

ОСОБЫЕ ПОВЕРХНОСТИ ТОКА В КОНИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЯХ ГАЗА

А. И. Голубинский

(Москва)

Рассматривая поле конического течения идеального совершенного газа в окрестности конических поверхностей тока, показано, что наряду с обычными (регулярными) поверхностями тока, являющимися поверхностями постоянной энтропии (изэнтропами), могут существовать особые поверхности тока с распределенной переменной энтропией на них. Эти особые поверхности являются огибающими изэнтроп поля течения и могут непрерывно стыковаться с регулярными поверхностями тока при сохранении непрерывности поля течения как в окрестности особой поверхности тока, так и в окрестности стыковки. Полученные результаты позволяют предполагать существование картины несимметричного обтекания конических тел с непрерывным и однозначным распределением газодинамических параметров в поле течения без каких-либо особых точек [1].

1. Рассмотрим течение идеального совершенного газа, обладающее конической симметрией с центром в точке O и предположим, что в поле течения имеется коническая поверхность тока S , на которой по определению нормальная составляющая вектора скорости течения равна нулю. На сфере единичного радиуса с центром в точке O поверхность тока S изобразится линией S (фиг. 1). Пусть в криволинейной системе координат η, ζ поверхность тока S соответствует $\eta = 0$, а линии $\zeta = \text{const}$ соответствуют нормальям к S . В таких координатах уравнения движения газа, например [2], имеют вид

$$\begin{aligned} wu_\zeta + Xvu_\eta - X(w^2 + v^2) &= 0 \\ wv_\zeta + Xvu_\eta + Xuv + Yw^2 &= -\rho^{-1} Xp_\eta \\ ww_\zeta + Xvw_\eta + X_{uv} - Yvw &= -\rho^{-1} p_\zeta \\ w\rho_\zeta + vX\rho_\eta + \rho(w_\zeta + Xv_\eta + 2Xu - Yv) &= 0 \\ 2\kappa(\kappa - 1)^{-1} p + \rho(u^2 + v^2 + w^2) &= \rho V_{\text{max}}^2 \end{aligned} \quad (1.1)$$

где u, v, w — составляющие вектора скорости соответственно по направлениям радиуса r и координат η, ζ , V_{max} — постоянная величина во всем потоке, p, ρ, κ — давление, плотность и отношение теплоемкостей газа, $k(\zeta)$ — кривизна линии S . В уравнениях, кроме того, введены

$$X = \cos \eta - k \sin \eta, \quad Y = \sin \eta + k \cos \eta \quad (1.2)$$

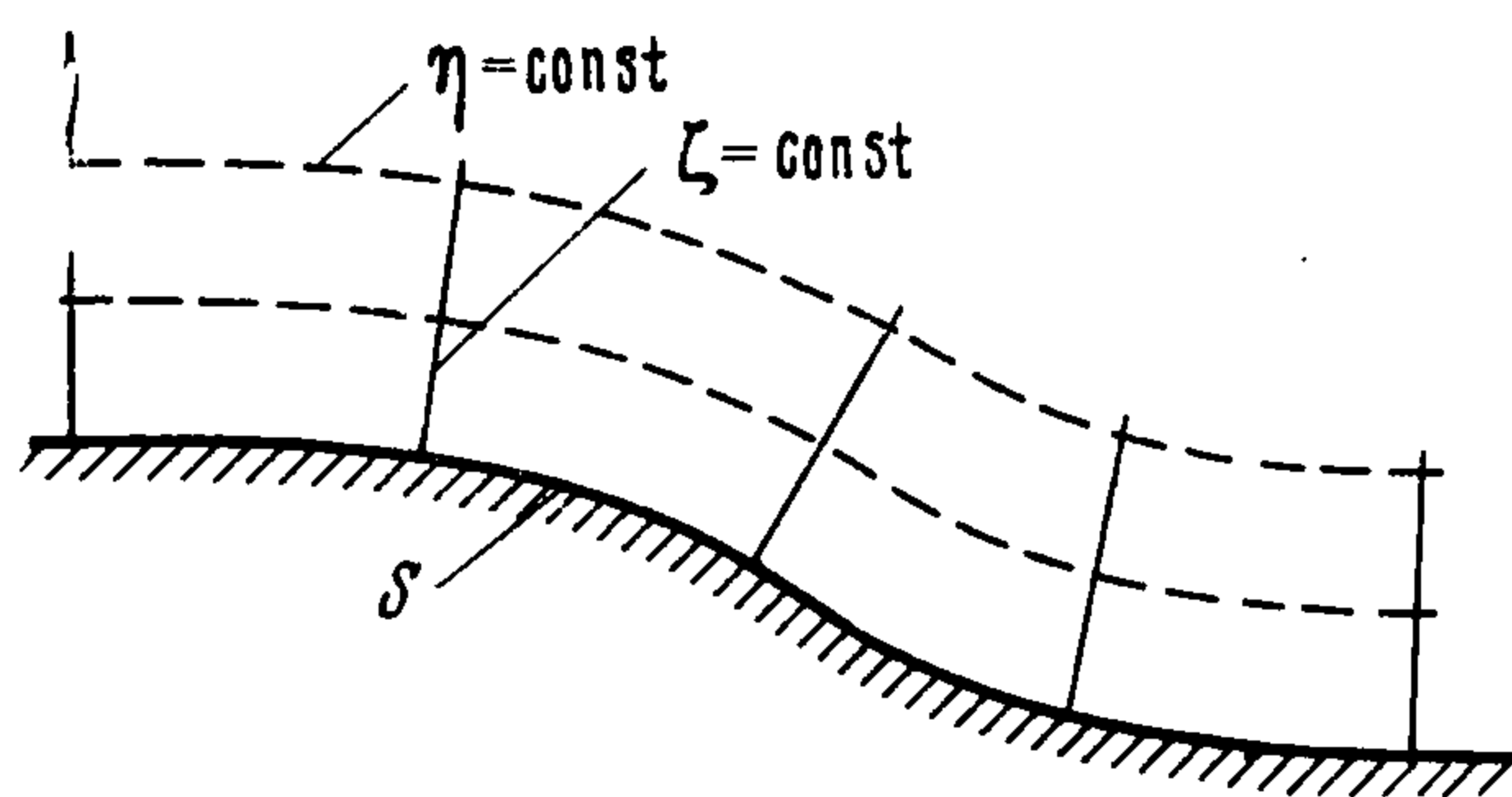
Рассмотрим вначале такие поверхности тока S_R , в окрестности которых все параметры течения непрерывны, имеют непрерывные производные по η любого порядка и могут быть выражены разложениями по целым степеням η , сходящимися в некоторой окрестности S_R . Будем в дальнейшем такие поверхности тока S_R называть регулярными. Поверхности тока S_O , не удовлетворяющие этому условию, будем называть особыми.

Как будет видно в дальнейшем, поверхность тока S может состоять частично из S_R и частично из S_O .

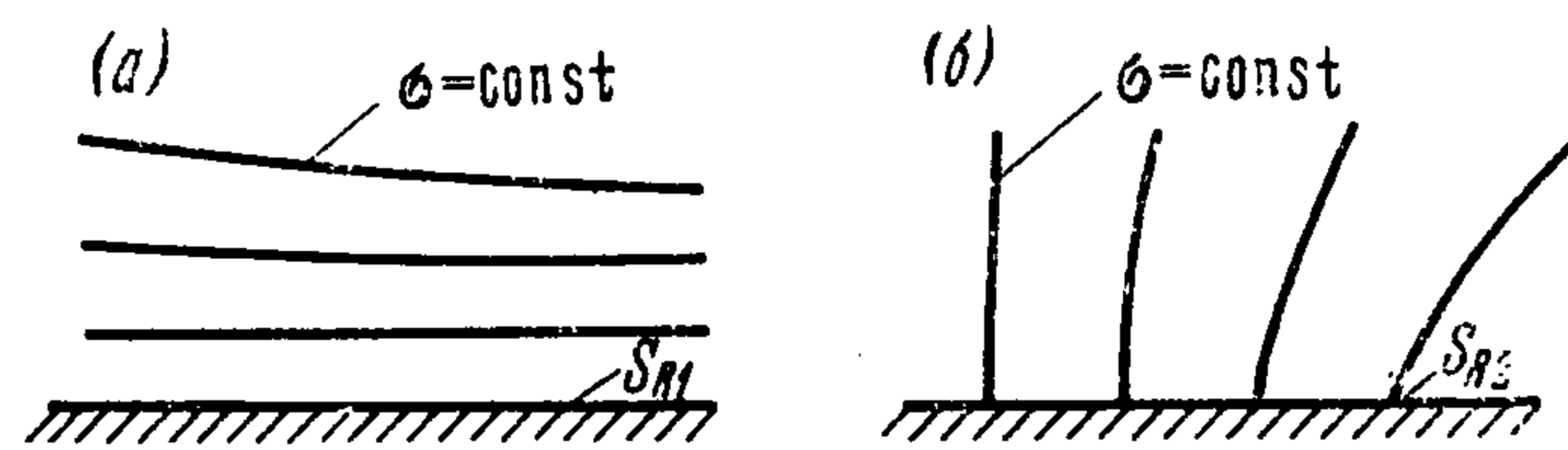
Выражая параметры течения степенными рядами по η в окрестности S_R и учитывая, что $v = 0$ на S_R , имеем

$$\begin{aligned} u &= u_0(\zeta) + \eta u_1(\zeta) + \dots, & p &= p_0(\zeta) + \eta p_1(\zeta) + \dots \\ v &= \eta v_1(\zeta) + \eta^2 u_2(\zeta) + \dots, & w &= w_0(\zeta) + \eta w_1(\zeta) + \dots \\ \rho &= \rho_0(\zeta) + \eta \rho_1(\zeta) + \dots \end{aligned} \quad (1.3)$$

Подстановка этих разложений в (1.1) приводит к рекуррентным соотношениям для коэффициентов рядов. При этом первое уравнение (1.1) указывает на существование двух случаев: либо $w_0 = u_0'$, либо $w_0 = 0$.



Фиг. 1



Фиг. 2

В первом случае главные члены третьего и пятого уравнений совпадают между собой при условии, что энтропийная функция $\sigma = p\rho^{-\kappa}$ на S постоянна (случай переменной энтропии должен быть отброшен из-за противоречивости главных членов этих уравнений). Вследствие этого рекуррентные соотношения для коэффициентов рядов содержат функцию $u_0(\zeta)$, которая может быть задана произвольно

$$\begin{aligned} u &= u_0(\zeta) + O(\eta), & v &= -\eta \left(2u_0 + u_0'' + u_0' \frac{\rho_0'}{\rho_0} \right) + O(\eta^2) \\ w &= u_0' + O(\eta), & p &= \frac{\kappa - 1}{2\kappa} \rho_0 (V_{\max}^2 - u_0^2 - u_0'^2) - \eta k \rho_0 u_0'' + O(\eta^2) \end{aligned} \quad (1.4)$$

Таким образом, первый случай соответствует конической поверхности тока S_{R1} , совпадающей с поверхностью равных значений энтропии (изэнтропой), а изэнтропы поля течения вблизи S_{R1} параллельны ей (фиг. 2, а).

Второй случай $w_0 = 0$ интересен тем, что он дает пример конической поверхности тока S_{R2} , на которой энтропия может быть переменной. В этом случае соотношения для коэффициентов рядов содержат одну произвольную функцию $u_0(\zeta)$ и имеют вид

$$\begin{aligned} u_1 &= 0, & u_2 &= -u_0 - \frac{1}{6} u_0'^2 V_{\max}^2 u_0^{-1} (V_{\max}^2 - u_0^2)^{-1}, \dots, & v_1 &= -2u_0, \dots, \\ w_1 &= 0, & w_2 &= -\frac{2}{3} u_0' V_{\max}^2 (V_{\max}^2 - u_0^2)^{-1}, \dots, & p_0 &= \text{const} = p_{00}, & p_1 &= 0 \\ p_2 &= -\rho_0 u_0^2, \dots, & \rho_0 &= 2\kappa p_{00} (\kappa - 1)^{-1} (V_{\max}^2 - u_0^2)^{-1}, \dots \end{aligned} \quad (1.5)$$

В системе координат η, ζ наклон линий равной энтропии выражается в виде

$$d\eta/d\zeta = vX/w \quad (1.6)$$

большим произволом, чем разложения в окрестности изэнтроп, а разложения непротиворечивы только при $m = 1/2$:

$$\begin{aligned} u &= u_0^* (\zeta) + \eta^{1/2} u_1^* + O(\eta), & v &= -2\eta u_0^* (\zeta) + O(\eta^{3/2}) \\ w &= \eta^{1/2} u_0^* u_1^* / u_0^{*'} + O(\eta), & \rho &= 2\kappa p_{00} (\kappa - 1)^{-1} (V_{\max}^2 - u_0^2)^{-1} + \dots \\ p &= p_{00} - \rho_0 \eta^2 [u_0^{*2} + 1/2k (u_0^* u_1^* / u_0^{*'})^2] + \dots \end{aligned} \quad (2.3)$$

Давление p_{00} на поверхности S_{O_2} постоянно, плотность ρ и, следовательно, энтропия переменны. Скорость поперечного течения w обращается на S_{O_2} в нуль, скорость u стремится к конечным значениям, а нормальные производные от скоростей u , w и от плотности ρ при приближении к поверхности тока обращаются в бесконечность вида $\eta^{-1/2}$, хотя градиент давления и его производная непрерывны. Исследуем картину изэнтроп в окрестности S_{O_2} . Подстановка главных членов (2.3) в уравнение (1.6) дает следующее уравнение $\eta_i = \eta_i(\zeta, \sigma)$ для изэнтроп вблизи S_{O_2} :

$$\eta_i \approx (C_i - \zeta u_0^{*'} / u_1^*)^2 + O(\eta^{3/2}) \quad (2.4)$$

где C_i — постоянная вдоль изэнтропы.

Оставляя в стороне вырожденный случай $u_0 = \text{const}$, легко теперь установить, что из каждой точки ζ_0 , принадлежащей S_{O_2} , выходит своя изэнтропа с соответствующим значением энтропии (фиг. 3). При этом изэнтропы вблизи S_{O_2} имеют форму парабол, касательных к S_{O_2} в точках ζ_0

$$\eta_i \approx (u_0^{*'} / u_1^*)^2 (\zeta - \zeta_0)^2 \quad (2.5)$$

Поверхность S_{O_2} , таким образом, является огибающей семейства изэнтроп.

Из обращения в нуль составляющих скорости v и w на поверхности тока S_{O_2} следует также, что линии тока поля течения приближаются асимптотически к радиальным образующим поверхности тока S_{O_2} .

Таким образом, в коническом потоке могут существовать конические поверхности тока с переменными значениями энтропии на них. При этом разложения параметров течения в ряды, позволяющие отойти от этих поверхностей, обладают высокой степенью произвола (две произвольные функции).

Этот факт приводит к тому предположению, что такие особые поверхности тока не будут какими-то исключительными, а могут реально существовать при обтекании конических тел различных конфигураций. Разумеется, вся поверхность обтекаемого тела в общем случае не может прилегать только к особой поверхности тока S_{O_2} (хотя такие исключительные случаи, по-видимому, возможны). Поэтому важно исследовать вопрос о возможности непрерывной стыковки регулярной и особой поверхности тока.

3. Рассмотрим участок достаточно гладкой конической поверхности тока S и предположим, что в точке O_1 с координатой $\zeta = \zeta_1$ имеет место стыковка особой и регулярной поверхности тока, причем слева от O_1 пусть имеется поверхность S_{O_2} , а справа S_{R_1} (фиг. 4). Покажем, что картина течения в окрестности точки O_1 может иметь следующий вид: из S_{O_2} исходят изэнтропы с постепенным уменьшением их кривизны до нуля при стремлении слева к точке O_1 , причем предельная изэнтропа исходит из O_1 вдоль оси $\eta = 0$. Для описания течения в окрестности точки O_1 ряды вида (2.2) оказываются непригодными: В самом деле, из (2.5) следует, что при $\zeta \rightarrow \zeta_1$ величина $u_0^{*'} / u_1^*$ должна стремиться к нулю. Однако это

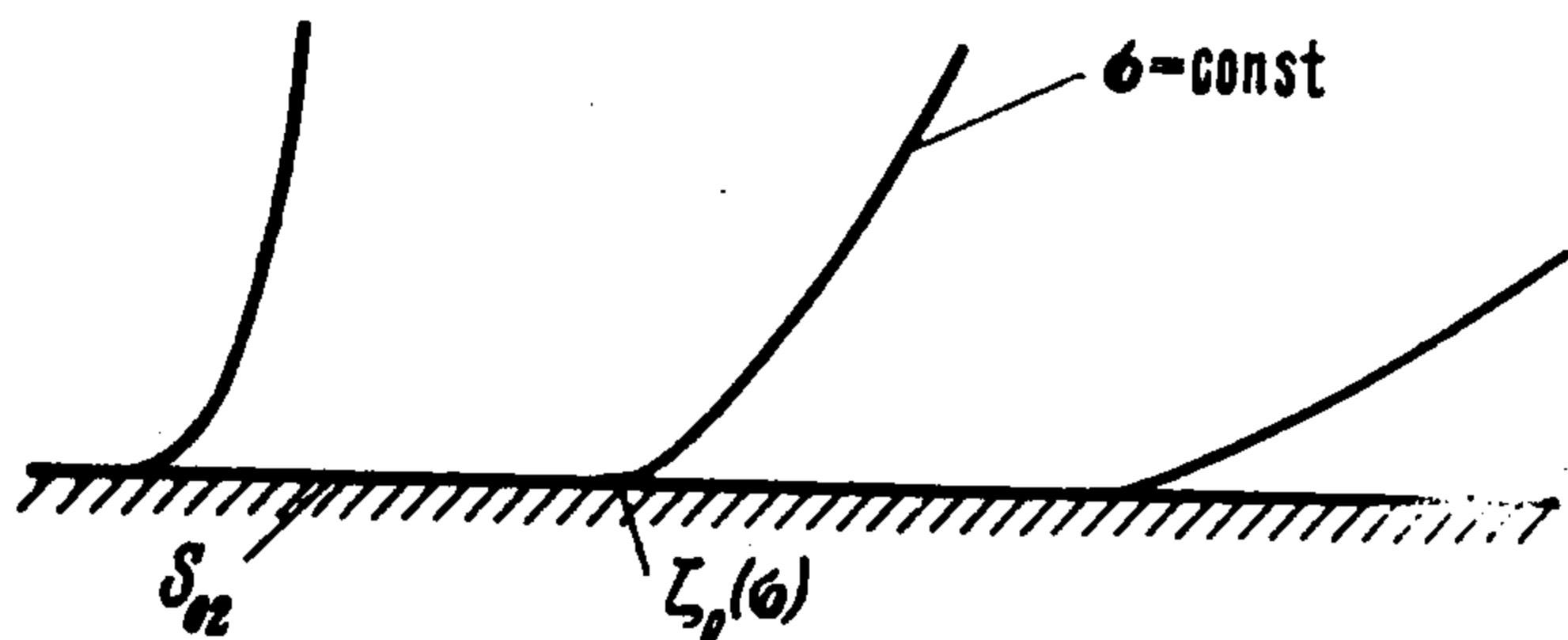
требует, например, обращения в бесконечность коэффициентов разложения для (2.3). В рассматриваемой окрестности течения следует применить степенные разложения по другим переменным, которые можно было бы продолжить влево и вправо от точки O_1 для согласования с рядами (1.3) и (2.2). Для этого введем переменные (фиг. 4)

$$\begin{aligned} z &= 1/2 [\zeta - \zeta_1 + \sqrt{(\zeta - \zeta_1)^2 + 4\sqrt{\eta}}] \\ \psi &= -1/2 [\zeta - \zeta_1 - \sqrt{(\zeta - \zeta_1)^2 + 4\sqrt{\eta}}] \end{aligned} \quad (3.1)$$

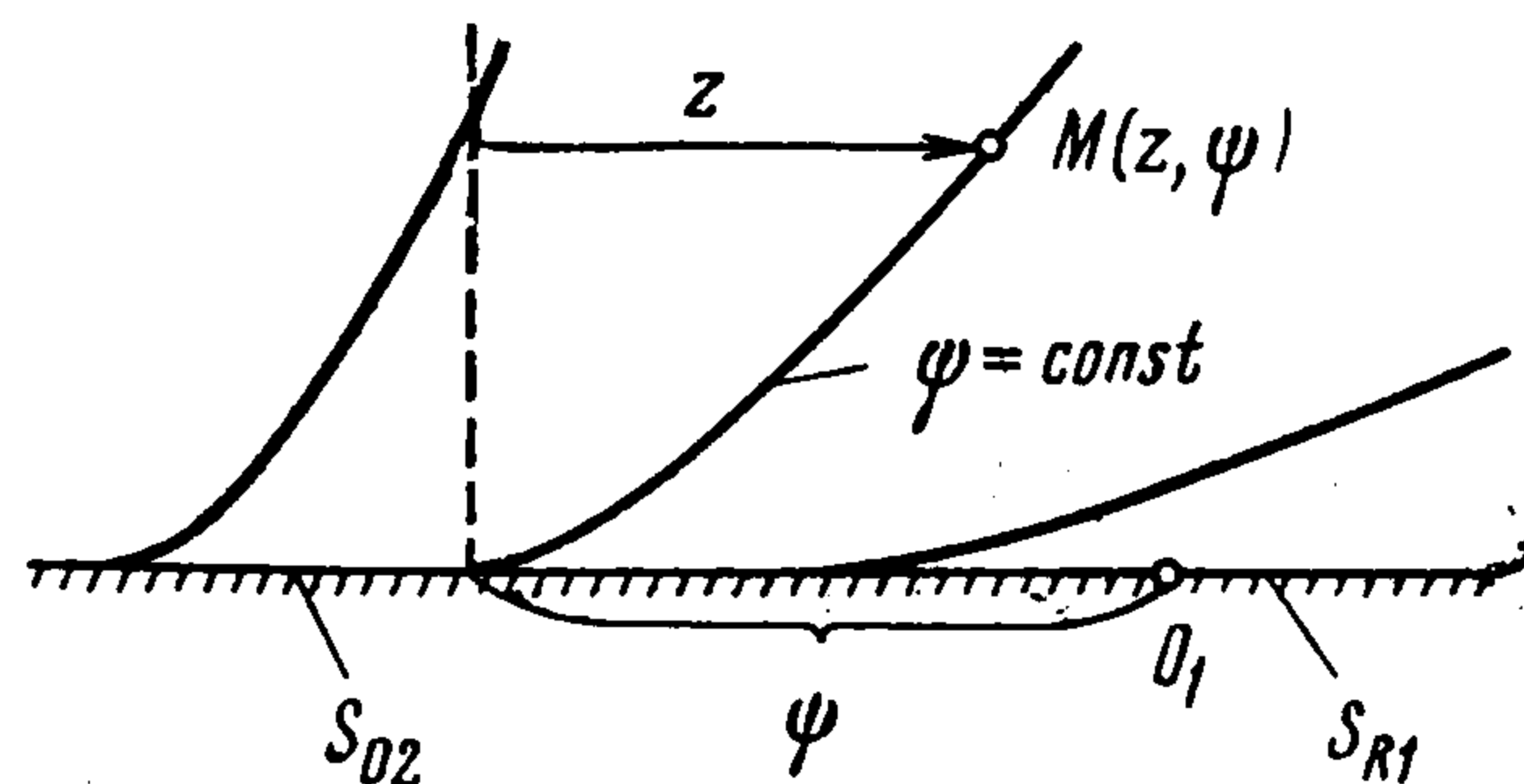
Обратный переход (для $\eta \geq 0$) осуществляется по формулам

$$\zeta = \zeta_1 + z + \psi, \quad \eta = z^2\psi^2 \quad (3.2)$$

Линии $\psi = \text{const}$ соответствуют параболам, касающимся оси $\eta = 0$, причем величина ψ , а также кривизна парабол стремятся к нулю при стремлении их точек касания к O_1 , так что последняя парабола $\psi = 0$ совпа-



Фиг. 3



Фиг. 4

дает с линией $\eta = 0$ $\zeta \geq \zeta_1$. Переменная z представляет собой проекцию на ось $\eta = 0$ расстояния от рассматриваемой точки (z, ψ) до начала соответствующей параболы. Оказалось, что в этих переменных система газодинамических уравнений (1.1) допускает решения, удовлетворяющие условию непротекания на S , в виде следующих степенных рядов:

$$u = u_0^{**}(\psi) + zu_1^{**}(\psi) + \dots, \quad p = p_{00} + zp_1^{**}(\psi) + \dots \quad (3.3)$$

Уравнения (1.1) в переменных z, ψ приобретают вид:

$$\begin{aligned} D(u) - X2z\psi(\psi + z)(w^2 + v^2) &= 0 \\ D(v) + 2z\psi(\psi + z)(Xuv + Yw^2) &= \rho^{-1}X(p_z + p_\psi) \\ D(w) + 2z\psi(z + \psi)(Xuw - Yvw) &= 2z\psi/\rho^{-1}(zp_z - \psi p_\psi) \\ D(\rho) + 2\rho z\psi(zw_z - \psi w_\psi) + X\rho(v_z + v_\psi) &+ \\ + 2\rho z\psi(\psi + z)(2Xu - Yv) &= 0 \\ \rho 2\kappa(\kappa - 1)^{-1} + \rho(u^2 + v^2 + w^2) - \rho V_{\max}^2 &= 0 \\ D(\cdot) \equiv (2z^2\psi w + Xv) \partial(\cdot) / \partial z &+ (Xv - 2z\psi^2 w) \partial(\cdot) / \partial \psi \end{aligned} \quad (3.4)$$

При подстановке (3.3) в систему из четвертого уравнения следует $v_1 = 0$, а второе уравнение требует $p_1 = p_2 = p_3 = 0$. При этих условиях получаются непротиворечивые рекуррентные соотношения для коэффициентов рядов (3.3), содержащие, как в случае (2.2), две произвольные функции $u_0^{**}(\psi)$ и $u_1^{**}(\psi)$. Главные члены разложений имеют вид

$$u = u_0^{**} + zu_1^{**} + \dots, \quad v = -2z^2\psi^2 u_0^{**} + \dots$$

$$\begin{aligned}
 w &= -z \frac{u_0^{**}}{(u_0^{**})'} [(u_0^{**})' + u_1^{**}] + \dots \\
 p &= p_{00} - z^4 \rho_0 \left\{ \psi^4 (u_0^{**})^2 + \frac{1}{2} k \psi^2 \frac{(u_0^{**})^2}{(u_0^{**})'^2} [(u_0^{**})' + u_1^{**}]^2 \right\} + \dots \quad (3.5) \\
 \rho &= \rho_0 + O(z) = 2p_{00} \kappa (\kappa - 1)^{-1} [V_{\max}^2 - (u_0^{**})^2]^{-1} + \dots \\
 p_{00} &= \text{const}
 \end{aligned}$$

Следовательно, при некоторых условиях для функций $u_0^{**}(\psi)$ и $u_1^{**}(\psi)$, обеспечивающих сходимость степенных рядов, рассмотренная картина течения в окрестности O_1 возможна, причем слева от точки O_1 решения получают в виде рядов по z , которые могут быть перестроены в ряды по $\sqrt{\eta}$, с главными членами вида (2.2). В самом деле, переменные z , ψ при $\zeta < \zeta_1$ и при $\eta \ll (\zeta - \zeta_1)^2$ (вблизи $\eta = 0$, но вдали от точки O_1) выражаются в виде

$$z \approx \frac{\sqrt{\eta}}{\zeta_1 - \zeta} + O\left(\frac{\sqrt{\eta}}{(\zeta_1 - \zeta)^3}\right), \quad \psi \approx (\zeta_1 - \zeta) + O\left(\frac{\sqrt{\eta}}{\zeta_1 - \zeta}\right) \quad (3.6)$$

Справа от точки O_1 вблизи $\eta = 0$ имеем

$$z \approx (\zeta - \zeta_1) + O\left(\frac{\sqrt{\eta}}{\zeta - \zeta_1}\right), \quad \psi \approx \frac{\sqrt{\eta}}{\zeta - \zeta_1} + O\left(\frac{\sqrt{\eta}}{(\zeta - \zeta_1)^3}\right) \quad (3.7)$$

и главные члены рядов (3.5) принимают вид, соответствующий (1.3).

Таким образом, факт существования непротиворечивых разложений решения в степенные ряды в предположенной картине течения около стыковки регулярной и особой поверхностей тока указывает на возможность таких течений, хотя для полного доказательства существования решения желательно установить условия на произвольные функции, которые обеспечивают сходимость применяемых разложений.

4. Если течение симметрично относительно некоторой плоскости $\zeta = 0$, то на особой поверхности тока S_{O_2} производная $\partial u / \partial \zeta \rightarrow 0$ при $\zeta \rightarrow 0$. Поэтому в окрестности точки $\zeta = 0$ особой поверхности тока S_{O_2} необходимы другие разложения, ибо разложения (2.3) теряют смысл.

В этом случае оказалось возможным построить решение в сферической системе координат r, θ, φ с осью $\theta = 0$, проходящей через $\zeta = 0$ (фиг. 5). Уравнения (1.1) в этой системе координат, как известно, имеют вид:

$$\begin{aligned}
 q \sin \theta u_\theta^2 + w u_\varphi - q^2 \sin \theta - w^2 \sin \theta &= 0 \quad (4.1) \\
 q \sin \theta q_\theta + w q_\varphi + q u \sin \theta - w^2 \cos \theta &= -\rho^{-1} \sin \theta p_\theta \\
 q \sin \theta w_\theta + w u_\varphi + u w \sin \theta + q w \cos \theta &= -\rho^{-1} p_\varphi \\
 q \sin \theta \rho_\theta + w \rho_\varphi + \rho (2u \sin \theta + \sin \theta q_\theta + q \cos \theta + w_\varphi) &= 0 \\
 2p\kappa (\kappa - 1)^{-1} + \rho (u^2 + q^2 + w^2) &= \rho V_{\max}^2
 \end{aligned}$$

где u, q, w — компоненты вектора скорости, соответствующие направлениям изменения r, θ, φ .

Поверхность тока S пусть задана следующими рядами:

$$\begin{aligned}
 \varphi &= a_1 \theta + a_2 \theta^2 + \dots \text{ при } \varphi \leq 1/2\pi, \quad \varphi = \pi - a_1 \theta - a_2 \theta^2 \dots \quad (4.2) \\
 &(\varphi > 1/2\pi)
 \end{aligned}$$

Параметры течения с учетом симметрии и условия непротекания на S представим в (4.1) следующими разложениями:

$$u = u_0^\circ(\varphi) + \theta u_1^\circ(\varphi) + \dots, \quad q = \theta q_1^\circ(\varphi) + \theta^2 q_2^\circ(\varphi) + \dots \quad (4.3)$$

$$w = \theta w_1^\circ(\varphi) + \theta^2 w_2^\circ(\varphi) + \dots, \quad p = p_{00} + \theta p_1^\circ(\varphi) + \dots$$

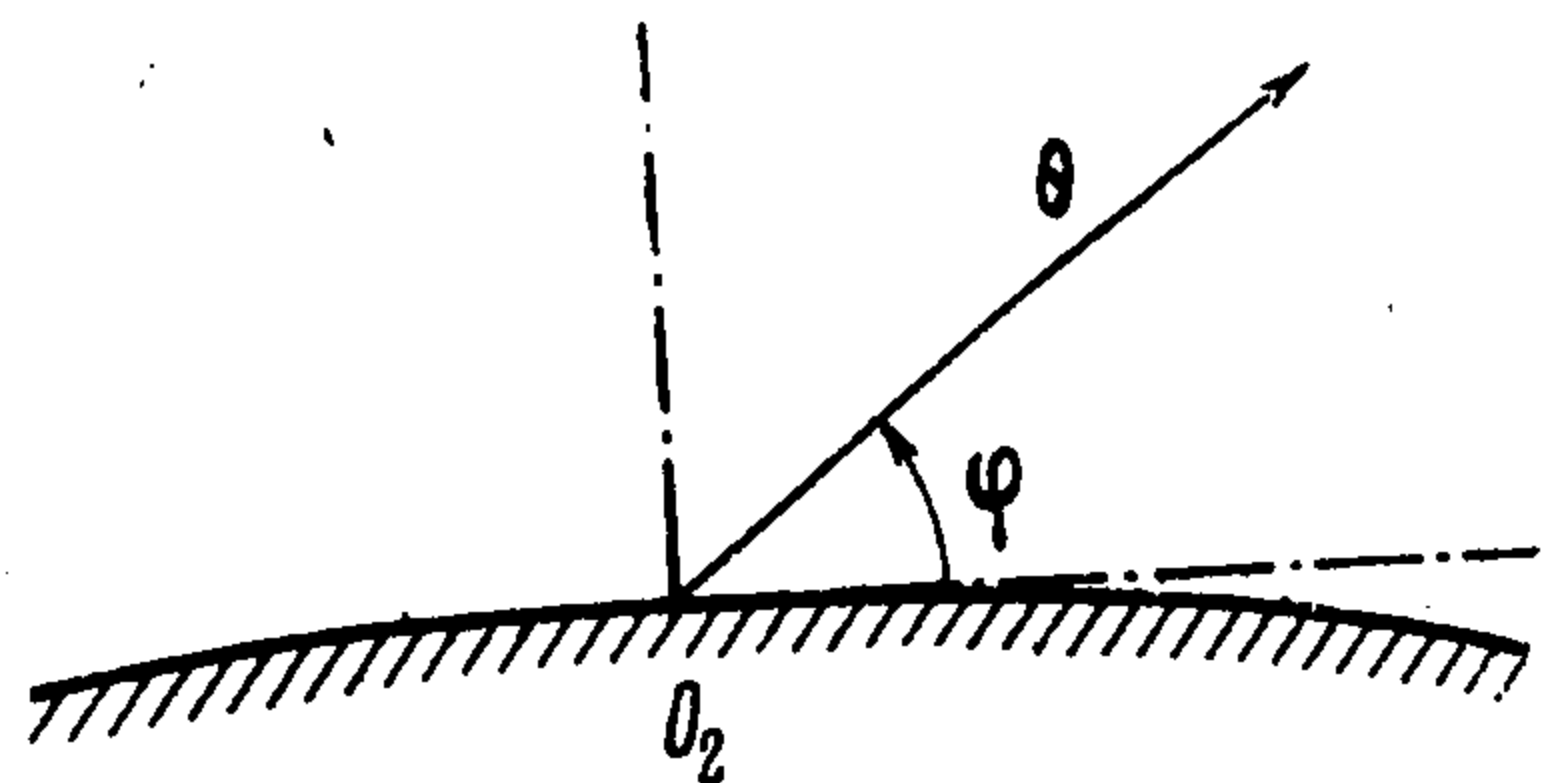
$$\rho = \rho_0^\circ(\varphi) + \theta \rho_1^\circ(\varphi) + \dots$$

При помощи таких разложений коническое течение в окрестности точки симметрии O_2 исследовалось рядом авторов, например [7,8].

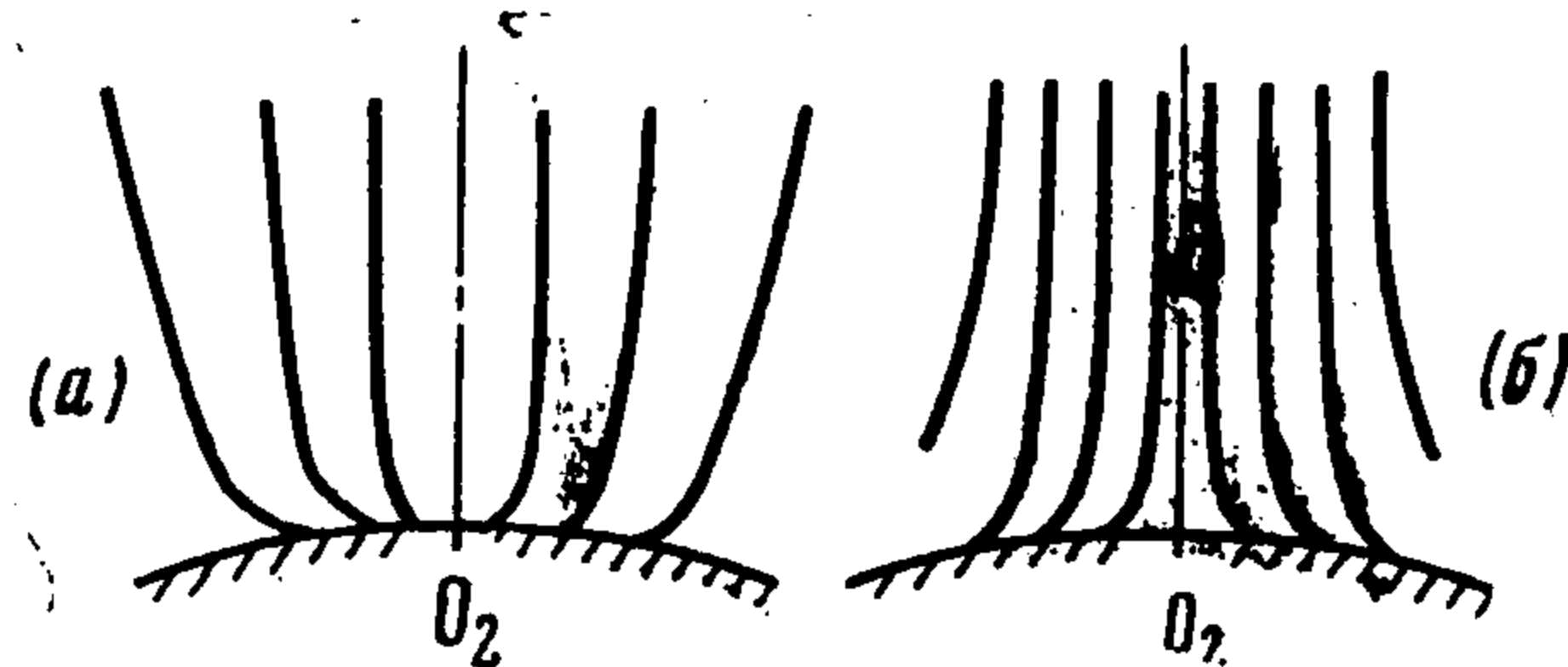
Первое уравнение дает

$$(u_0^\circ)' w_1^\circ = 0 \quad (4.4)$$

Случай $(u_0^\circ)' \neq 0$, $w_1^\circ = 0$ приводит к необходимости наличия особой точки для распределения энтропии и плотности (называемой в ряде работ



Фиг. 5



Фиг. 6

энтропийной особенностью Ферри [1]). В этом случае, подробно рассмотренном в упомянутых работах, изэнтропы сходятся к точке O_2 , и поэтому этот случай соответствует регулярной поверхности тока S_R (или S_{O_1}).

Рассмотрим случай $(u_0^\circ)' = 0$, $w_1^\circ \neq 0$, который, как оказалось, также дает непротиворечивые рекуррентные формулы для коэффициентов рядов (4.2). Для первых членов разложения получаем

$$q_1^\circ u_1^\circ + w_1^\circ u_1^{\circ'} = 0 \quad q_1^{\circ 2} + w_1^\circ q_1^{\circ'} + u_0^\circ q_1^\circ = -\frac{2}{\rho_0^\circ} p_2^\circ \quad (4.5)$$

$$q_1^\circ w_1^\circ + w_1^\circ w_1^{\circ'} + u_0^\circ w_1^\circ = -p_2^{\circ'}/\rho_0^\circ$$

$$q_1^\circ = -\frac{1}{2} w_1^{\circ'} - u_0^\circ, \quad \rho_0^\circ = \text{const}, \quad u_0^\circ = \text{const}$$

Эта система сводится к одному нелинейному дифференциальному уравнению для w_1°

$$w_1^\circ (w_1^{\circ''''} + 4w_1^{\circ'}) - u_0^\circ (w_1^{\circ''} + 4w_1^\circ) = 0 \quad (4.6)$$

Уравнение имеет следующее двухпараметрическое семейство периодических решений, в чем можно убедиться проверкой

$$w_1^\circ = A \sin 2\varphi + B \cos 2\varphi \quad (4.7)$$

где A и B — произвольные постоянные.

Учитывая условие непротекания на S ($w_0^\circ = 0$ при $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$), а также условие симметрии ($w_0^\circ = 0$ при $\varphi = \pi/2$), для первых коэффициентов рядов (4.3) получаем формулы

$$w_1^\circ = A \sin 2\varphi, \quad q_1^\circ = -A \cos 2\varphi - u_0^\circ \quad (4.8)$$

Для остальных коэффициентов получается система рекуррентных линейных дифференциальных уравнений с соответствующими граничными условиями.

Рассмотрим предельную форму изэнтроп. Их уравнение можно записать в виде

$$\frac{d\theta}{\theta} \approx \frac{q_1^\circ d\varphi}{w_1^\circ} [1 + O(\theta)] \quad (4.9)$$

Подставляя (4.8) и интегрируя, получим уравнение изэнтроп

$$\theta \approx \frac{C(\sigma)}{\sqrt{\sin 2\varphi}} \operatorname{ctg}^N(\varphi) \quad \left(N = \frac{u_0^\circ}{2A}\right) \quad (4.10)$$

или, переходя к координатам η , ζ по формулам

$$\zeta \approx \theta \cos \varphi, \quad \eta \approx \theta \sin \varphi + O(\theta^2)$$

получим (изменяя обозначение постоянной интегрирования, зависящей от величины энтропийной функции σ)

$$\eta = C_1(\sigma) \zeta^l \quad \left(l = \frac{u_0^\circ - A}{u_0^\circ + A}\right) \quad (4.11)$$

Легко видеть, что при $|A| \neq |u_0^\circ|$ величина $q_1^\circ \neq 0$, и поэтому поверхность тока S в этом случае соответствует изэнтропе, а окрестность точки O_2 является либо седлом ($|A| > |u_0^\circ|$), либо узлом ($|A| < |u_0^\circ|$) семейства изэнтроп с энтропийной особенностью. Чтобы получить особую поверхность тока S_{O_2} , необходимо обеспечить равенство нулю составляющей q при $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$, т. е. положить

$$A = -u_0^\circ \quad (4.12)$$

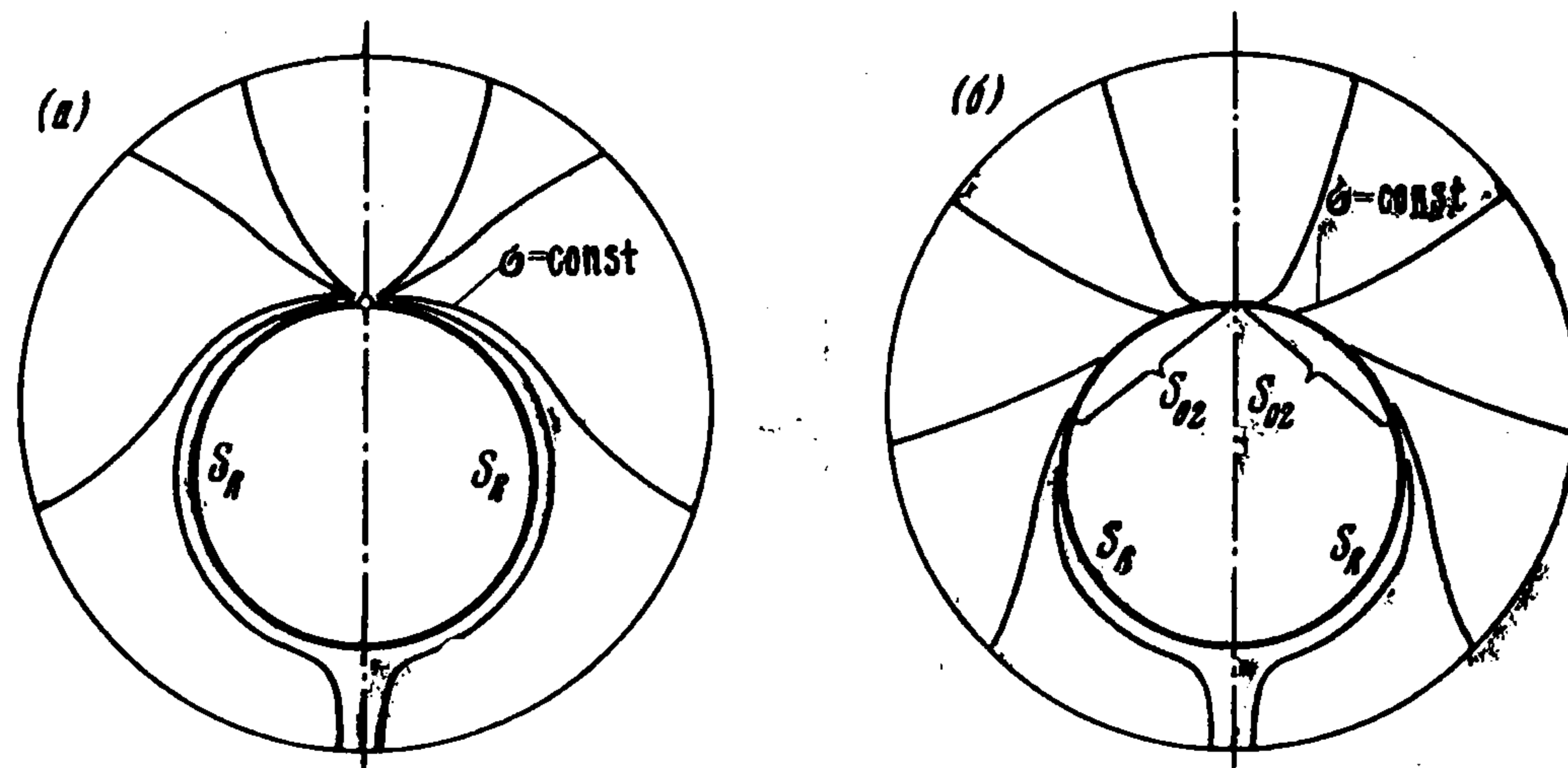
Для последующих коэффициентов разложения получится система рекуррентных обыкновенных дифференциальных уравнений с краевыми условиями, соответствующими условию непротекания на S_{O_2} .

Таким образом, факт существования симметричного решения (4.12) с условием на S такого же типа ($q = 0$, $w = 0$) как на особой поверхности тока S_{O_2} , указывает на возможность конфигураций изэнтроп в окрестности точки O_2 двух видов (фиг. 6), при этом точка O_2 не будет энтропийной особенностью, так как изэнтропы не сходятся к точке O_2 , а оканчиваются на S_{O_2} в различных точках, непрерывно распределенных по S_{O_2} . Отметим, что случай $A = u_0^\circ$ соответствует S_{O_2} , расположенной в плоскости $\varphi = \pi/2$.

5. Итак, наряду с обычными регулярными поверхностями тока в коническом течении, совпадающими с изэнтропами, могут существовать особые конические поверхности тока с распределенной по ним переменной энтропией и являющиеся огибающими семейства изэнтроп. При этом особые поверхности тока могут непрерывно переходить в регулярные, а также допускают симметричное решение без каких-либо энтропийных особенностей на поверхности S или в поле течения.

Изложенные результаты позволяют предполагать существование новой схемы безотрывного обтекания конических тел (фиг. 7, б), отличной от схемы, предложенной Ферри [1] с энтропийной особенностью в точках схождения линий тока (фиг. 7, а). В предлагаемой схеме поверхность конического тела может частично примыкать к регулярной поверхности тока (например, наветренная и боковая поверхности конуса под углом атаки), а

частично примыкать к особой поверхности тока (подветренная часть конуса в окрестности задней критической точки). При этом на первой части поверхности энтропия постоянна (но давление и скорости переменны),



Фиг. 7

а на второй части давление постоянно, а энтропия переменна и непрерывно переходит от значения энтропии передней части к значению энтропии в задней критической точке. Возможны, по-видимому, и более сложные схемы течения с появлением ряда участков с постоянной и переменной энтропией.

При этом на участках с постоянной энтропией в разложениях могут появиться дробные степени координат (т. е. участки типа $S_{0,1}$) и более сложные картины стыковки различных поверхностей. Поэтому приведенная схема течения не является исчерпывающей и должна проверяться и дополняться на основе численных расчетов и эксперимента. Заметим, что численные расчеты [8] выполнены для сравнительно небольших углов атаки конуса (меньших, чем угол полураствора конуса) и не могут, к сожалению, быть использованы для проверки существования области $S_{0,2}$, которая в этих случаях, по-видимому, весьма мала.

Автор благодарит А. А. Дородницына, В. Я. Нейланда, В. В. Сычева и А. С. Фонарева за обсуждение результатов и ценные замечания.

Поступила 23 IV 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. F e r r i A. Supersonic flow around circular cones at angles of attack. NASA, Techn. Repts., 1951, No. 1045.
2. М е л н и к Р., Ш е и н г Р. Структура сжатого слоя и энтропийные слои в гиперзвуковых конических течениях. Сб. «Исследование гиперзвуковых течений». М., «Мир», 1964.
3. С а п у н к о в Я. Г. Круговой конус под углом атаки в гиперзвуковом потоке газа. ПММ, 1963, т. 27, вып. 5.
4. M u n s o n A. G. The vortical layer on an inclined cone. J. Fluid mech. 1964, vol. 20, pt 4, pp. 625—643.
5. K e n n e t H. The inviscid hypersonic flow on the windward side of a delta wing. Internat. Aeronaut. Sci., 1963, No. 63—55.
6. C h e n g H. K. Hypersonic flows past a yawed circular cone and other pointed bodies. J. Fluid mech., 1962, vol. 12, pt 2, pp. 169—191.
7. H o l t M. A vortical singularity in conical flow. Quart. J. Mech. and Appl. Math., 1954, vl. 7, No. 4, pp. 438—445.
8. Б а б е н к о К. И., В о с к р е с е н с к и й Г. П., Л ю б и м о в А. Н., Р у с а н о в В. В. Пространственное обтекание гладких тел идеальным газом. М., «Наука», 1964.