8 и 2,4 см. Внешняя поверхность внутреннего электрода покрывалась изолирующей пленкой. Длина электродов составляла 10 см. Один конец коаксиального устройства был закрыт. Вблизи закрытого конца в 2-миллиметровый зазор между электродами тангенциально вдувался воздух. В системе подвода воздуха имелся эжектор для всасывания в поток мелких частиц.

К электродам подводилась разность потенциалов $\Delta\phi$ от 0 до ± 9 кВ. Для безопасности работ внешний электрод помещался под нулевой потенциал Земли. Приложенная к электродам разность потенциалов обеспечивала внутри канала равномерное по длине электрическое поле, приближенно равное $E \approx \Delta\phi/h$, где h — межэлектродный зазор.

Засасываемые с воздухом частицы попадали в закрученный поток, который обеспечивал создание центробежных сил, прижимающих частицы к внешнему электроду. Касаясь внутренней поверхности внешнего электрода, проводящие частицы в электрическом поле приобретали заряд, пропорциональный напряженности поля и площади поверхности частиц [2]. Точная величина приобретаемого частицей заряда Q_1 зависит от ее формы. Ограничимся следующим приближением

$$(4.1) \quad Q_1 = \alpha E r^2 \quad (\alpha \approx 1)$$

Здесь Q_1 — заряд, приобретаемый частицей, $nKл$, E — напряженность поля в коаксиале, $в/см$, r — характерный размер (радиус) частицы, $см$.

В экспериментах использовались частицы железа с средним размером $r = 10^{-2}$ см. Для уменьшения дисперсии размера частиц проводилось просеивание железного порошка. В ряде экспериментов использовался очищенный песок (окись кремния) с $r \approx 2 \cdot 10^{-2}$ см. В этом случае заряд на поверхности частиц приобретался в результате трения и не мог регулироваться.

На установке осуществлялись режимы малого и большого расхода частиц. В первом случае расход составил 1–100 *част/сек*, во втором происходило засасывание частиц в эжектор из дозатора и расход составлял $\sim 10^4$ *част/сек*.

Изменение скорости воздуха на выходе из коаксиального источника в пределах от 10^3 до 10^4 *см/сек* достигалось изменением давления на его входе. Скорость воздуха регистрировалась насадком полного давления. Для уменьшения закрутки на выходе из коаксиала были установлены две диэлектрические перегородки.

Частицы размером $r \sim 10^{-2}$ см обладают значительной инерционностью. Оценим отличие скорости v частиц размером $2r$ и плотностью ρ_1 от скорости воздуха v_0 в конце пути разгона L . Уравнение движения частицы с массой m имеет следующий вид [3]:

$$(4.2) \quad mv \frac{dv}{dx} = \frac{1}{2} \rho_0 r^2 c_f (v_0 - v)^2 \quad (x=0, v=0)$$

где ρ_0 — плотность воздуха, c_f — коэффициент сопротивления, зависящий от числа $Re = 2r(v_0 - v)\rho_0/\mu_0$, μ_0 — коэффициент динамической вязкости воздуха.

При проведении оценок будем пренебрегать влиянием движения частиц на поток газа и его неоднородностью.

В рассматриваемом случае при $v_0 = 5 \cdot 10^3$ *см/сек*, $\rho_0 = 1.2 \cdot 10^{-3}$ *г/см*, $\mu_0 = 1.8 \cdot 10^{-4}$ *г/см.сек*, $\rho_1 = 8$ *г/см*, $r = 10^{-2}$ *см*, $L = 10$ *см*, имеем $Re_0 = 2r\rho_0 v_0/\mu_0 = 700$, $c_{f0} = c_f(Re_0) = 0.5$ [3] и

$$(4.3) \quad \frac{d(v/v_0)^2}{d(x/L)} \approx \beta^2, \quad \beta^2 = \frac{3c_{f0}\rho_0 L}{4\rho_1 L} = 0.04, \quad \frac{v(L)}{v_0} \approx \beta = 0.2$$

Таким образом, скорость частиц на выходе из коаксиального источника длиной $L = 10$ см оказывается приблизительно в пять раз меньше скорости газа.

Для регистрации частиц, генерируемых источником, использовался один из двух зондов. Первый зонд представляет собой изолированную пластину из латуни размером $5 \times 7 \text{ см}^2$ с заземленной экранирующей сеткой ($0.2 \times 0.2 \text{ см}^2$), расположенной на расстоянии $0.1-1 \text{ см}$ от поверхности пластины. Зонд помещался на расстоянии $4-5 \text{ см}$ от среза коаксиала и обеспечивал регистрацию всех вылетающих из источника частиц. Схема зонда показана на фиг. 4.

Второй зонд представлял собой специальную цилиндрическую конструкцию, чувствительным элементом в которой служил металлический стержень диаметром 1 см , а экраном — цилиндр диаметром 2.4 см с 18 равномерно проточенными по окружности щелями шириной 0.2 см , глубиной 0.3 см и длиной 3 см . В зонде предусматривались: надежная электрическая изоляция чувствительного элемента, механическая прочность, тепловая развязка (необходимые при испытании зонда в горячем потоке) и минимальная электроакустическая возбудимость.

Принцип повышения чувствительности и разрешающей способности зонда, а также обеспечения качественной и количественной интерпретации сигнала при помощи экранирующей сетки защищен авторским свидетельством [4].

Зонд кабелем РК-119 или АВК (специальный кабель, уменьшающий Триб-эффект) соединялся со входом усилителя У7-2 или непосредственно со входом запоминающего катодного осциллографа С8-1. Емкость подводящего кабеля и плоского зонда составляла $C_1 = 3-4.5 \cdot 10^{-10} \text{ ф}$, емкость цилиндрического зонда с кабелем длиной 15 м составила $C_2 \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ ф}$. Входное сопротивление усилителя $R_y = 2.2 \cdot 10^6 \text{ ом}$, осциллографа — $R_0 = 0.5 \cdot 10^6 \text{ ом}$.

Высокое входное сопротивление нагрузки зонда при минимальной возможной емкости обеспечивает относительно большое значение времени $t^0 = RC_i$ стекания наведенного на зонде заряда, и тем самым возможность обеспечения условия $\kappa \ll 1$. При указанных выше параметрах имеем $t^0 \approx 10^{-3} \text{ сек}$. Если расстояние между чувствительным элементом зонда и экранирующей сеткой равно $H \approx 1 \text{ см}$, то условие $\kappa \ll 1$

выполняется для скоростей частиц $v \geq 10^3 \text{ см/сек}$.

Запоминающее устройство катодного осциллографа С8-1 позволяло наряду с длительным сохранением изображения сигнала производить наложение многократных разверток, необходимое для регистрации редких и нерегулярных явлений, таких, как случайное по времени попадание частицы на зонд.

Измерительная цепь калибровалась путем перенесения на зонд заряда сосредоточенной емкости $C_0 = 10^{-12} \text{ ф}$, заряженной до разности потенциалов $\Phi_0 = 50 \text{ в}$ ($Q_0 = 50 \text{ нКл}$). Калибровочная осциллограмма позволяла проверить степень усиления k_y и постоянную времени $t^0 = RC$.

Для счета числа импульсов использовался частотомер типа Ф5080 или Ф5041. При необходимости число импульсов регистрировалось автоматической системой, состоящей из частотомера Ф5041, транскриптора Ф5033 и цифрпечатающего устройства ЭУМ-23.

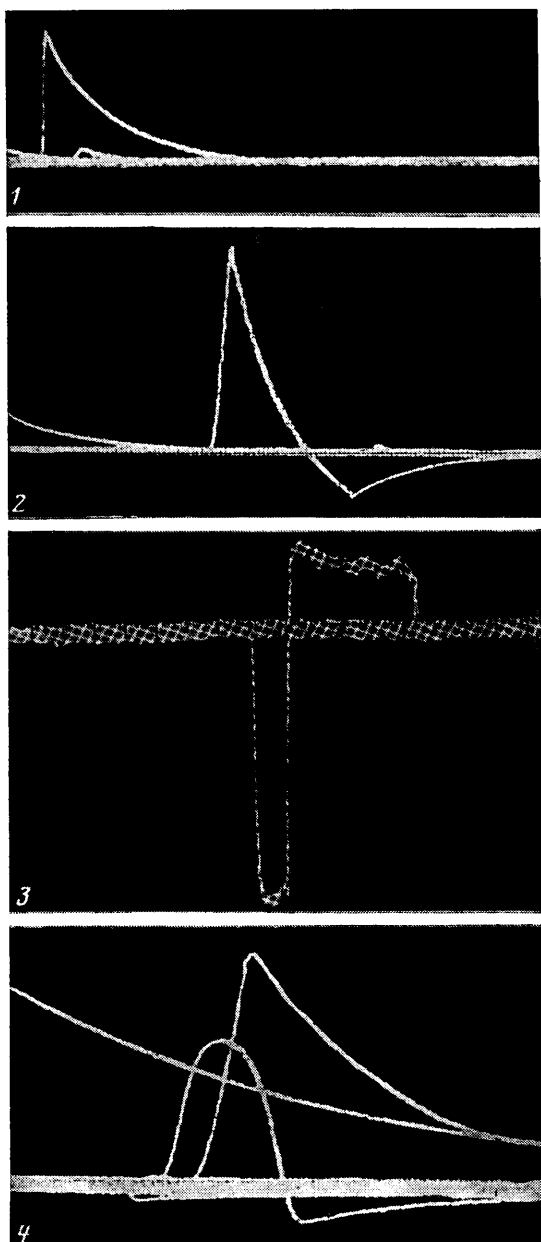
5. Лабораторный эксперимент. На осциллограммах фиг. 5 приведены сигналы зонда при регистрации единичных заряженных частиц, ускоренных и заряженных в коаксиальном источнике.

Осциллограмма 1 соответствует попаданию на зонд проводящей частицы. С помощью этой осциллограммы найдены три величины: время нарастания сигнала $t_* = 1.2 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$, максимальная амплитуда сигнала $\Phi_{\text{max}} = 0.22 \text{ в}$ и характерное время $t^0 = 6 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$ «экспоненциального» стекания заряда после касания частицы с зондом и передачи ему ее заряда. Форма сигнала в точности соответствует решению уравнения (1.2) при условии (3.1), показанному на фиг. 2.

Найденные величины позволили определить: параметр $\kappa = t_*/t^0 = 0.2$, скорость частицы $v = H/t_* = 1.7 \cdot 10^3 \text{ см/сек}$ и ее заряд $Q_1 = \Phi_{\text{max}} C_z / \Psi_{\text{max}} = \Phi_{\text{max}} C_z / k_y = 2.2 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}$ ($H = 0.2 \text{ см}$, $R = 2 \cdot 10^6 \text{ ом}$, $C_z = t^0 / R = 3 \cdot 10^{-10} \text{ ф}$, $k_y = 30$, $\Psi_{\text{max}} = 1$).

Используя формулу (4.1), можно оценить размер частицы: $r \approx (10^{12} Q_1 / E)^{1/2} \approx (10^{12} Q_1 h / \Delta \Phi)^{1/2} = 9 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, ($\Delta \Phi = 8 \cdot 10^3 \text{ в}$, $h = 0.3 \text{ см}$).

На осциллограмме 2 (фиг. 5) показан зарегистрированный сигнал от



Фиг. 5

частицы, которая при касании с зондом отдает ему только часть своего заряда. Вид этой осциллограммы качественно соответствует кривой $\kappa=0.1$ на фиг. 3. Из осциллограммы найдены: $t_0=1.92 \cdot 10^{-4}$ сек, $t_{0.1}=1.42 \cdot 10^{-3}$ сек, $\Phi_{\max}=0.337$ в, $\Phi_{\min}=-0.075$ в, ($k_v=30$), $t^\circ=6 \cdot 10^{-4}$ сек. По этим данным определены: $\kappa=0.3$, $v=10^3$ см/сек, $V=1.62 \cdot 10^2$ см/сек, $Q_1=3.6 \cdot 10^{-12}$ Кл, $\xi=0.7$. Средний радиус частицы, определенный по формуле (4.1), равен $r=6.8 \cdot 10^{-3}$ см.

Осциллограмма 3 (фиг. 5) получена для частицы, отдающей при касании с зондом только часть своего заряда при условии $\kappa \gg 1$. Вид осцилло-

граммы качественно соответствует кривой $\kappa=10$ на фиг. 3. (Отличие знака потенциала Φ на этой кривой по сравнению с осциллограммой обусловлено отрицательным знаком заряда регистрируемой частицы). С помощью осциллограммы определены: $t_*=5\cdot 10^{-4}$ сек, $t_{**}=1.7\cdot 10^{-3}$ сек, $\Phi_+=-3.3\cdot 10^{-2}$ в, $\Phi_-=-9.2\cdot 10^{-3}$ в, $\kappa=8$ ($t^0=6\cdot 10^{-5}$ сек, $R=2\cdot 10^{-5}$ ом). Найдены (по разработанной в п. 3 методике) следующие характеристики частицы: $v=9\cdot 10^2$ см/сек, $V=2.6\cdot 10^2$ см/сек, $Q_1=10^{-11}$ Кл, $\xi=0.95$. Таким образом, зарегистрированная частица отдает зонду малую часть своего заряда ($\Delta Q=0.05Q_1$) и по существу является непроводящей. Этот результат прекрасно согласуется с условиями эксперимента, в котором в качестве дисперсной фазы использовался песок. (Заметим, что условие $\Delta Q \ll Q_1$ может, вообще говоря, выполняться и при контакте проводящей частицы с зондом, поверхность которого по тем или иным причинам покрыта непроводящей или слабопроводящей пленкой.)

На осциллограмме 4 (фиг. 5) наряду с двумя частицами, коснувшимися зонда и передавшими ему свой заряд, зарегистрирована частица, которая прошла вблизи зонда, не коснувшись его поверхности (сигнал, имеющий отрицательный участок).

6. Натурный эксперимент. Цилиндрической зонд был испытан в реактивных двигательных струях авиационных газотурбинных двигателей (РД-9, АИ-25, НК-86). Цель испытаний состояла в определении работоспособности зонда в условиях горячего потока и выявлении в нем заряженных частиц. Зонд устанавливался на выходе двигателей.

Испытания, проведенные в широком диапазоне условий работы двигателей, показали, что зонд обладает высокой механической прочностью, хорошей теплостойкостью и низким уровнем шумов.

На всех двигателях зарегистрированы заряженные частицы, количество и особенно заряд которых резко возрастают с увеличением числа n приведенных оборотов двигателя. При малых n заряженные частицы практически отсутствуют. При больших n зарегистрированы частицы с зарядом от $Q_1=10^{-13}$ до $Q_1=10^{-9}$ Кл.

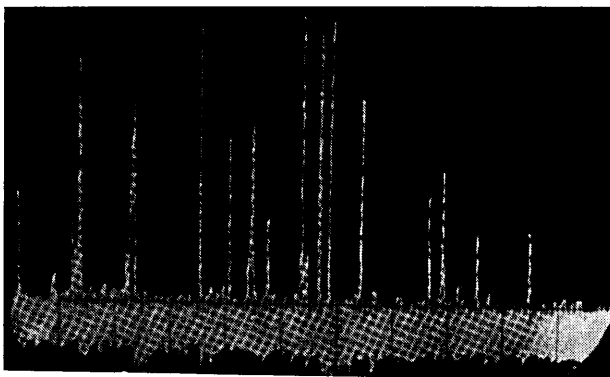
В качестве примера на фиг. 6 приведена осциллограмма 5-кратной развертки сигнала от зонда, установленного на выходе из двигателя РД-9 при его работе в номинальном режиме (приведенные обороты $n=100\%$). Продолжительность однократной развертки составляла 1 сек. На фоне шума, имеющего амплитуду $\Phi^0=3.5$ в, можно выделить около 20 импульсов от заряженных частиц с амплитудой 4—26 в. Учитывая, что в этих опытах $C_2=2\cdot 10^{-9}$ ф, а $k_v=10^3$, по формуле $Q_1=C_2\Phi_{\max}^0/k_v$ находим величину заряда: $Q_1=8-52\cdot 10^{-12}$ Кл. В приведенной выборке случайная величина заряда частицы имеет, как показал статистический анализ с использованием критерия Пирсона, равномерное распределение с математическим ожиданием $\langle Q_1 \rangle = 2.8\cdot 10^{-11}$ Кл и среднеквадратическим отклонением $S_1=1.4\cdot 10^{-11}$ Кл.

Оценим плотность тока j , переносимого крупными заряженными частицами. При эффективной площади чувствительного элемента зонда $f=0.3$ см², интенсивности потока частиц $v=4$ сек⁻¹ и среднем их заряде $\langle Q_1 \rangle = 2.8\cdot 10^{-11}$ Кл получаем $j=\langle Q_1 \rangle v/f=3.7\cdot 10^{-11}$ а/см². Предполагая, что плотность тока j распределена равномерно по сечению сопла (диаметр сопла $d_s \approx 50$ см), найдем приближенную величину суммарного тока, выносимого крупными частицами из двигателя: $I \approx \pi d_s^2 j/4 \approx 9\cdot 10^{-7}$ а. Это составляет заметную часть суммарного тока выноса, зарегистрированного в натуральных условиях [5].

Скорости заряженных частиц, определенные по времени нарастания переднего фронта сигнала, составили $v \approx 4-15\cdot 10^3$ см/сек. (Скорость газа в реактивной струе изменялась от $3.5\cdot 10^4$ см/сек до $5\cdot 10^4$ см/сек.)

Отставание частиц от газа свидетельствует о значительных размерах и инерционности частиц. Если известно место зарождения и начало ускорения частиц, то, привлекая уравнение (4.2), можно по отставанию частицы от газа оценить ее размеры. И наоборот, если известен размер частицы, то информация о ее скорости позволяет определить место старта частицы.

Расчет, произведенный для частицы, скорость которой составляла $v \approx 1.2 \cdot 10^4$ см/сек при скорости струи $3.5 \cdot 10^4$ см/сек, в предположении, что частица стартует из камеры сгорания и проходит расстояние $L \approx 2 \cdot 10^2$ см



Фиг. 6

до места ее регистрации, показал, что радиус частицы приближенно равен $r \approx 10^{-2}$ см.

Применение на зонде заземленного экрана исключает воздействие на него электростатических помех (например, тричел-эффекта, который был замечен в работе [6]).

Авторы благодарны В. И. Грабовскому, Д. Г. Дубравскому, И. И. Ильюшеноквой и А. П. Стрекалову за помощь, оказанную при проведении этой работы.

Поступила 31 I 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Ватажин А. Б., Лихтер В. А., Рушайло А. М., Шутьгин В. И. Электрические пульсации в турбулентных электрогазодинамических потоках. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, № 2.
2. Верецагин И. П., Левитов В. И., Мирзабекян Г. З., Пашин М. М. Основы электрогазодинамики дисперсных систем. М., «Энергия», 1974.
3. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.
4. Рушайло А. М., Ватажин А. Б., Дубравский Н. Г., Ильюшеноква И. И., Стрекалов А. П. Электростатический зонд. Авт. свид. № 591050 от 10.06.76. Бюллетень Госкомизобретений № 39, 1978.
5. Ватажин А. Б., Казаков А. Ф., Лихтер В. А., Межлумян Р. А., Некрасов И. П., Стрекалов А. П., Трунов О. К., Шутьгин В. И. Исследование электрических характеристик реактивных струй, истекающих из двигателей самолетов. Тр. ЦИАМ, 1974, № 628.
6. Shaeffer J. F., Peng T. C. High-Potential clouds in jet-engine exhausts. AIAA Pap., 1976, No. 397.