

К ТЕОРИИ СИЛЬНОГО ВЗРЫВА В ТЕПЛОПРОВОДНОМ ГАЗЕ

В. В. Сычев

(Москва)

В 1946 г. Л. И. Седовым было дано точное решение задачи о сильном взрыве с плоскими, цилиндрическими и сферическими ударными волнами [1]. Это решение было построено для случая идеального газа, лишенного трения и теплопроводности. Следствием этих предположений явился особый характер его поведения в окрестности центра взрыва, где роль теплопроводности, как известно, является определяющей [2].

Основная цель настоящей работы состоит в построении, на основе использования метода внутренних и внешних асимптотических разложений, решения, равномерно справедливого во всем поле течения, включая его центральную часть. Точнее говоря, задача состоит в нахождении главного члена внутреннего асимптотического разложения на основе сращивания с решением Л. И. Седова, поскольку оно является главным членом внешнего асимптотического разложения.

1. Определяющими параметрами задачи о сильном взрыве (без противодавления) в вязком теплопроводном газе являются: плотность газа в невозмущенной области ρ_∞ , энергия E_0 , реализуемая при взрыве заряда, а также константа пропорциональности C в зависимости коэффициента вязкости от удельной энтальпии, который примем линейным

$$\mu = Ch \quad (1.1)$$

Размерности этих величин следующие:

$$[\rho_\infty] = \frac{M}{L^3}, \quad [E_0] = \frac{ML^\nu}{T^2}, \quad [C] = \frac{MT}{L^3} \quad (1.2)$$

Здесь M, L, T — соответственно символы массы, длины и времени, а $\nu = 0, 1, 2$ — соответственно для плоского, цилиндрического и сферического случаев. Из определяющих параметров задачи можно составить комбинации, имеющие размерности времени и длины

$$t^* = \frac{C}{\rho_\infty}, \quad l^* = C^{\frac{2}{3+\nu}} E^{\frac{1}{3+\nu}} \rho_\infty^{-\frac{3}{3+\nu}} \quad (1.3)$$

Принимая эти величины в качестве масштабов, введем безразмерные независимые переменные

$$t^\circ = t/t^*, \quad y^\circ = y/l^* \quad (1.4)$$

Искомые функциями задачи являются скорость v , давление p , плотность ρ и удельная энтальпия h . Определим безразмерные значения этих функций соотношениями

$$v^\circ = \frac{v}{l^*/t^*}, \quad p^\circ = \frac{p}{\rho_\infty (l^*/t^*)^2}, \quad \rho = \frac{\rho}{\rho_\infty}, \quad h = \frac{h}{(l^*/t^*)^2} \quad (1.5)$$

Система уравнений Навье — Стокса для произвольного одномерного движения вязкого теплопроводного газа, записанная с учетом (1.1) в без-

размерных переменных (1.4), (1.5), имеет вид ¹

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{4}{3} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} v \frac{v}{y} \right) + 2v \frac{h}{y} \left(\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{v}{y} \right) \\ \rho \left(\frac{\partial h}{\partial t} + v \frac{\partial h}{\partial y} \right) &= \frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial y} \left(h y^v \frac{\partial h}{\partial y} \right) + 2h \left[\left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + v \left(\frac{v}{y} \right)^2 \right] - \\ &\quad - \frac{2}{3} h \left(\frac{\partial v}{\partial y} + v \frac{v}{y} \right)^2 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho y^v) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v y^v) &= 0, \quad p = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \rho h \quad \left(\gamma = \frac{c_p}{c_v} \right) \end{aligned} \quad (1.6)$$

Здесь c_p и c_v — удельные теплоемкости газа, σ — число Прандтля.

Для дальнейшего удобно перейти от независимых переменных y, t декартовой, цилиндрической или сферической системы координат к переменным Лагранжа ψ, t , которые на основании уравнения неразрывности можно определить соотношениями

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} - \rho v y^v \frac{\partial}{\partial \psi}, \quad \frac{\partial}{\partial y} = \rho y^v \frac{\partial}{\partial \psi} \quad (1.7)$$

Система Навье — Стокса в новых независимых переменных имеет вид

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho y^v \frac{\partial p}{\partial \psi} &= \rho y^v \frac{\partial}{\partial \psi} \left[h \left(\frac{4}{3} \rho y^v \frac{\partial v}{\partial \psi} - \frac{2}{3} v \frac{v}{y} \right) \right] + 2v \frac{h}{y} \left(\rho y^v \frac{\partial v}{\partial \psi} - \frac{v}{y} \right) \\ \rho \frac{\partial h}{\partial t} &= \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\rho}{\sigma} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(y^{2v} \rho h \frac{\partial h}{\partial \psi} \right) + 2h \left[\left(\rho y^v \frac{\partial v}{\partial \psi} \right)^2 + v \left(\frac{v}{y} \right)^2 \right] - \\ &\quad - \frac{2}{3} h \left(\rho y^v \frac{\partial v}{\partial \psi} + v \frac{v}{y} \right)^2 \\ \rho y^v \frac{\partial y}{\partial \psi} &= 1, \quad \frac{\partial y}{\partial t} = v, \quad p = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \rho h \end{aligned} \quad (1.8)$$

Задача сводится к определению главных членов асимптотического решения системы (1.8) при $t \rightarrow \infty$, удовлетворяющих начальным и граничным условиям.

2. Уравнениям (1.8) удовлетворяет асимптотическое решение

$$\begin{aligned} y &= a_0 t^{\frac{2}{3+v}} [Y_0(n) + O(t^{-\kappa})], \quad v = \frac{4a_0}{(3+v)(\gamma+1)} t^{-\frac{1+v}{3+v}} [V_0(n) + O(t^{-\kappa})] \\ p &= \frac{8a_0^2}{(3+v)^2(\gamma+1)} t^{-2\frac{1+v}{3+v}} [P_0(n) + O(t^{-\kappa})], \quad \rho = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} [R_0(n) + O(t^{-\kappa})] \\ h &= \frac{8a_0^2 \gamma}{(3+v)^2(\gamma+1)^2} t^{-2\frac{1+v}{3+v}} [H_0(n) + O(t^{-\kappa})] \end{aligned} \quad (2.1)$$

в котором выписаны лишь его главные члены, представляющие решение Л. И. Седова, и отброшены члены порядка $t^{-\kappa}$ (значение $\kappa > 0$ будет определено ниже); здесь a_0 — постоянная, а независимая переменная

$$n = \frac{1+v}{a_0^{1+v}} t^{-2\frac{1+v}{3+v}} \psi \quad (2.2)$$

Система обыкновенных дифференциальных уравнений для функций $F_0(n)$, которая получается после подстановки (2.1) в исходную систему

¹ Здесь и ниже верхний индекс над символами безразмерных переменных для простоты опускается.

уравнений (1.8), является хорошо известной системой уравнений одномерного изэнэргетического движения идеального газа [2].

После несложных преобразований она может быть записана в виде ¹

$$\begin{aligned} 2P_0' &= 2nV_0' + V_0, & (nP_0/R_0^\gamma)' &= 0, & P_0 &= R_0H_0 \\ (1+\nu)\frac{\gamma+1}{\gamma-1}R_0Y_0^\nu Y_0' &= 1, & (1+\nu)nY_0' - Y_0 + \frac{2}{\gamma+1}V_0 &= 0 \end{aligned} \quad (2.3)$$

Решение этих уравнений должно удовлетворять граничным условиям на поверхности ударной волны, которые для функций $F_0(n)$, определенных (2.1), будут иметь вид

$$F_0(1) = 1 \quad (2.4)$$

а также условию постоянства полной энергии в возмущенной области ²

$$\int_0^1 \left(\frac{P_0}{R_0} + V_0^2 \right) dn = \frac{(3+\nu)^2 (\gamma+1)^2 (1+\nu)}{2^{3+\nu} \pi^k a_0^{3+\nu}} E \quad \begin{cases} (k=0 \text{ при } \nu=0) \\ (k=1 \text{ при } \nu=1,2) \end{cases} \quad (2.5)$$

Для дальнейшего достаточно иметь лишь приближенное представление точного решения задачи (2.3) — (2.5), в малой окрестности центра взрыва. В этой области (при $n \rightarrow 0$) решение имеет вид

$$Y_0 = Y_{00} n^{\frac{\gamma-1}{\gamma(1+\nu)}} [1 + O(n^\alpha)], \quad V_0 = V_{00} n^{\frac{\gamma-1}{\gamma(1+\nu)}} [1 + O(n^\alpha)] \quad \left(\alpha = \frac{\gamma-1}{\gamma(1+\nu)} \right)$$

$$P_0 = P_{00} [1 + O(n^\alpha)], \quad R_0 = R_{00} n^{\frac{1}{\gamma}} [1 + O(n^\alpha)], \quad H_0 = H_{00} n^{-\frac{1}{\gamma}} [1 + O(n^\alpha)]$$

Здесь постоянные связаны на основании (2.3) соотношениями

$$\begin{aligned} Y_{00} &= \left(\frac{\gamma}{\gamma+1} P_{00}^{-\frac{1}{\gamma}} \right)^{\frac{1}{1+\nu}}, & R_{00} &= P_{00}^{\frac{1}{\gamma}} \\ V_{00} &= \frac{\gamma+1}{2\gamma} \left(\frac{\gamma}{\gamma+1} P_{00}^{-\frac{1}{\gamma}} \right)^{\frac{1}{1+\nu}}, & H_{00} &= P_{00}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \end{aligned} \quad (2.7)$$

т. е. выражаются через постоянную P_{00} , которая так же, как и постоянная a_0 в выражениях (2.1), известна из точного решения [2].

3. Для определения асимптотических разложений, справедливых во внутренней области течения, необходимо воспользоваться условиями их сращивания с внешними разложениями (2.1). Пусть независимой переменной порядка единицы для внутренней области будет

$$N = \psi t^{-2\frac{1+\nu}{3+\nu} + \delta} \quad (3.1)$$

где $\delta > 0$, так что на основании (2.2) имеем

$$n = \frac{1+\nu}{a_0^{1+\nu}} N t^{-\delta} \quad (3.2)$$

Согласно известному принципу сращивания внутренних и внешних разложений [3], необходимо потребовать, чтобы внутренний предел внешних разложений (получаемый путем подстановки (3.2) в (2.1) и последую-

¹ Штрихом здесь и ниже обозначаются производные.

² Здесь E — безразмерная энергия взрыва

$$E = E_0 t^{*2} / \rho_\infty l^{*3+\nu}$$

щего перехода к пределу $t \rightarrow \infty$ при фиксированном N) совпадал с внешним пределом внутренних разложений (получаемым при $t \rightarrow \infty$ и фиксированном n , т. е., согласно (3.2), при $N \rightarrow \infty$).

В результате, пользуясь (2.6), находим следующие выражения для этих пределов, записанные в переменных внутреннего разложения

$$\begin{aligned}
 y &= a_0 Y_{00} \left(\frac{1+\nu}{a_0^{1+\nu}} N \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma(1+\nu)}} t^{\frac{2}{3+\nu} - \delta \frac{\gamma-1}{\gamma(1+\nu)}} [1 + O(t^{-\beta})] & (\beta = +\delta \frac{\gamma-1}{\gamma(1+\nu)}) \\
 v &= \frac{4a_0}{(3+\nu)(\gamma+1)} V_{00} \left(\frac{1+\nu}{a_0^{1+\nu}} N \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma(1+\nu)}} t^{-\frac{1+\nu}{3+\nu} - \delta \frac{\gamma-1}{\gamma(1+\nu)}} [1 + O(t^{-\beta})] \\
 p &= \frac{8a_0^2}{(3+\nu)^2(\gamma+1)} P_{00} t^{-2\frac{1+\nu}{3+\nu}} [1 + O(t^{-\beta})] \\
 \rho &= \frac{\gamma+1}{\gamma-1} R_{00} \left(\frac{1+\nu}{a_0^{1+\nu}} N \right)^{\frac{1}{\gamma}} t^{-\frac{\delta}{\gamma}} [1 + O(t^{-\beta})] \\
 h &= \frac{8a_0^2\gamma}{(3+\nu)^2(\gamma+1)^2} H_{00} \left(\frac{1+\nu}{a_0^{1+\nu}} N \right)^{\frac{1}{\gamma}} t^{-2\frac{1+\nu}{3+\nu} + \frac{\delta}{\gamma}} [1 + O(t^{-\beta})]
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Для нахождения значения δ , входящего в показатели степени выражений (3.1) — (3.3), определим внутреннюю область течения как такую окрестность центра взрыва, в которой роль теплопроводности является определяющей. Обращаясь к уравнению энергии (1.8), пользуясь формулами преобразования к независимым переменным t, N

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} - \left(2 \frac{1+\nu}{3+\nu} - \delta \right) \frac{N}{t} \frac{\partial}{\partial N}, \quad \frac{\partial}{\partial \psi} = t^{-2\frac{1+\nu}{3+\nu} + \delta} \frac{\partial}{\partial N} \tag{3.4}$$

и подставляя в него выражения (3.3), находим

$$\delta = \frac{\gamma(1+\nu)}{2(\gamma+\nu)} \tag{3.5}$$

4. Таким образом, форма внутреннего асимптотического решения теперь известна, и можем написать его в виде

$$\begin{aligned}
 y &= t^{\frac{2}{3+\nu} - \frac{\gamma-1}{2(\gamma+\nu)}} [y_0(N) + O(t^{-\lambda})], & v &= t^{-\frac{1+\nu}{3+\nu} - \frac{\gamma-1}{2(\gamma+\nu)}} [v_0(N) + O(t^{-\lambda})] \\
 p &= t^{-2\frac{1+\nu}{3+\nu}} [p_0(N) + O(t^{-\lambda})], & \rho &= t^{-\frac{1+\nu}{2(\gamma+\nu)}} [\rho_0(N) + O(t^{-\lambda})] \\
 h &= t^{-2\frac{1+\nu}{3+\nu} + \frac{1+\nu}{2(\gamma+\nu)}} [h_0(N) + O(t^{-\lambda})]
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

(значение $\lambda > 0$ определено ниже).

Условия срачивания этих разложений с внешними асимптотическими разложениями, на основании (3.3), (3.5), имеют вид

$$\begin{aligned}
 y_0(N) &\rightarrow a_0 Y_{00} \left(\frac{1+\nu}{a_0^{1+\nu}} N \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma(1+\nu)}}, & v_0(N) &\rightarrow \frac{4a_0}{(3+\nu)(\gamma+1)} V_{00} \left(\frac{1+\nu}{a_0^{1+\nu}} N \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma(1+\nu)}} \\
 p_0(N) &\rightarrow \frac{8a_0^2}{(3+\nu)^2(\gamma+1)} P_{00}, & \rho_0(N) &\rightarrow \frac{\gamma+1}{\gamma-1} R_{00} \left(\frac{1+\nu}{a_0^{1+\nu}} N \right)^{1/\gamma} & \text{при } N \rightarrow \infty \\
 h_0(N) &\rightarrow \frac{8a_0^2\gamma}{(3+\nu)^2(\gamma+1)^2} H_{00} \left(\frac{1+\nu}{a_0^{1+\nu}} N \right)^{-1/\gamma}
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

Система обыкновенных дифференциальных уравнений, которым должны удовлетворять функции $f_0(N)$ в разложениях (4.1), получается подстановкой этих разложений в исходную систему уравнений (1.8).

В результате получаем

$$p_0' = 0, \quad \frac{1}{\sigma} \frac{\gamma}{\gamma-1} p_0 (y_0^{2\nu} h_0')' + \left[2 \frac{1+\nu}{3+\nu} - \frac{(1+\nu)\gamma}{2(\gamma+\nu)} \right] \left(N h_0' + \frac{h_0}{\gamma} \right) = 0$$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} p_0 y_0^\nu y_0' = h_0, \quad p_0 = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_0}{h_0}$$

$$v_0 = \left[\frac{2}{3+\nu} - \frac{\gamma-1}{2(\gamma+\nu)} \right] y_0 - \left[2 \frac{1+\nu}{3+\nu} - \frac{(1+\nu)\gamma}{2(\gamma+\nu)} \right] N y_0' \quad (4.3)$$

Граничными условиями для этих уравнений, кроме асимптотических условий (4.2), будут очевидные условия симметрии в центре взрыва

$$y_0(0) = v_0(0) = h_0'(0) = 0 \quad (4.4)$$

Дальнейшая задача состоит в интегрировании системы (4.3) при этих граничных условиях.

5. Прежде всего заметим, что, согласно первому из уравнений (4.3), давление, как и следовало ожидать, постоянно поперек внутренней области течения и, на основании (4.2), равно

$$p_0 = \frac{8a_0^2}{(3+\nu)^2(\gamma+1)} P_{00} \quad (5.1)$$

Для дальнейшего обозначим

$$y_0 = g_0^{\frac{1}{1+\nu}} \quad (5.2)$$

Из третьего уравнения (4.3) имеем

$$h_0 = \frac{\gamma}{(1+\nu)(\gamma-1)} p_0 g_0' \quad (5.3)$$

Тогда, интегрируя второе уравнение (4.3), с учетом граничных условий (4.4) получаем

$$g_0^m g_0'' + A \left(N g_0' - \frac{\gamma-1}{\gamma} g_0 \right) = 0, \quad m = \frac{2\nu}{1+\nu}$$

$$A = \frac{\gamma-1}{\gamma p_0} \sigma \left[2 \frac{1+\nu}{3+\nu} - \frac{(1+\nu)\gamma}{2(\gamma+\nu)} \right] \quad (5.4)$$

Таким образом, задача свелась к интегрированию одного обыкновенного уравнения второго порядка с краевыми условиями

$$g_0(0) = 0, \quad g_0(N) \rightarrow a_0^{1+\nu} Y_{00}^{1+\nu} \left(\frac{1+\nu}{a_0^{1+\nu}} N \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \text{ при } N \rightarrow \infty \quad (5.5)$$

Характер поведения решения (5.4), (5.5) нетрудно установить. Первое из условий (5.5) вместе с очевидным требованием, чтобы первая производная $g_0'(0)$ имела конечное и отличное от нуля значение, приводит к единственному представлению искомой функции в окрестности особой точки $N = 0$

$$g_0(N) = cN (1 + a_1 N^\alpha + a_2 N^{2\alpha} + \dots) \quad (\alpha = 2 - m) \quad (5.6)$$

Здесь c — произвольная постоянная, выбор которой должен производиться на основании удовлетворения второму из условий (5.5); остальные коэффициенты (5.6) определяются рекуррентными соотношениями,

которые здесь не выписываются. В окрестности бесконечно удаленной точки уравнению (5.4) удовлетворяет асимптотическое представление вида

$$g_0(N) = kN^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} [1 + b_1 N^{-\beta} + b_2 N^{-2\beta} + \dots] \quad \left(\beta = 2 - m \frac{\gamma-1}{\gamma}\right) \quad (5.7)$$

Главный член этого разложения, как видим, соответствует условию (5.5), и, следовательно, все его коэффициенты известны.

Интегрирование уравнения (5.5) производилось численно. Используемый при этом метод описан в п. 7.

6. Степень приближения, которую обеспечивают внешнее и внутреннее асимптотические решения, будет определяться порядками членов, отброшенных в разложениях (2.1) и (4.1), т. е. значениями показателей κ и λ в этих разложениях.

Прежде всего заметим, что во внешней области течения отношение вязких и теплопроводных членов, отброшенных в уравнениях (2.3) к инерционным, как нетрудно проверить, имеет порядок t^{-1} . Далее, интеграл полной энергии течения (2.5) записан без учета вклада внутренней области и потому содержит относительную погрешность, подлежащую оценке. Для получения этой оценки введем в рассмотрение интеграл полной энергии

газа по части возмущенной области $(0, n)$

$$E(n) = \text{const} \int_0^n \left(\frac{P_0}{R_0} + V_0^2 \right) dn \quad (6.1)$$

Совершая в этом выражении переход к внутреннему пределу (т. е. выражая $E(n)$ при помощи (3.2) в переменных внутреннего разложения и переходя к пределу $t \rightarrow \infty$ при фиксированном N), получаем, пользуясь (2.6), что

$$E(n) \sim t^{\frac{(\gamma-1)(1+\nu)}{2(\gamma+\nu)}} \quad \text{при } n \rightarrow 0 \quad (6.2)$$

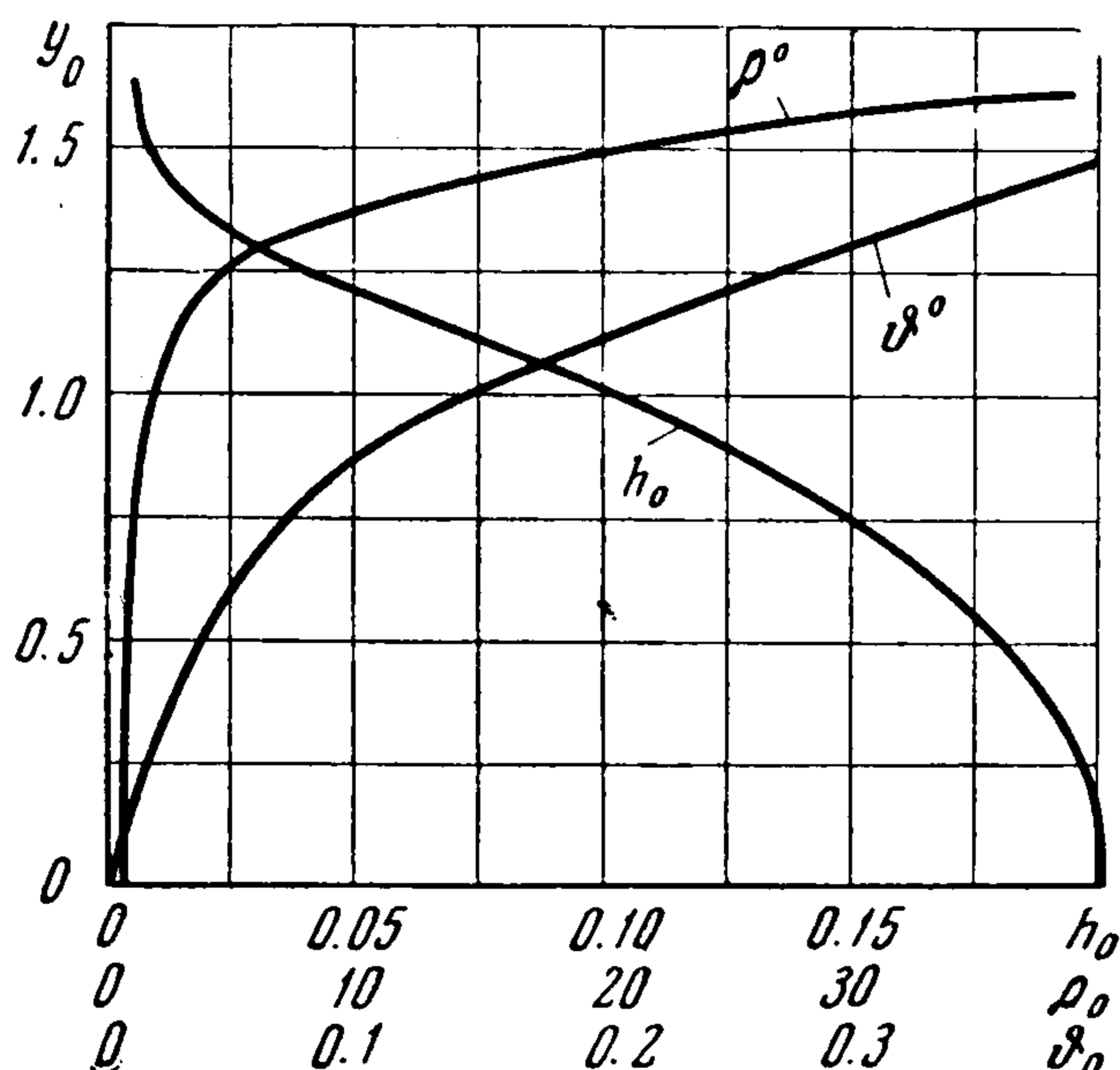
Поскольку во внешней области течения, где $n \sim 1$, величина $E(n) \sim 1$ и $1/2 (\gamma - 1) (1 + \nu) / (\gamma + \nu) < 1$, то полученная оценка и определяет степень приближения, обеспечиваемую решением (2.1).

Таким образом, получаем, что

$$\kappa = 1/2 (\gamma - 1) (1 + \nu) / (\gamma + \nu) \quad (6.3)$$

Во внутренней области течения отношение вязких и инерционных членов, отброшенных в уравнениях (4.3), к главным имеет порядок $t^{-1+\beta'}$, где $\beta' = 1/2 (1 + \nu) / (\gamma + \nu)$, а показателем степени в выражениях (3.3) имеем $\beta = 1/2 (\gamma - 1) / (\gamma + \nu)$. Поскольку $\beta < 1 - \beta'$, то в разложениях (4.1) следует положить

$$\lambda = 1/2 (\gamma - 1) / (\gamma + \nu) \quad (6.4)$$



Фиг. 1

7. В качестве примера были проведены расчеты параметров течения в центральной области точечного взрыва со сферическими ударными волнами ($\nu = 2$). Значения показателя адиабаты и число Прандтля принимались равными: $\gamma = 1.4$, $\sigma = 0.7$; постоянные P_{00} и a_0 были взяты из решения [2]: $a_0 = 1.033$, $P_{00} = 0.3655$.

Численное интегрирование уравнения (5.4) производилось на ЭВМ методом последовательных приближений. (Расчеты были выполнены инж. Н. С. Матвеевой, за что автор приносит ей благодарность.) Не останавливаясь на деталях, приведем основные моменты этого метода. Уравнение для k -го приближения записывалось в форме линейного уравнения

$$g_{0(k-1)}'' g_{0(k)}'' + A \left(N g_{0(k)}' - \frac{\gamma-1}{\gamma} g_{0(k)} \right) = 0 \quad (7.1)$$

причем за исходное (нулевое) приближение принималась линейная функция

$$g_{0(0)} = \frac{k N^{* \frac{\gamma-1}{\gamma}}}{N^*} N \quad (7.2)$$

удовлетворяющая краевым условиям (5.5); величина N^* выбиралась достаточно большой. Интегрирование (7.1) в каждом из последующих приближений (при выбранном значении N^*) производилось методом прогонки. После выполнения нужного числа приближений расчет повторялся для большего значения N^* и т. д. Шаг интегрирования (переменный в интервале $0, N^*$), количество итераций и величина N^* определялись из требования обеспечения точности порядка 0.01%.

Результаты расчетов для центральной области представлены на фиг. 1 в виде зависимостей $h_0(y_0)$, $\rho_0(y_0)$, $v_0(y_0)$, полученных на основании численного интегрирования уравнений (5.4). На фиг. 2 представлено изменение температуры для всего поля течения в различные моменты времени. При этом величина температуры отнесена к ее значению (в тот же момент времени) на поверхности ударной волны

$$\frac{T}{T_s} = \frac{(3 + \nu)^2 (\gamma + 1)^2}{8 a_0^2 \gamma} h_0 t^{\frac{1+\nu}{2(\gamma+\nu)}} \quad (7.3)$$

а расстояние от центра взрыва отнесено к мгновенному значению радиуса поверхности ударной волны

$$\frac{y}{y_s} = \frac{y_0}{a_0} t^{-\frac{\gamma-1}{2(\gamma+\nu)}} \quad (7.4)$$

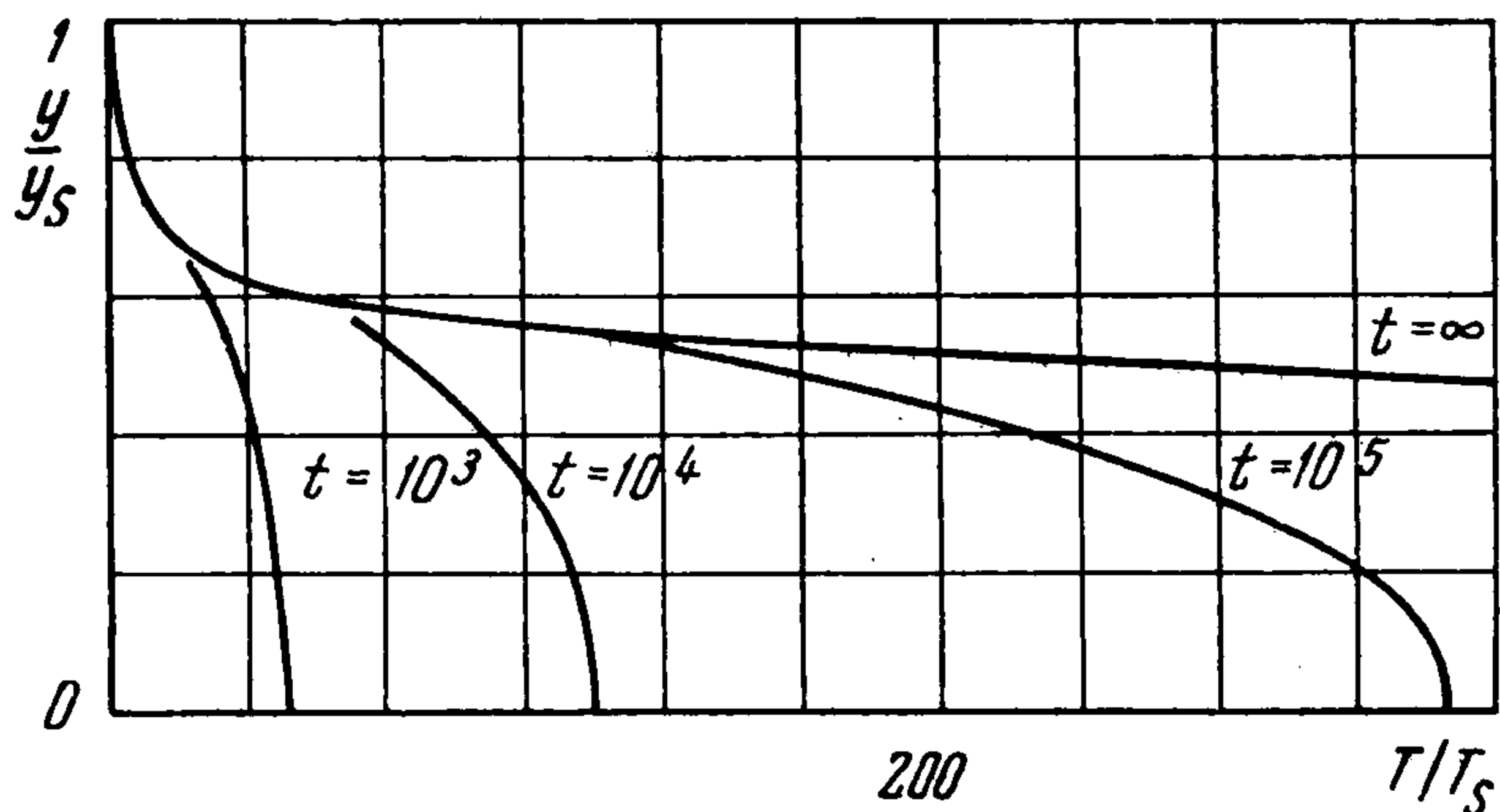
Как видно, кривые, представляющие профили температур в различные моменты времени ($t = 10^3, 10^4, 10^5$), плавно переходят в огибающую, соответствующую решению Л. И. Седова для внешней области ($t = \infty$).

Изменение величины T/T_s в центре взрыва показано на фиг. 3. Напомним, что через t всюду обозначено безразмерное время, определенное соотношениями (1.3), (1.4).

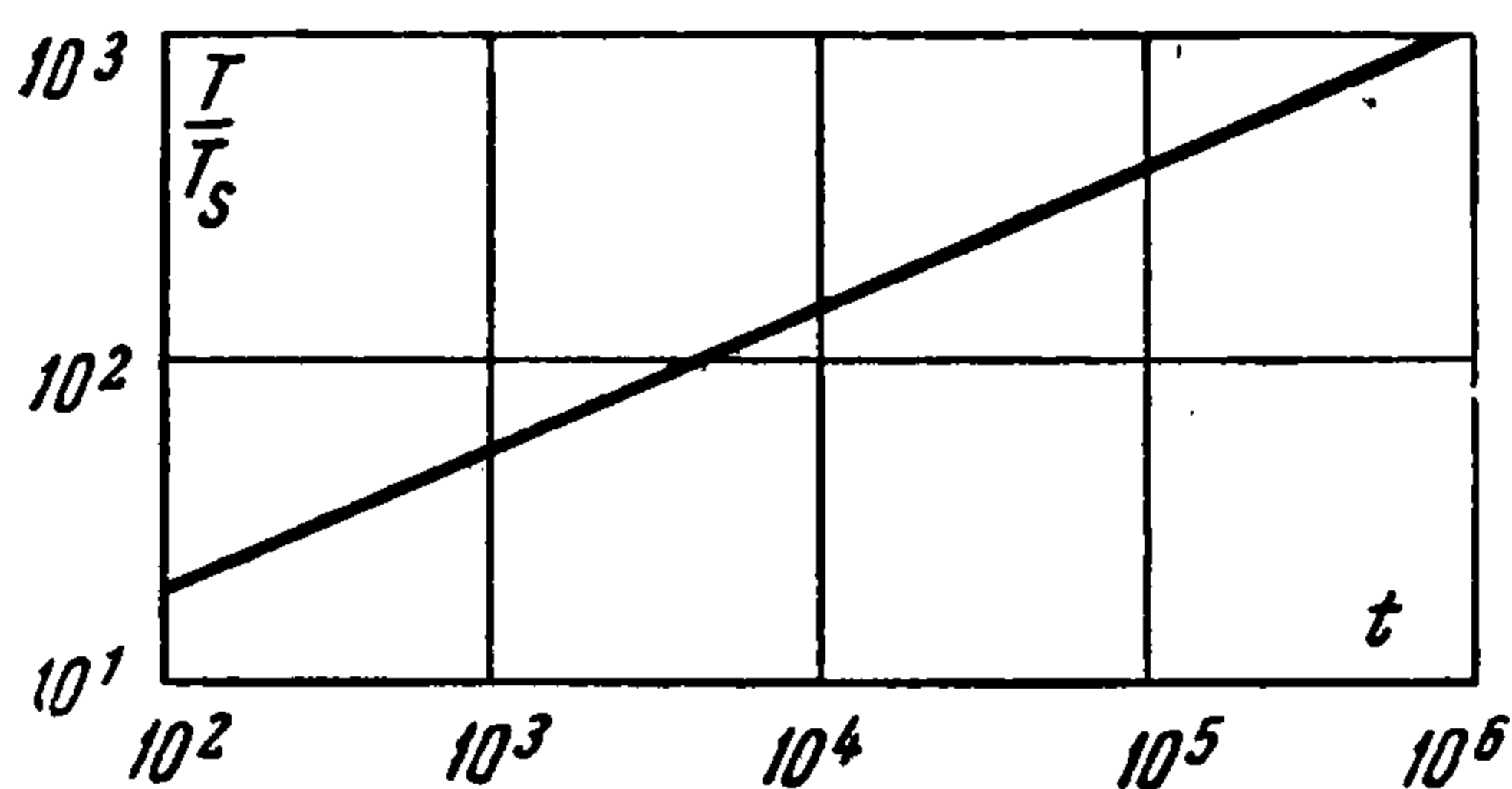
Поступила 1 XII 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Распространение сильных взрывных волн. ПММ, 1946, т. 10, вып. 2.
2. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. Гостехиздат, 1954.
3. Kaplan S., Lagerstrom P. A. Asymptotic expansions of Navier—Stokes solutions for small Reynolds numbers. J. Rat. Mech. Anal., 1957, vol. 6, No. 5.



Фиг. 2



Фиг. 3