

При больших  $\alpha$ , когда вихри выходят из этих областей, скорость обращается в нуль при  $\eta = 0$ , т. е. в середине крыла. Так как на круг отображается любой контур поперечного сечения, то сказанное распространяется на пластину, полуконус и на крыло с полуконусом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Whitehead A. H. Jr. Effect of vortices on delta wing lee-side heating at Mach 6 // AIAA J.— 1970.— V. 8, N 3. Уайтхед мл. Влияние вихрей на теплообмен вдоль подветренной поверхности стреловидного крыла при  $M_\infty = 6$  // Рус. пер. РТК.— 1970.— Т. 8, № 3.
2. Rao D. M., Whitehead A. H. Jr. Lee-side vortices on delta wings at hypersonic speeds // AIAA J.— 1972.— V. 10, N 11. Рао, Уайтхед мл. Вихри на теневой стороне треугольного крыла, движущегося с гиперзвуковой скоростью // Рус. пер. РТК.— 1972.— Т. 10, № 11.
3. Давыдова Н. А., Зайцев Ю. П., Юшин А. Я. Экспериментальное исследование аэродинамического нагрева верхней поверхности плоских треугольных крыльев при сверхзвуковых скоростях // Учен. зап. ЦАГИ.— 1974.— Т. 6, № 5.
4. Майкапар Г. И. Аэродинамическое нагревание подветренной стороны тела при сверхзвуковых скоростях // Учен. зап. ЦАГИ.— 1972.— Т. 3, № 6.
5. Боровой В. Я. Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем.— М.: Машиностроение, 1983.
6. Narayan K. Y. Lee-side flowfield and heat transfer of delta wing at Mach 10 // AIAA J.— 1978.— V. 16, N 2. Нараян К. И. Исследование поля течения и теплообмена на подветренной стороне треугольного крыла при  $M_\infty = 10$  // РТК.— 1978.— Т. 16, № 2.
7. Келдыш В. В., Лапина Н. Г. Экспериментальное исследование течения в окрестности треугольных крыльев с острой и закругленной передней кромкой при сверхзвуковых скоростях // Тр. ЦАГИ.— 1980.— Вып. 2074.
8. Майкапар Г. И. Отрывные течения у подветренной стороны треугольного крыла и тела вращения в сверхзвуковом потоке // Учен. зап. ЦАГИ.— 1982.— Т. 13, № 4.
9. Rizzetta D. P., Shang J. S. Numerical simulation of leading-edge vortex flows // AIAA J.— 1968.— V. 24, N 2. Ризетта Д. П., Шенг Дж. С. Численный расчет вихревой структуры, образующейся при срывном обтекании передней кромки крыла // Аэрокосм. техника.— 1986.— № 7.
10. Ардашева М. М., Ильина С. А. и др. Применение плавящихся термоиндикаторов для измерения тепловых потоков к моделям в аэродинамических трубах // Учен. зап. ЦАГИ.— 1972.— Т. 3, № 1.
11. Боровой В. Я., Иванов Б. А. и др. Визуализация пространственного обтекания моделей с помощью «лазерного ножа» // Учен. зап. ЦАГИ.— 1973.— Т. 4, № 5.
12. Бражко В. И. Способ визуализации линий тока на поверхности моделей в аэродинамических трубах // Тр. ЦАГИ.— 1976.— Вып. 1749.
13. Башкин В. А. Расчет коэффициентов сопротивления трения и теплопередачи пластины, конуса и тупоносого тела в окрестности критической точки при ламинарном течении в пограничном слое без учета диссоциации // Тр. ЦАГИ.— 1964.— Вып. 937.
14. Гарбузов В. М., Колина Н. П., Пятнова А. И. Расчет коэффициентов сопротивления трения и теплопередачи пластины и острого конуса, обтекаемого сверхзвуковым потоком, при турбулентном течении в пограничном слое // Тр. ЦАГИ.— 1977.— Вып. 1881.

г. Москва

Поступила 23/II 1988 г.

УДК 536.24

Б. И. Заславский, Б. В. Юрьев

### О КОНВЕКТИВНОМ ТЕПЛОТВОДЕ ОТ ВНЕЗАПНО ВОЗНИКШЕГО ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ТЕПЛОВОГО ПЯТНА

В работе приводятся результаты экспериментального исследования нестационарных процессов передачи тепла в атмосфере от внезапно нагретой тонкой пластины, лежащей на горизонтальном нетеплопроводном основании, дополняющие результаты [1]. Проблемы нестационарных процессов, связанных с конвективным охлаждением внезапно нагретых объектов, обсуждались в [2—5].

Согласно [1], рассмотрим задачу в следующей постановке. Пусть в момент времени  $t = 0$  в поле силы тяжести  $g$  на горизонтальной нетеплопроводной поверхности  $S$  внезапно (за время, много меньшее характерного времени формирования движения) образуется круглое тепловое

пятно с осесимметричным распределением температуры по поверхности  $T_{\text{пл}}(r) = T_0 + T_{\text{п}}(r)$  ( $T_0$  — температура внешней среды, а  $r$  — расстояние от центра пятна (в дальнейшем будем пользоваться цилиндрической системой координат  $(r, z)$ ). Предположим, что нагретый слой на нетеплопроводной поверхности бесконечно тонок, но имеет конечную поверхностную теплоемкость  $C_{\text{п}}$ .

Полупространство над плоскостью  $S$  заполнено средой, характеризующейся плотностью  $\rho$ , давлением  $p$  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. В начальный момент времени в области пространства, не возмущенного влиянием теплового пятна,  $\rho = \rho_0$ ,  $p = p_0$ ,  $T = T_0$ .

В [1] показано, что распределение температуры над поверхностью теплового пятна при  $t > 0$  может быть представлено в виде

$$(1) \quad T^0 = T/T_{\text{п}0} = T^0(r^0, z^0, t^0), \quad z^0 = z/\Lambda_0, \quad r^0 = r/\Lambda_0, \quad t^0 = t/\lambda_0$$

( $T_{\text{п}0}$  — характерное (или максимальное) значение перепада температуры на поверхности  $S$  при  $t = 0$ ). Параметры  $\Lambda_0$  и  $\lambda_0$ , имеющие размерности соответственно длины и времени, можно рассматривать как характерный размер возмущенной области и время ее формирования. В [1] методами теории размерностей с точностью до множителя  $\Lambda$  определены параметры  $\Lambda_0$  и  $\lambda_0$ :

$$(2) \quad \Lambda_0 = \Lambda \sqrt{Qg/(C_p T_{\text{п}0}^2 \rho_0)}, \quad \lambda_0 = \sqrt{\Lambda_0 T_{\text{п}0}/(T_{\text{п}0} g)}.$$

Здесь и ниже  $H_0$  — характерный размер теплового пятна;  $Q$  — количество энергии, переданной атмосфере тепловым пятном.

В [1] предполагалось, что  $\Lambda$  и  $C_{\text{п}}$  — постоянные, и было показано, что в некотором диапазоне определяющих движение параметров предположение о постоянстве  $\Lambda$  (при  $C_{\text{п}} = \text{const}$ ) хорошо подтверждается наблюдениями и что существуют пределы, за которыми имеет место отклонение экспериментальных данных, обработанных в соответствии с (1) от единичных кривых, построенных в координатах (1) при  $\Lambda = \text{const}$  и  $C_{\text{п}} = \text{const}$ .

Если не принимать предположение о постоянстве  $\Lambda$  и  $C_{\text{п}}$ , то, исходя из указанного в [1] ряда определяющих параметров  $F$ ,  $i_0$ ,  $T_{\text{п}0}$ ,  $gT_{\text{п}0}/T_0$ ,  $C_{\text{п}}$  ( $F = gQ/(C_p T_0)$  — дефицит веса,  $i_0$  — удельная энтальпия среды), получаем единственную безразмерную комбинацию  $\eta = \sqrt{F i_0}/(C_{\text{п}} T_{\text{п}0})$ . Отсюда следует, что в общем случае  $\Lambda = \Lambda(\eta)$ . Поскольку  $Q \sim C_{\text{п}} T_{\text{п}0} H_0^2$  (см. [1]), из найденных соотношений вытекает

$$(3) \quad \eta = H_0 \sqrt{\rho_0 g / (C_{\text{п}} T_{\text{п}0})}.$$

При  $\eta \ll 1$  можно разложить  $\Lambda(\eta)$  в ряд по  $\eta$ :  $\Lambda(\eta) = \Lambda(0) + \eta \Lambda'(0) + \dots$  При достаточно малых значениях параметра  $\eta$   $\Lambda = \Lambda(0) = \text{const}$ . Этот случай при  $C_{\text{п}} = \text{const}$  фактически и рассмотрен в [1]. При этом, используя (1) и (2), координаты, время и перепад температур, например, для начального распределения температуры на поверхности теплового пятна

$$(4) \quad T_{\text{п}}(r) = T_{\text{п}0} (1 + r^2/H_0^2)^{-3/2}$$

можно привести к безразмерному виду

$$(5) \quad \Lambda_0 = \sqrt[4]{\frac{\mu_{\text{в}} T_{\text{п}0} \rho_{\text{в}} T_{\text{ов}} H_0^2 C_{\text{п}}^0}{T_{\text{п}0}^2 \rho_0 C^2}}, \quad \lambda_0 = \sqrt[4]{\frac{\mu_{\text{в}} C_{\text{п}}^0 T_{\text{п}0}^2 \rho_{\text{в}} H_0^2}{T_{\text{п}0} \rho_0 g^2 C^2 T_{\text{ов}}}},$$

$$z^0 = \frac{zC}{H_0} \sqrt{\frac{T_{\text{п}0}^2 \rho_0}{T_{\text{п}0} T_{\text{ов}} \rho_{\text{в}} C_{\text{п}}^0}}, \quad r^0 = \frac{rC}{H_0} \sqrt{\frac{T_{\text{п}0}^2 \rho_0}{T_{\text{п}0} T_{\text{ов}} \rho_{\text{в}} C_{\text{п}}^0}}, \quad t^0 = t \sqrt[4]{\frac{T_{\text{п}0} T_{\text{ов}}^3 \rho_{\text{в}}^2 g^2 C^2}{T_{\text{п}0}^2 \rho_0 H_0^2 C_{\text{п}}^0}},$$

$$T^0 = \frac{T}{T_{\text{п}0}}, \quad \mu_{\text{в}} = \frac{2\pi \Lambda^2 C_{\text{п}0} g}{C_{\text{пв}}^2 T_{\text{ов}} \rho_{\text{в}}}, \quad C = \frac{C_p}{C_{\text{пв}}}, \quad C_{\text{п}}^0 = \frac{C_{\text{п}}}{C_{\text{п}0}}$$

где  $C_{\text{ув}}$ ,  $\rho_{\text{в}}$  — теплоемкость и плотность воздуха при давлении  $10^5$  Па и температуре  $T_{0\text{в}} = 290$  К,  $C_{\text{п0}} = 800$  Дж/(м<sup>2</sup>·К).

Для начального распределения температуры на поверхности теплового пятна

$$T_{\text{п}}(r) = T_{\text{п0}} \text{ при } r \leq r_0, \quad T_{\text{п}}(r) = 0 \text{ при } r > r_0$$

формулы (5) имеют тот же вид, однако параметр  $H_0$  заменяется на  $r_0$ . Формулы (5) отличаются от соответствующих соотношений, полученных в [1], тем, что в них входит  $C_{\text{п}}$  в явном виде (в [1] этот параметр был включен в выражение для  $\mu_{\text{в}}$ ).

Преобразования (5) выражают общие законы развития рассматриваемых движений. Для того чтобы получить формулы для определения таких величин, как характерное время развития движения, размеры области атмосферы, возмущенной влиянием теплового пятна, а также вычислить коэффициент теплоотдачи  $k$ , рассмотрим задачу об охлаждении пятна. Динамика охлаждения может быть установлена на основании закона Ньютона [6]. При этом, как известно, теплоотдача в атмосферу единицы площади  $S$  пропорциональна  $T_{\text{п}}$  — температуре теплового пятна:

$$(6) \quad dQ_S/dt = C_{\text{п}} dT_{\text{п}}/dt = -kT_{\text{п}}.$$

Из (6) вытекает

$$(7) \quad T_{\text{п}} = T_{\text{п0}} e^{-kt/C_{\text{п}}}.$$

Значение  $C_{\text{п}}$  в процессе опытов неизменно. Коэффициент  $k$  зависит от характера процесса теплоотдачи, от плотности и температуры внешней среды. Из (5) и (7) следует

$$k = k(\eta) = -(C_{\text{п}}/t) \ln (T_{\text{п}}/T_{\text{п0}})$$

или

$$(8) \quad k^0(\eta) = \frac{C_{\text{п}}^0}{t^0} \ln T_{\text{п}}^0,$$

где  $k^0 = k\lambda_0/C_{\text{п0}}$ . При этом

$$k = k^0 C_{\text{п0}} \sqrt[4]{\frac{T_{\text{п0}}^0 \rho_0 g^2 C^2 T_{0\text{в}}}{T_0^2 \rho_{\text{в}} H_0^2 C_{\text{п}}^0}}.$$

Заметим, что безразмерный коэффициент теплопередачи является функцией параметра  $\eta$ :

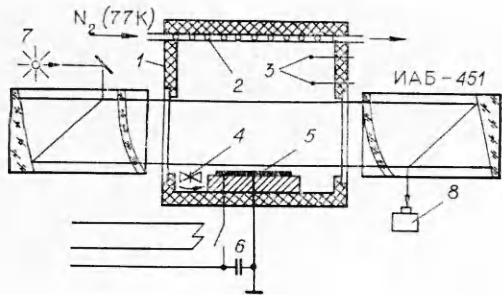
$$(9) \quad k^0 = k^0(\eta).$$

При  $\eta \ll 1$  его можно представить в виде

$$(10) \quad k^0(\eta) = k^0(0) + \eta(k^0)'(0) + \dots$$

В случае достаточно малых  $\eta$  получаем  $k^0 \simeq k^0(0)$ . Равенства (7) и (8) показывают, что коэффициент  $k$  может быть найден с помощью кривой охлаждения теплового пятна. Соотношение (10) позволяет приближенно получить погрешность, допускаемую при замене  $k^0$  на  $k^0(0)$ , т. е. определить  $k^0 - k^0(0) = \delta(\eta)$ .

Для проверки изложенной выше теории, а также для нахождения  $k$  были проведены эксперименты на двух установках. Конструкция первой и методика работы на ней подробно обсуждались в [1]. Опыты проводились в барокамере, обеспечивающей возможность варьирования начальной плотности и давления среды. В барокамеру помещено устройство для создания теплового пятна. Визуализация конвективного потока осуществлялась прибором Теплера ИАБ-451. Движение фиксировалось кинокамерой КОНВАС-автомат. Температура нагретого газа измерялась термоанемометрами фирмы DISA, а изменение температуры теплового пятна — термопарами.



Р и с. 1

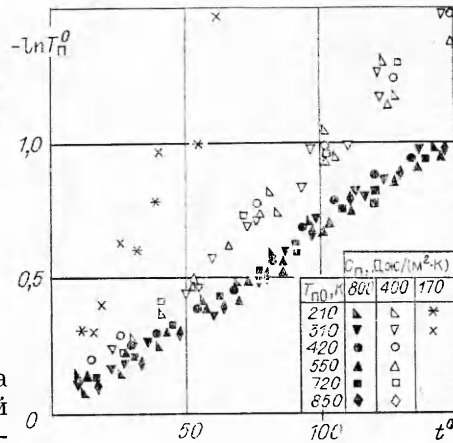
Вторая установка предназначена для исследования влияния начальной температуры атмосферы на закономерности формирования и подъема конвективного потока. Схема установки представлена на рис. 1. Опыты проводились в камере 1 размерами  $0,4 \times 0,4 \times 0,4$  м с теплоизолированными стенками. Для охлаждения газа в камере в верхней ее части находится радиатор 2, через который прокачивался жидкий азот. При этом воздух внутри камеры охлаждался до заданной температуры, определяемой скоростью прокачки азота. Температура газа в камере контролировалась термопарами 3, расположенными на нескольких уровнях. Для устранения стратификации в камере имеется вентилятор 4, перемешивающий газ и увеличивающий таким образом теплообмен от радиатора. Непосредственно перед созданием теплового пятна вентилятор выключается. Для получения в камере воздуха, нагретого выше комнатной температуры, над вентилятором расположен нагреватель.

Тепловое пятно создавалось (как и на первой установке) на поверхности нетеплопроводной пластины при помощи укрепленного на ней нагревателя 5 из фольги со спиралевидным вырезом, через которую в начальный момент времени разряжалась батарея высоковольтных конденсаторов 6. Начальное распределение температуры на поверхности теплового пятна соответствовало зависимости (4). В опытах использовалась батарея конденсаторов общей емкостью 2400 мкФ, которая заряжалась до 0,5—1,5 кВ, что обеспечивало варьирование температуры в центре теплового пятна в диапазоне 100—800 К. Параметр  $C_{II}$  варьировался при замене нагревателя на аналогичный, но выполненный из фольги другой толщины. На рис. 1 7 — источник света, 8 — кинокамера.

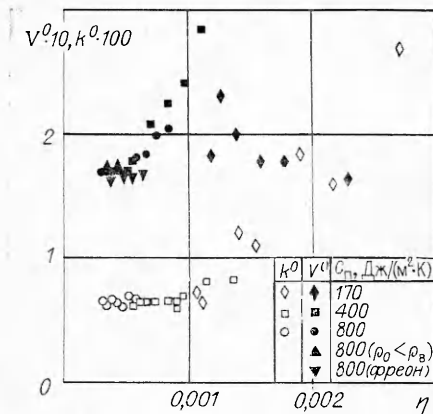
Данные по изменению температуры теплового пятна в зависимости от времени при различных значениях начальной температуры теплового пятна, поверхностной теплоемкости и начальной температуры среды представлены на рис. 2 в безразмерных координатах (5). Видно, что кроме начального участка, на котором играет роль инерционность термопар, экспериментальные точки группируются вдоль единых кривых. На рис. 3 показана зависимость  $k^0 = k^0(\eta)$ .

На рис. 4 приведены в безразмерных координатах (5) графики движения  $z^0 = z^0(t^0)$  вершины температурной волны при различных значениях  $T_{п0}$  и  $T_0$ . Сплошная линия взята из [1] и соответствует усредненному графику движения температурной волны, полученному при различных значениях  $T_{п0}$ ,  $H_0$  и  $C_p$ . Данные настоящей работы при варьировании начальной температуры среды с малым разбросом группируются вдоль этой линии.

На рис. 4 показано, что в точке с координатами  $z^0 = 1$ ,  $t^0 = 9$  кривые  $z^0 = z^0(t^0)$  для  $T_{п0} < T_R$  ( $T_R = T_R(C_{II})$ ) отклоняются от основной кривой (экспериментальные точки располагаются вдоль прямых, наклон которых зависит от  $T_{п0}$ ). За меру отклонения примем скорость подъема верхней точки тепловой волны  $V^0 = dz^0/dt^0$ . Графики зависимости  $V^0 = V^0(\eta)$



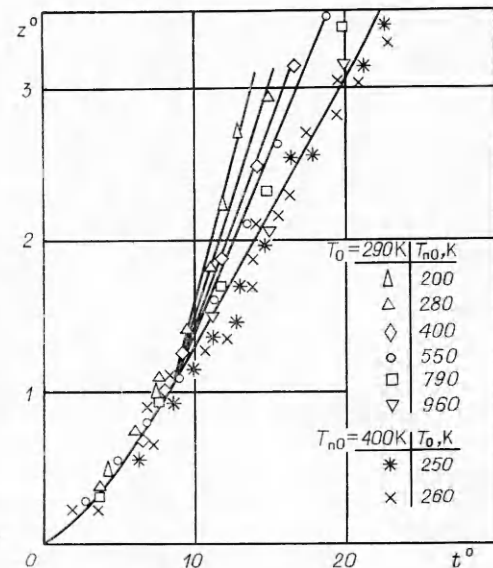
Р и с. 2



Р и с. 3

приведены также на рис. 3, откуда видно, что соотношения  $\Lambda \simeq \Lambda(0)$  и  $k^0 \simeq k^0(0)$  приближенно верны при  $\eta < 10^{-3}$ . При больших значениях  $\eta$  как  $\Lambda$ , так и  $k^0$  существенно зависят от  $\eta$ . Заметим, что полученные данные позволяют определить  $k^0(0) = 6 \cdot 10^{-3}$ . Коэффициент теплопередачи можно вычислить по формуле (8).

Таким образом, при  $\eta < 10^{-3}$  выполняется показанное в [1] подобие движений атмосферы, возмущенной внезапно возникшим высокотемпературным тепловым пятном (при подобии в начальном распределении температуры). В случае, когда  $\eta > 10^{-3}$ , для сохранения подобия необходимо выполнение условия  $\eta = \text{idem}$ .



Р и с. 4

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Заславский Б. И., Юрьев Б. В. Экспериментальное исследование конвективного потока от внезапно возникшего плоского горизонтального источника тепла // ПМТФ.— 1985.— № 5.
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. Джагурия Й. Естественная конвекция.— М.: Мир, 1983.
5. Заславский Б. И., Юрьев Б. В. О моделировании нестационарных процессов теплообмена на поверхности океана // Измерения в гидроаэродинамике и геофизической акустике.— М.: ВНИИФТРИ, 1984.
6. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи.— М.: Энергия, 1973.

г. Москва

Поступила 4/III 1988 г.

УДК 534.13:533.601.15

В. И. Запругаев, С. Г. Миронов

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ В ПЕРЕДНЕЙ ОТРЫВНОЙ ЗОНЕ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТИ ПОТОКА

Необходимость исследования пульсационных явлений для конфигураций с передними отрывными зонами обусловлена возможностью уменьшения сопротивления тела при выборе соответствующей геометрии зоны отрыва. Данные об осредненных и пульсационных характеристиках для тел с выступающей вперед иглой приведены в [1—15]. Флуктуации в отрывной зоне [6, 8] разделяются на пульсации с существенным изменением зоны отрыва, которые называют нестационарным режимом второго рода [6], пульсациями [8], пульсациями E-типа [4] или катастрофическими пульсациями [5]. К этому же типу флуктуаций отнесены массорасходные пульсации [13—15]. Флуктуации без заметного изменения зоны отрыва называют нестационарным