

6. Кузьмин А. И. 16-канальная система для измерения тепловых потоков в гиперзвуковых аэродинамических трубах.— Тр. ЦАГИ, 1975, вып. 1689.
7. Колина Н. П., Солодкин Е. Е. Программа на языке ФОРТРАН для численного интегрирования уравнений пространственного пограничного слоя на линии растекания и на бесконечном скользящем цилиндре.— Тр. ЦАГИ, 1980, вып. 2046.
8. Нерсесов Г. Г., Шустов В. И. Таблицы аэродинамических коэффициентов конусов со сферическим затуплением ($\beta = 2^\circ 30' - 35^\circ$, $M_\infty = 2 - 20$).— Тр. ЦАГИ, 1975, вып. 1639.

Поступила 4/VII 1984 г.

УДК 532.517.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ПОТОКА ОТ ВНЕЗАПНО ВОЗНИКШЕГО ПЛОСКОГО ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА

Б. И. Заславский, Б. В. Юрьев

(Москва)

В работе приводятся результаты экспериментального исследования процессов формирования конвективного потока от высокотемпературного (теплого) пятна, внезапно возникшего на жесткой горизонтальной поверхности. Аналогичные проблемы рассматривались в [1—4].

1. Пусть в момент времени $t = 0$ в поле силы тяжести g на жесткой горизонтальной поверхности S за время Δt , много меньшее характерного времени формирования движения, образуется круглое тепловое пятно с осесимметричным распределением температуры по поверхности

$$(1.1) \quad T_{\text{пл}}(r) = T_0 + T_{\text{п}}(r),$$

где T_0 — температура внешней среды; r — расстояние от центра пятна. В дальнейшем будем пользоваться цилиндрической системой координат (r, z) .

Полупространство над плоскостью S заполнено газообразной средой, характеризуемой следующими параметрами: плотностью ρ , давлением p , кинематической вязкостью ν , теплопроводностью χ и объемной теплоемкостью C_p . Все эти величины — функции состояния среды и, следовательно, в процессе движения могут меняться как от времени, так и от точки к точке. Рассмотрим движение в полупространстве над поверхностью S при $t > 0$, предполагая, что оно имеет турбулентный характер и поэтому не зависит от значений коэффициентов молекулярной вязкости и теплопроводности. В дальнейшем будем считать, что основными параметрами, характеризующими исследуемое движение, являются начальная энтальпия газа i_0 , полный дефицит веса F и характерное значение выталкивающей силы $\xi_t g$, действующей на единицу массы нагретого газа.

Действительно, характер и параметры конвективного потока, у которого плотность зависит только от температуры $\rho = \rho(T)$ и имеет место подвод тепла, определяются его удельным теплосодержанием — от температуры и плотности такое движение непосредственно не зависит [5].

В качестве характерного значения энтальпии может быть взято i_0 . Заметим, что при изобарическом характере движения $i_0 = C_p T_0 \rho_0 = C_p T \rho / z = r = 0$, где C_p — теплоемкость среды; T_0, ρ_0 — начальная температура и плотность; T, ρ — температура и плотность в потоке нагретого газа.

В случае подъема струи от источника плавучести основной параметр, характеризующий движение, как известно [3], — дефицит веса, создаваемый источником в единицу времени.

В рассматриваемой задаче имеет место конечный запас энергии Q_T и большой начальный перепад температур. Характерная особенность движения атмосферы в этой ситуации — возникновение термика; параметр F — полный дефицит веса, порожденный тепловым пятном, — является

определяющим так же, как в случае движения термика [3, 4, 6—8]: $F = V\rho_0\xi g$, где V — объем нагретого газа; ξg — сила, действующая на единицу массы последнего; $\xi = (\rho_0 - \rho)/\rho_0 = (T - T_0)/T$.

На начальном этапе развития конвективного потока ξ изменяется в пространстве и во времени. Далее по мере развития движения нагретый газ собирается в шарообразный термик, который в процессе подъема трансформируется в вихревое кольцо. На этих этапах движения температура внутри термика мало меняется со временем. За характерное значение ξ примем $\xi_t = (T_t - T_0)/T_t$, где T_t — среднее значение температуры в последнем. Поскольку всегда $T_t - T_0 \ll T_0$,

$$(1.2) \quad \xi_t \simeq (T_t - T_0)/T_0.$$

Исходя из (1.2), имеем

$$(1.3) \quad F = \xi_t g \rho_0 V = \frac{C_p (T_t - T_0)}{C_p T_0} \rho_0 g V = \frac{g Q_A}{C_p T_0},$$

где Q_A — тепловая энергия, переданная атмосфере поверхностью S .

Предположим, что $Q_A = B Q_T$, где B — коэффициент пропорциональности, зависящий от характера функциональной зависимости $T = T(r, 0)$ и, возможно, теплоемкости единицы поверхности C_{Π} .

Рассмотрим случай, когда начальное распределение перепадов температуры $T_{\Pi} = T_{\Pi}(r, 0)$ зависит только от двух размерных параметров $T_{\Pi 0}$ и x_0 , где $T_{\Pi 0}$ — характерное (или максимальное) значение перепада температуры на S , а x_0 — параметр, имеющий размерность длины. Предполагается, что зависимость (1.1) может быть представлена в виде

$$(1.4) \quad T_{\Pi}^0 = T_{\Pi}^0(r^0, 0),$$

где $T_{\Pi}^0 = T_{\Pi}/T_{\Pi 0}$; $r^0 = r/x_0$.

При одинаковой функциональной зависимости (1.4) имеет место подобие (которое можно назвать геометрическим) в начальном распределении перепадов температур на S . В этом случае x_0 может быть определен через Q_T .

Поскольку при заданной зависимости (1.3) Q_T однозначно связана с F , ряд определяющих параметров представим в виде

$$(1.5) \quad i_0, F, T_{\Pi 0}, \xi_t g, C_{\Pi}.$$

Будем изучать движение при неизменных значениях параметра C_{Π} , который определяется физической природой слоя под S . Из остальных четырех параметров нельзя составить ни одной безразмерной комбинации, значит, все рассматриваемые движения в рамках принятых предположений оказываются подобными.

В этом случае характерные размер Λ_0 и время λ_0 получаются из (1.5) единственным образом:

$$(1.6) \quad \Lambda_0 = \Lambda_1 \sqrt{\frac{F}{i_0}} = \Lambda_1 \sqrt{\frac{Q_T g}{C_p^2 T_0^2 \rho_0}}, \quad \lambda_0 = \lambda_1 \sqrt{\frac{\Lambda_0}{\xi_t g}}.$$

За характерное значение перепадов температур надо взять $T_{\Pi 0}$. При этом $T_t - T_0 = T_{\Pi 0} T_t^0$ и, следовательно, $\xi_t \sim T_{\Pi 0}/T_0$,

$$(1.7) \quad \Lambda_0 = \Lambda_1 \sqrt{\frac{Q_T g}{C_p^2 T_0^2 \rho_0}}, \quad \lambda_0 = \lambda_1 \sqrt{\frac{\Lambda_0 T_0}{g T_{\Pi 0}}},$$

$$\Lambda_1 = \Lambda_1(C_{\Pi}, B), \quad \lambda_1 = \lambda_1(C_{\Pi}, B).$$

Ниже рассмотрено движение среды при двух существенно различных законах начального распределения перепадов температуры: равномерно нагретое пятно с радиусом r_0 и пятно, возникшее в результате кратковременного облучения (в идеальном случае мгновенного) поверхности S точечным источником. Разберем вначале последний случай.

Предположим, что источник расположен на высоте H_0 над S . При этом энергии, аккумулированные всей поверхностью Q_T и единицей поверхности Q_S , будут связаны соотношением

$$Q_S(r) = \frac{Q_T}{2\pi H_0^2 \left(1 + \frac{r^2}{H_0^2}\right)^{3/2}}.$$

Поскольку

$$(1.8) \quad Q_S(r) = C_{\text{п}} T(r), \quad Q_T/2\pi H_0^2 = C_{\text{п}} T_{\text{п}0},$$

получаем

$$(1.9) \quad T_{\text{п}}(r) = T_{\text{п}0} (1 + (r^2/H_0^2))^{-3/2},$$

где

$$x_0 = H_0.$$

Подставляя значение Q_T из (1.8) в (1.6), имеем для рассматриваемого теплового пятна

$$(1.10) \quad \Lambda_0 = \sqrt{\frac{\mu_{\text{в}} T_{\text{п}0} \rho_{\text{в}} T_{0\text{в}} H_0^2}{T_{0\text{в}}^2 C^2}}, \quad \lambda_0 = \sqrt[4]{\frac{\mu_{\text{в}} T_{0\text{в}}^2 \rho_{\text{в}} H_0^2}{T_{\text{п}0} \rho_{\text{в}} g^2 C^2 T_{0\text{в}}}}.$$

Здесь

$$C = \frac{C_{\text{р}}}{c_{\text{рв}}}, \quad \mu_{\text{в}} = \frac{2\pi \Lambda_0^2 C_{\text{п}} g}{c_{\text{рв}}^2 T_{0\text{в}} \rho_{\text{в}}},$$

где $C_{\text{рв}}$ — теплоемкость воздуха, а $\rho_{\text{в}}$ — значение плотности воздуха при давлении 10^5 Па и 17°C , $T_{0\text{в}} = 290$ К.

Используя полученные формулы, координаты, время и перепад температур $T_1 - T_0 = T(r, z, t)$ приведем к безразмерному виду

$$(1.11) \quad T^0 = \frac{T}{T_{\text{п}0}} = T^0(r^0, z^0, t^0), \quad z^0 = \frac{z \sqrt{\mu_{\text{в}}}}{\Lambda_0} = \frac{zC}{H_0} \sqrt{\frac{T_{0\text{в}}^2 \rho_{\text{в}}}{T_{\text{п}0} \rho_{\text{в}} T_{0\text{в}}}},$$

$$r^0 = \frac{rC}{H_0} \sqrt{\frac{T_{0\text{в}}^2 \rho_{\text{в}}}{T_{\text{п}0} \rho_{\text{в}} T_{0\text{в}}}}, \quad t^0 = \frac{t \sqrt[4]{\mu_{\text{в}}}}{\lambda_0} = t \sqrt[4]{\frac{T_{\text{п}0} \rho_{\text{в}} g^2 C^2 T_{0\text{в}}}{T_{0\text{в}}^2 H_0^2}}.$$

Такое преобразование может быть произведено при условии постоянства B и $C_{\text{п}}$.

Рассмотрим случай, когда начальное распределение температур определяется соотношением

$$(1.12) \quad T_{\text{п}t=0} = T_{\text{п}0} \text{ при } r \leq r_0, \quad T_{\text{п}} = 0 \text{ при } r > r_0.$$

В этом случае формулы (1.10) приводятся к виду

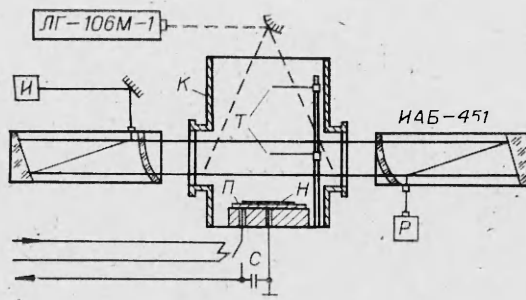
$$(1.13) \quad \Lambda_0 = \sqrt{\frac{\mu_{\text{в}} T_{\text{п}0} \rho_{\text{в}} T_{0\text{в}} r_0^2}{T_{0\text{в}}^2 C^2}}, \quad \lambda_0 = \sqrt[4]{\frac{\mu_{\text{в}} T_{0\text{в}}^2 \rho_{\text{в}} r_0^2}{T_{\text{п}0} \rho_{\text{в}} g^2 C^2 T_{0\text{в}}}},$$

$$z^0 = \frac{zC}{r_0} \sqrt{\frac{T_{0\text{в}}^2 \rho_{\text{в}}}{T_{\text{п}0} \rho_{\text{в}} T_{0\text{в}}}}, \quad r^0 = \frac{rC}{r_0} \sqrt{\frac{T_{0\text{в}}^2 \rho_{\text{в}}}{T_{\text{п}0} \rho_{\text{в}} T_{0\text{в}}}},$$

$$t^0 = t \sqrt[4]{\frac{T_{\text{п}0} \rho_{\text{в}} g^2 C^2 T_{0\text{в}}}{T_{0\text{в}}^2 r_0^2}}, \quad T^0 = \frac{T}{T_{\text{п}0}}.$$

Установленный закон подобия проверен экспериментально. Температура внешней среды во всех опытах была постоянной ($T_0 = 290$ К).

2. Схема экспериментальной установки представлена на фиг. 1. Опыты проводились в барокамере (К). Тепловые пятна создавались на поверхности асбестоцементной плиты (П) при помощи укрепленных на ней нагревателей из фольги (Н), через которую разряжалась батарея высоковольт-



Ф и г. 1

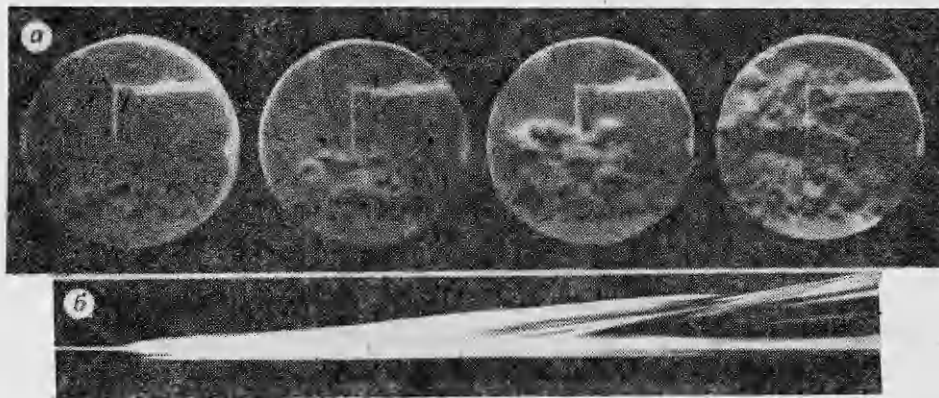
ных конденсаторов (С). Нагреватель сконструирован таким образом, что начальное распределение температуры на поверхности S соответствовало зависимости (1.9) или (1.12). В опытах использовалась батарея конденсаторов С общей емкостью 2400 мкФ, которая заряжалась до 1—3 кВ. При этом температура в центре теплового пятна могла варьироваться в диапазоне 200—900°C. Парамет-

ры H_0 и r_0 в процессе исследований менялись путем замены нагревателей.

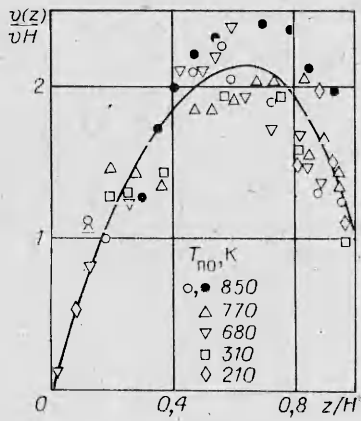
Граница потока нагретого газа (температурная волна) визуализировалась прибором Теплера (ИАБ-451) или световым ножом — лучом лазера ЛГ-106М-1, веерообразно разведенным в вертикальной плоскости с помощью выпуклого цилиндрического зеркала. В последнем случае поток подкрашивался парами масла, парафина. Картина движения фиксировалась кинокамерой «КОНВАС-автомат» или фоторегистром. При изучении движения с помощью фоторегистра в потоке визуализировался только тонкий слой нагретого газа. Температура газа в потоке измерялась с помощью термоанемометра фирмы «DISA», работавшего в режиме измерителя температуры. Преобразователи термоанемометров (Т) укреплялись на дистанционно управляемом координатном устройстве.

3. Движение атмосферы, возмущенной влиянием теплового пятна, развивается следующим образом. На начальном этапе движения тепловой поток от нагретой поверхности прогревает тонкий слой атмосферы, что приводит к резкому повышению температуры T и избыточного давления Δp в прилегающем к пятну слое газа. Избыточное давление при $t = 0$ уравнивается силами инерции внешней атмосферы. При $t > 0$ нагретая область начинает расширяться. С момента, когда $\Delta p \approx 0$, движение определяется распределением выталкивающей силы (силы плавучести) в объеме нагретого газа, т. е. перепадами плотностей (температур) в рассматриваемом конвективном потоке.

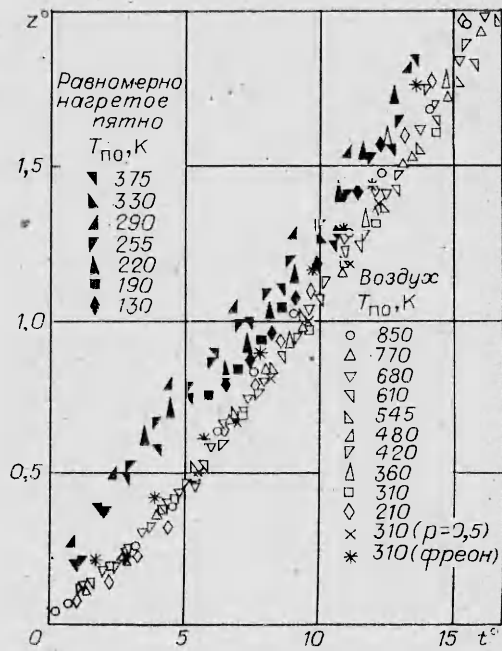
Кадры типичной кинограммы движения конвективного потока представлены на фиг. 2, а. На первых двух кадрах хорошо виден куполообразный подъем столба. На третьем кадре видно, как в средней части потока возникает сужение, проявляющееся в виде выемки. Приплюснутый снизу сфероид, образующийся при быстром сужении центральной струи, виден на четвертом кадре. Затем следует пережим центральной струи и подъем



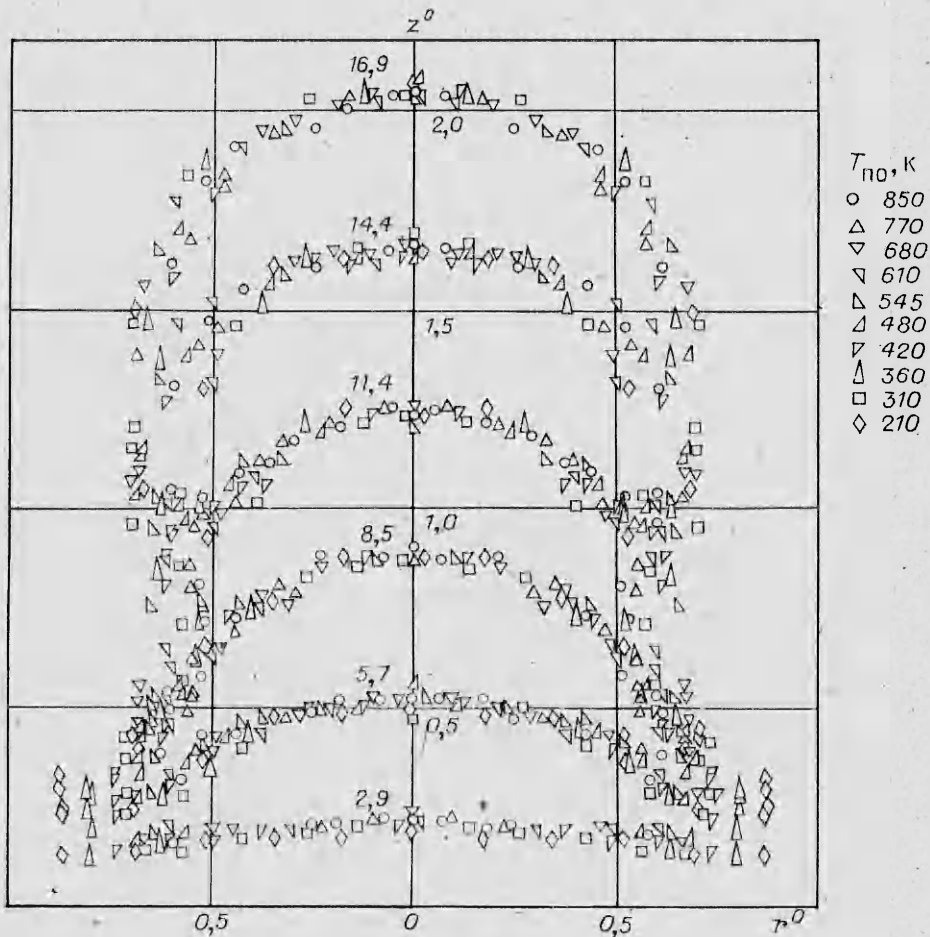
Ф и г. 2



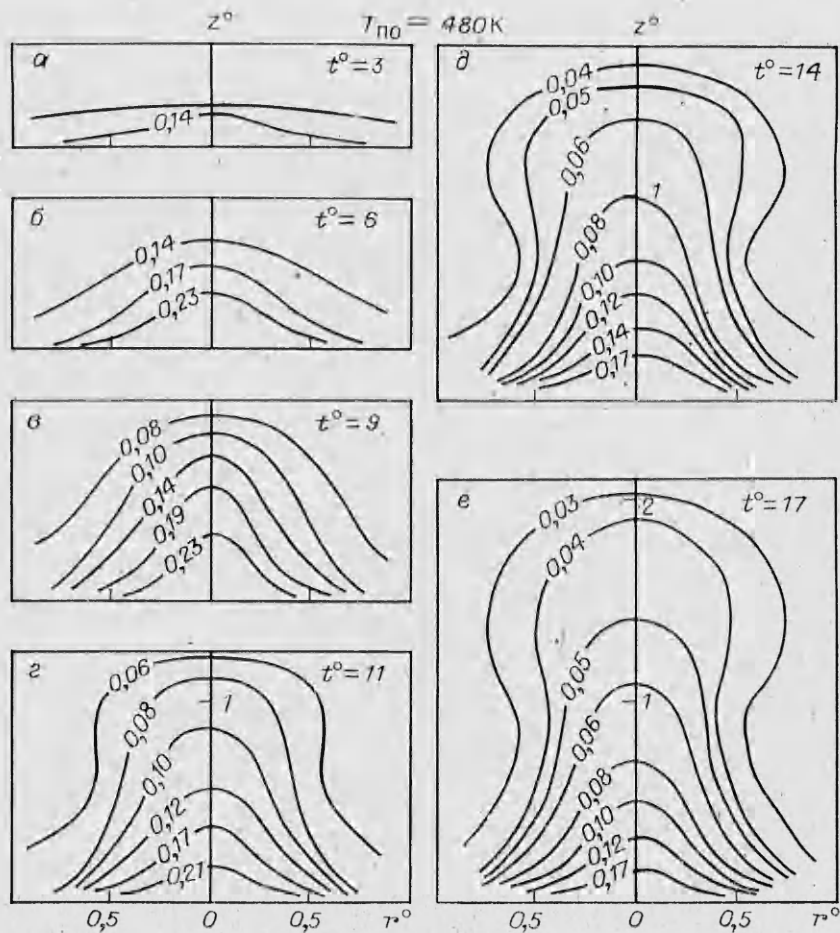
Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5



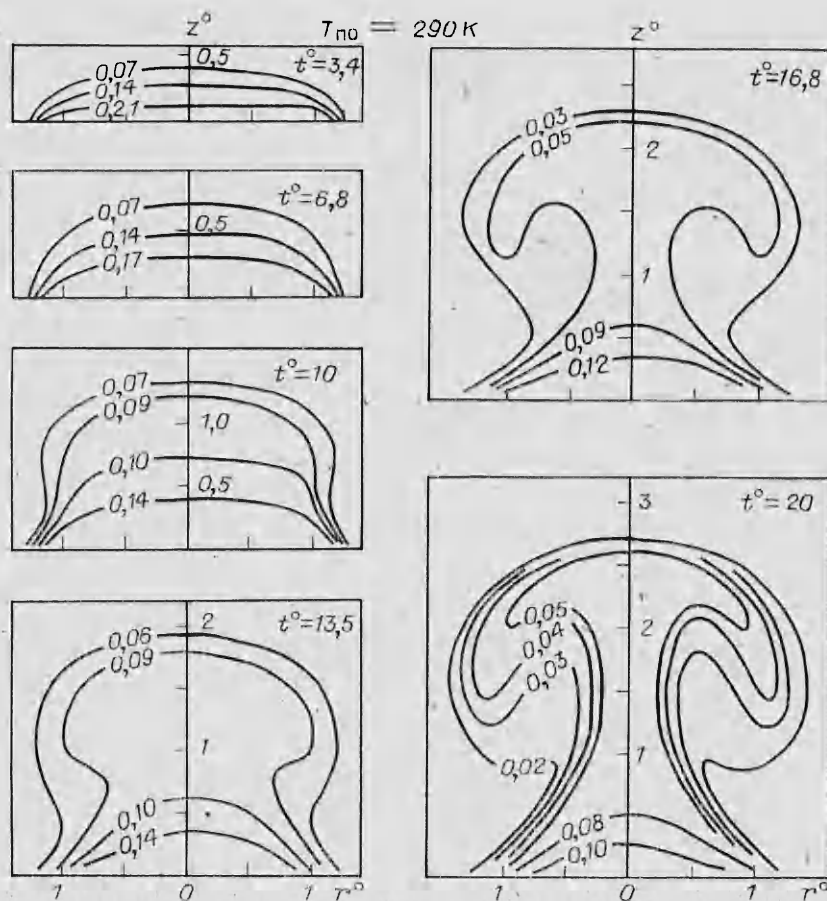
Ф и г. 6

образовавшегося плавучего объема в виде термика, закономерности движения которого описаны в [6—8].

На фиг. 2, б представлена фоторегистрограмма потока, который визуализирован лучом лазера, направленным вдоль оси z . Фоторегистрограммы конвективного потока позволяют получить распределение значений v_z проекции скоростей частиц вдоль оси z для различных моментов времени. Соответствующий график показан на фиг. 3. Здесь H обозначает высоту верхней точки конвективного потока. На высоте z_m , соответствующей максимальному сужению струи, скорость частиц достигает максимума, а дальше идет замедление в объеме сформировавшегося термика.

На фиг. 4 приведены в безразмерных координатах графики движения $z^0 = z^0(t^0)$ вершины температурной волны при различных значениях $T_{п0}$ и $H_0(r_0)$, причем опыты проводились в атмосфере фреона-22 и в воздухе при нормальном и пониженном давлениях. На фиг. 4 данные, полученные во фреоновой среде и в воздухе при пониженном давлении, представлены только несколькими режимами. В полном объеме точки, соответствующие этим средам, с тем же разбросом, что и приведенные, налагаются на нанесенные на график результаты. Здесь также даны аналогичные графики для случая, когда начальное распределение температуры отвечает (1.12).

На фиг. 5 в координатах (z^0, r^0) показано положение фронта температурной волны в различные моменты времени (при различных значениях t^0). В этих же координатах на фиг. 6 показано положение изотерм при различных значениях t^0 ($T_{п0} = 480$ K). Соответствующие результаты для на-



Ф и г. 7

чального распределения температуры (1.12) приведены на фиг. 7. Заметим, что внешняя изотерма совпадает с фронтом температурной волны, которая фиксируется прибором Теплера. Таким образом, результаты термоанометрических измерений (изотермы) частично дублировались оптическими. Изотермы простой конфигурации строились по семи точкам. В более сложных случаях брали 12—15 точек, полученных путем усреднения данных трех — четырех опытов.

Моменты $t^0 = 3; 6; 9$ и 11 соответствуют куполообразному подъему. При $t^0 = 11$ (в случае равномерно нагретого пятна $t^0 = 13,5$) в средней части потока возникает сужение, проявляющееся в виде выемки (см. фиг. 2, а). В дальнейшем в верхней части потока формируется термик в виде приплюснутого снизу сфероида, который, поднимаясь, сворачивается в вихревое кольцо. Как видно из фиг. 3—7, результаты измерений кинематических и динамических параметров конвективного потока после обработки по соответствующим формулам (1.11) и (1.13) четко группируются вдоль единых для всех исследованных потоков кривых, определяющих зависимости между безразмерными параметрами.

Все эти факты подтверждают сделанный на основании теории размерностей вывод о подобии рассматриваемых движений.

Полученные в лабораторных условиях поля температур, используя формулы (1.11) и (1.13), можно пересчитать на любые другие условия, если сохранить геометрическое подобие в начальном распределении перепадов температур на S и время образования теплового пятна много меньше характерного времени формирования движения.

Метод и установка обеспечивают получение запрограммированных скоростей подвода тепла, состава, давления и стратификации атмосферы

или водной среды, если опыты проводятся в воде. Возможно создание нескольких тепловых пятен произвольной конфигурации.

Авторы выражают благодарность С. А. Христиановичу, А. Т. Онуфриеву и М. Д. Щербину за внимание к работе и ряд полезных обсуждений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Онуфриев А. Т. Теория движения вихревого кольца под действием силы тяжести. Подъем облака атомного взрыва.— ПМТФ, 1967, № 2.
2. Shlien D. J. Some laminar thermal and plume experiments.— Phys. Fluids, 1976, v. 19, N 8.
3. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкости. М.: Мир, 1977.
4. Заславский Б. И., Юрьев Б. В. О моделировании нестационарных процессов теплообмена на поверхности океана.— В кн.: Измерения в гидроаэродинамике и геофизической акустике. М.: ВНИИФТРИ, 1984.
5. Кутателадзе С. С. Анализ подобия в теплофизике. Новосибирск: Наука, 1982.
6. Заславский Б. И. О начальной стадии развития терника.— ПМТФ, 1982, № 6.
7. Заславский Б. И., Юрьев Б. В. Экспериментальное исследование процесса трансформации свободного шарообразного объема легкого газа в вихревое кольцо.— Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1983, № 8, вып. 2.
8. Заславский Б. И., Сотников И. М. Экспериментальное исследование всплывающих вихревых колец.— ПМТФ, 1983, № 1.

Поступила 15/VI 1984 г.

УДК 538.4

О МЕХАНИЗМАХ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЩЕЛОЧНОЙ ПРИСАДКИ В КАНАЛЕ МГД-ГЕНЕРАТОРА

Д. И. Ламден, М. Б. Резников

(Москва)

Диффузионные и массообменные процессы, происходящие с легкопонижающейся щелочной присадкой (обычно калиевой), вводимой в канал МГД-генератора для повышения проводимости плазмы, представляют большой интерес, так как они в значительной степени определяют его рабочие характеристики. Течение в канале носит существенно неизотермический характер, что приводит к переменной химической состава присадки по сечению. При температурах около 3000 К, характерных для ядра течения, присадка содержится в основном в виде атомов калия, количество же молекул КОН и полев калия — на порядок меньше. При приближении к относительно холодным стенкам ($T \sim 1000-2000$ К) концентрация атомарного и ионизированного калия начинает падать за счет возрастания концентрации молекул КОН так, что при температуре $\sim 2000-1500$ К присадка содержится в основном в виде КОН. Наконец, при снижении температуры ниже 1500 К КОН начинает реагировать с углекислым газом, содержащимся в продуктах сгорания, с образованием карбоната K_2CO_3 . Возникающие при этом встречные диффузионные потоки приводят вследствие различия коэффициентов диффузии компонентов к неравномерности распределения калия как элемента по сечению канала. Перераспределение присадки возникает также за счет термодиффузии и поглощения присадки на стенках. В [1, 2] показано, что дрейф ионов калия в электрическом и магнитном полях может приводить к существенному перераспределению присадки по сечению МГД-канала и, в частности, к повышению ее концентрации у катода и понижению у анода. Цель данной работы — получение общих выражений, описывающих перераспределение присадки под действием совокупности указанных механизмов, а также анализ вклада каждого из них.

1. Течение в МГД-канале имеет турбулентный характер как вследствие собственной турбулентности продуктов сгорания, так и из-за развития турбулентных пограничных слоев на стенках. Так как все описываемые ниже эффекты существенны именно в пограничных слоях, то можно рассматривать лишь поперечный диффузионный поток присадки как элемента, который равен

$$(1.1) \quad j = -ND \frac{\partial c}{\partial y} - cNF + j_i,$$

$$\text{где} \quad c = \sum_k c_k g_{k1}, \quad D = \sum_k D_k g_{k1} \xi_k, \quad \xi_k = c_k/c,$$