

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ НАГРЕВАНИИ ВЕЩЕСТВА ИЗЛУЧЕНИЕМ ЛАЗЕРА

Ю. В. Афанасьев, В. М. Кроль, О. Н. Крохин,
И. В. Немчинов

(Москва)

Исследованы процессы нагревания и газодинамического движения веществ при воздействии мощного излучения лазера. Рассмотрен случай нагревания ограниченной прозрачной массы газа, а также решена задача о нагревании излучением первоначально холодного и неподвижного газа, заполняющего пространство, граничащее с вакуумом.

Указано на существование автомоделного режима движения, приводятся и сопоставляются результаты автомоделного решения и численных расчетов.

Обсуждается возможность использования полученных результатов для описания нагревания и испарения вещества с поверхности твердого тела в случае действия мощного излучения лазеров с модулированной добротностью.

В последнее время в связи с исследованием возможности нагревания вещества до высоких температур излучением лазеров с модулированной добротностью представляет существенный интерес рассмотрение ряда газодинамических задач, описывающих явления, происходящие при фокусировке излучения на поверхность конденсированных сред. Газодинамический подход к решению указанных задач диктуется тем обстоятельством, что при достаточно мощных потоках лазерного излучения рост температуры сопровождается возникающим газодинамическим движением вещества («испарением»), которое, в свою очередь, оказывает существенное влияние на весь процесс нагревания. Существенной особенностью рассматриваемого процесса, осложняющей решение задачи, является зависимость поглощаемой мощности от состояния вещества при его газодинамическом движении.

Действительно, если коэффициент поглощения на единицу массы есть величина постоянная, то основная часть падающего потока поглощается в слое приблизительно постоянной массы с оптической толщиной ~ 1 , и не зависящей в данном случае от состояния вещества. Однако, если коэффициент поглощения зависит от плотности и температуры, что реализуется, например, в ионизованном газе, то оптическая толщина вещества существенно зависит от распределения газодинамических величин. В последнем случае уравнение переноса излучения значительно усложняется за счет зависимости от газодинамических величин.

Учет газодинамического движения при нагревании малых объемов вещества с постоянной массой излучением лазера проводился в работах [1,2]. Однако во всех этих работах не рассматривались газодинамические уравнения, а движение вещества описывалось при помощи величин, усредненных по объему. Нагревание вещества с переменной массой без учета газодинамического движения рассматривалось в работе [3]. В работах [4,5] исследовалось газодинамическое движение заданной массы вещества, оптическая толщина которой была много меньше единицы, но поглощение зависело от температуры и плотности.

Ниже исследуется одномерная газодинамическая задача о нагревании вещества при падении мощного монохроматического излучения лазера на поверхность газа, первоначально холодного и неподвижного, заполняющего до нагрева полупространство, граничащее с вакуумом. Особенностью рассматриваемой задачи, в отличие от упомянутых выше, является точное решение газодинамических уравнений в слу-

чае переменной массы, охватываемой движением в течение действия импульса лазерного излучения.

Решение такой задачи может быть использовано для приближенного описания процесса испарения и нагревания твердого вещества, помещенного в вакуум, под действием излучения лазера.

1. Уравнения движения, неразрывности, энергии и переноса излучения в массовых лагранжевых координатах в плоском случае имеют вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial m} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial m} = 0, \quad \frac{\partial e}{\partial t} + p \frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{\partial F}{\partial m}, \quad \frac{\partial F}{\partial m} = -KvF \quad (1.1)$$

Здесь u — скорость, p — давление, v — удельный объем, e — внутренняя энергия единицы массы, F — поток излучения, K — коэффициент поглощения, m — массовая координата.

В начальный момент времени вещество заполняет полупространство $m > 0$ ($x > 0$) и является холодным ($e = 0$) и неподвижным ($u = 0$). При $t > 0$ на вещество со стороны вакуума падает поток излучения F_0 .

Начальные и граничные условия таким образом имеют вид

$$\begin{aligned} F = u = p = 0, \quad v = v_0 \quad \text{при } m > 0, \quad t = 0 \\ p = 0, \quad F = F_0 \quad \text{при } m = 0, \quad t > 0 \end{aligned} \quad (1.2)$$

Будем считать, что коэффициент поглощения K есть степенная функция внутренней энергии e и плотности ρ

$$K = ae^{\beta} \rho^{\alpha} \quad (1.2)$$

Для полностью ионизованной плазмы, например, $\alpha = 2$, $\beta = -3/2$. Очевидно, что при таком коэффициенте поглощения увеличение температуры и расширение газа приводит к уменьшению поглощения нагретых и разреженных слоев, к более глубокому проникновению излучения.

Рассмотрим процесс нагревания вещества излучением, причем для простоты предположим, что вещество представляет собой газ с уравнением состояния $e = pv / (\kappa - 1)$, где κ — показатель адиабаты, а приведенное выше выражение для коэффициента поглощения справедливо во всем диапазоне плотностей и температур.

Определим вначале максимальную температуру, которую можно получить при нагревании плоского, прозрачного слоя газа фиксированной массы m^0 . Уравнение энергии в этом случае имеет вид

$$\frac{\partial e}{\partial t} + p \frac{\partial v}{\partial t} = KvF_0 \quad (1.3)$$

Отсюда для внутренней энергии в некоторой точке до прихода в нее волны разрежения имеем выражение

$$e(t) = \left[\frac{5}{2} av_0^{-1} F_0 t \right]^{2/5} \quad (1.4)$$

Время распространения волны разрежения на расстояние x равно

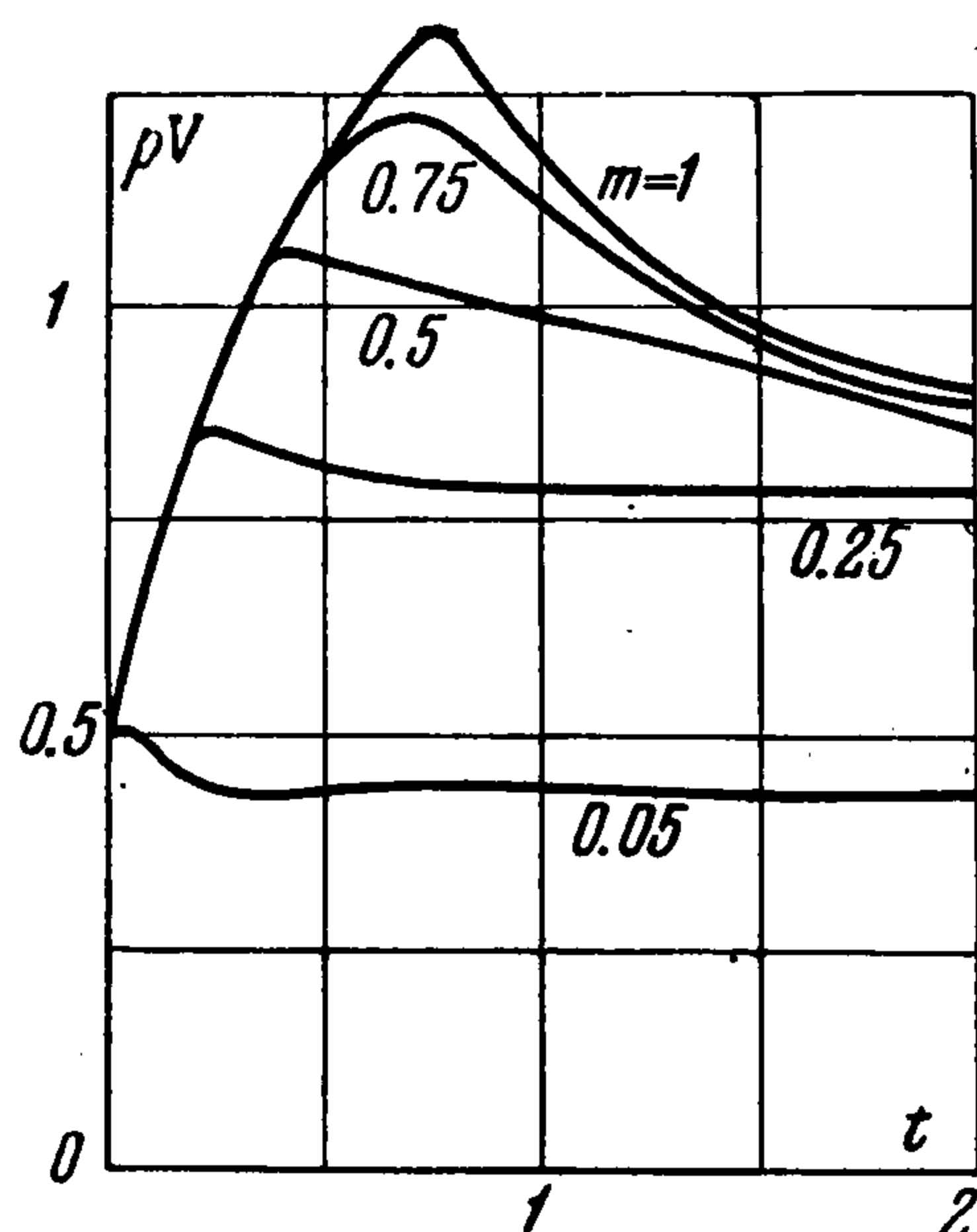
$$x = \int_0^t c dt = \frac{5}{6} \sqrt{\kappa(\kappa-1)} \left[\frac{5}{2} \frac{a}{v_0} F_0 \right]^{1/5} t^{5/5}, \quad c = (\kappa pv)^{1/2} \quad (1.5)$$

Максимальная температура, очевидно, достигается в центре слоя, т. е. в точке $1/2m^\circ$ и определяется из равенства

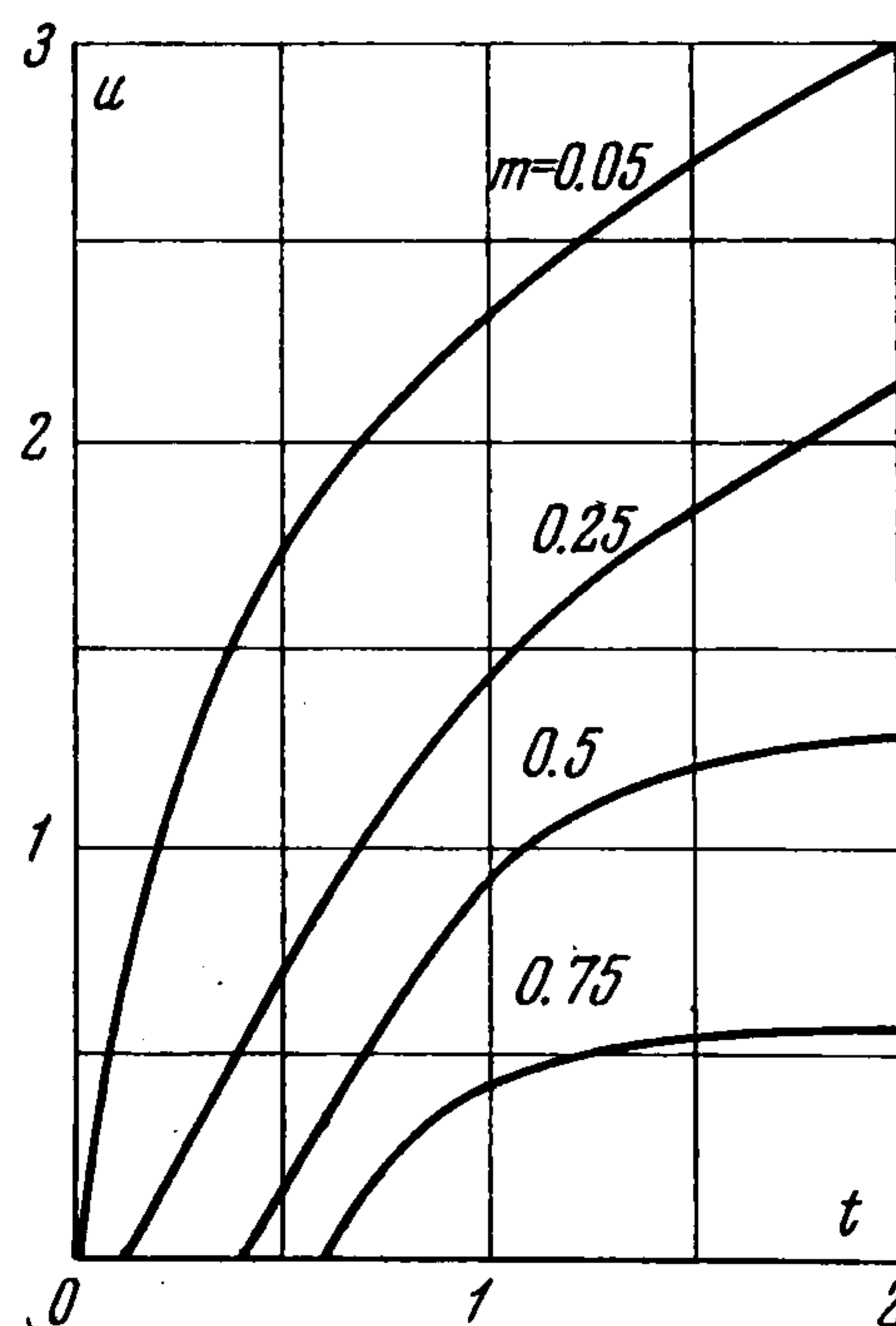
$$e_{\max} = \left(\frac{3am^\circ F_0}{\kappa^{1/2} 2(\kappa - 1)^{1/2}} \right)^{1/3} \quad (1.6)$$

Соответствующие численные расчеты, результаты которых приведены на фиг. 1 и 2, показывают, что (1.6) является несколько заниженной величиной, так как газ продолжает нагреваться в течение некоторого промежутка времени после прихода волны разрежения в точку $m = 1/2m^\circ$.

На фиг. 1 показано изменение безразмерного произведения ρv от безразмерного времени t (связь между безразмерными и размерными переменными см. ниже) в различных точках безразмерной массы.



Фиг. 1



Фиг. 2

На фиг. 2 показано изменение безразмерной скорости u от времени в тех же частицах вещества. Аналогичная картина, как показывают расчеты, имеет место и в случае сферической, а также цилиндрической симметрии.

В случае, когда газ заполняет полупространство $m > 0$, в нем распространяется волна прогрева, с глубиной слоя, пропорциональной величине пробега кванта излучения $l = k^{-1} \sim e^{3/2} \sim t^{3/5}$ (см. (1.4)). Волна разрежения продвигается по закону $x \sim t^{3/5}$ (см. (1.5)). Следовательно, в начале процесса ширина зоны прогрева значительно больше ширины области, где газ движется, и поэтому изменением плотности можно пренебречь. Задача о нестационарной волне прогрева с переменным коэффициентом поглощения является автомодельной и была рассмотрена в [4]. Волна прогрева имеет резкий фронт, подобный тепловой волне при нелинейной теплопроводности. Характер температурной зависимости в ней близок к плато.

По прошествии некоторого промежутка времени t_1 волна разрежения догонит фронт волны прогрева. Это время определяется условием

$$l(t_1) = \int_0^{t_1} c(t) dt$$

где l — средняя по нагретой области длина пробега кванта (равная глубине зоны прогрева), а c — скорость звука. Отсюда можно определить внутреннюю энергию газа e и температуру на фронте волны прогрева, достигаемую к моменту прихода волны разрежения: $e(t_1) \approx (F_0 v_0)^{2/3}$.

В отличие от прозрачной массы, в случае которой температура имеет максимум к моменту начала газодинамического движения, при нагревании неограниченной массы газа не очевидно, что с началом газодинамического движения должно иметь место падение температуры.

В этом случае при $t \gg t_1$ возникает режим, при котором фронт волны разрежения совпадает с фронтом волны прогрева. При принятом выше коэффициенте поглощения указанный режим оказывается самосогласованным [3]. Рост температуры происходит за счет поглощения падающего потока в области, охваченной газодинамическим движением с удельным объемом $v_g \gg v_0$, оптическая толщина которой оказывается порядка единицы.

В связи с возможностью существования указанного режима нагревания газа, заполняющего полупространство $x \geq 0$, представляется существенным то обстоятельство, что аналогичный самосогласованный режим может, по крайней мере, асимптотически устанавливаться при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом, испаренным с поверхности твердого тела. Действительно поток лазерного излучения F_0 , падающий на поверхность твердого тела, поглощается в слое, толщина которого порядка 10^{-4} — 10^{-5} см (рассматриваются сильнопоглощающие вещества, подобные металлам). Через время

$$t \gg \frac{c\sigma\omega^2}{k^2 F_0^2}$$

где c — теплоемкость, σ — коэффициент теплопроводности, ω — энергия испарения на атом, k — постоянная Больцмана, внутренняя энергия поглощающего слоя e станет много больше удельной теплоты испарения, и испаряемое вещество можно считать газом. Последующее нагревание испаряемого вещества должно протекать самосогласованно по следующим соображениям.

Пусть коэффициент поглощения, как и прежде, уменьшается с ростом температуры и увеличивается с ростом плотности. Предположим, например, что испаренное к некоторому моменту времени вещество прозрачно для падающего излучения (малая плотность и высокая температура), тогда пары будут слабо экранировать поверхность, с которой будет происходить интенсивное испарение новых порций вещества, приводящее к увеличению плотности. Это, в свою очередь, увеличит поглощение излучения в парах и, следовательно, экранировку поверхности. Скорость испарения в последующие моменты понизится, что приведет теперь к уменьшению коэффициента поглощения и т. д. Приведенные соображения указывают на то, что рассматриваемый процесс приведет к тому, что оптическая толщина слоя испаренного вещества выйдет на некоторое постоянное значение.

Задача заключается в том, чтобы отыскать решение системы уравнений (1.1), при котором оптическая толщина слоя испаренного вещества выйдет на некоторое постоянное значение. Такое решение существует и не зависит от теплоты сублимации. Это естественно, означает, что самосогласованный режим устанавливается, начиная с момента времени, когда температура паров у поверхности твердого тела много больше $T = \omega / k$.

Существование такого решения формально связано с тем, что при выполнении указанных условий задача становится автомодельной. Действительно, если коэффициент поглощения испаренного вещества имеет вид $K(\rho, T) = a_1 \rho^\alpha T^\beta = a_2 \rho^r p^s$ ($r > 0$, $s < 0$), то из четырех определяющих параметров задачи F_0 , a , ρ_0 , ω существенны только первые два (здесь мы будем пользоваться эйлеровыми координатами x, t).

Из соображений размерности в этом случае следует, что неизвестные функции u, ρ, p должны иметь вид

$$u = \frac{1}{\theta} t^{-(v+1)} U(\lambda), \quad \rho = F_0 \theta^3 t^{3(v+1)} R(\lambda), \quad p = F_0 \theta t^{v+1} P(\lambda) \quad (1.7)$$

$$\theta = [a_2 F_0^{r+s}]^{1/[1-(3r+s)]}, \quad v = (3r + s) / (1 - (3r + s))$$

Здесь $\lambda = \theta x t^\nu$ — автомодельная переменная, $U(\lambda)$, $R(\lambda)$, $P(\lambda)$ — безразмерные скорость, плотность и давление.

Приближенное решение соответствующей системы автомодельных уравнений для случая плазмы ($r = 7/2$, $s = -3/2$) дает для температуры, плотности у поверхности твердого тела и количества испаренной массы следующие выражения:

$$T = \frac{0.97}{R_0} \mu F_0^{1/2} a_2^{1/4} t^{1/4}, \quad \rho = 0.31 F_0^{1/4} a_2^{-3/8} t^{-3/8}, \quad m_u = 0.37 F_0^{1/2} a_2^{-1/4} t^{3/4} \quad (1.8)$$

Здесь R_0 — газовая постоянная, μ — атомный вес. При этом отношение потока F , приходящего на поверхность твердого тела, к полному потоку F_0 составляет величину ≈ 0.78 , а отношение скорости границы газа с вакуумом u_1 к скорости у поверхности твердого тела u_0 составляет величину ≈ 5.2 .

Продолжим рассмотрение нагрева излучением газа при коэффициенте поглощения, меняющимся степенным образом. Заметим, что газодинамическое движение начинается не только со стороны вакуума, но и вследствие перепада давления на фронте волны прогрета. После того, как через данную частицу пройдет зона резких градиентов давлений и больших ускорений, достигнутая скорость будет иметь порядок величины:

$$u_0 \approx \frac{p}{\rho_0} \frac{\Delta t}{\Delta x} = \frac{p}{\rho_0 D} = \frac{c^2}{\kappa D} \quad (1.9)$$

Здесь Δx — ширина «фронта» волны, p — давление в нагретой области, Δt — время прохождения фронта волны через данную точку, D — скорость движения фронта волны прогрета. Когда D становится меньше скорости звука в нагретом веществе, гидродинамические возмущения отрываются от фронта тепловой волны, образуя фронт ударной волны. Давление в области самосогласованной волны разрежения изменяется по закону $p \sim F_0^{3/8} t^{-1/8} a^{-1/8}$. Если считать, что эта область служит поршнем для ударной волны, находящейся в точке m_b , а давление на ее фронте равно $p_s \sim p$, то

$$\frac{dm_b}{dt} \sim \sqrt{p v_0} = F_0^{3/8} v_0^{1/2} t^{-1/8} a^{-1/8}$$

и, следовательно,

$$m_b \sim F_0^{3/8} v_0^{1/2} t^{15/8} a^{-1/8} \quad (1.10)$$

Отсюда следует, что с течением времени ударная волна отрывается от зоны самосогласованной волны разрежения весьма медленно ($m_b \sim t^{15/8}$, а $m_u \sim t^{12/8}$).

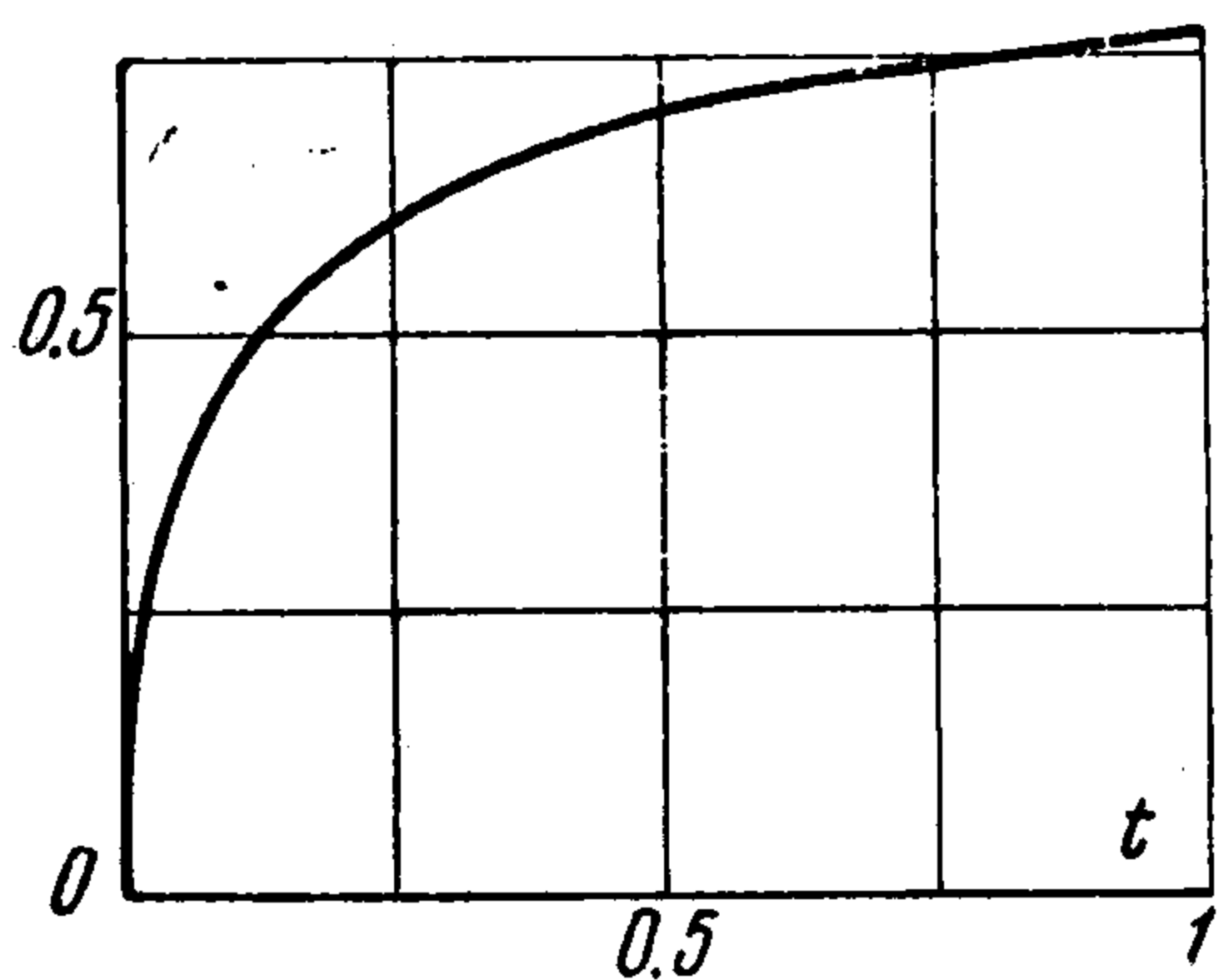
Изложенные выше соображения были проверены путем численных расчетов для случая, когда нагреваемое вещество является газом с уравнением состояния $e = p v / (\kappa - 1)$.

2. Преобразуем теперь систему уравнений (1.1) к безразмерному виду, введя множители u_0 , p_0 , t_0 , m_0 , v_0 , F_0 , такие, чтобы при домножении на них соответствующих переменных u , p , t , m , v , F уравнения (1.1) не меняли свой вид. Для этого потребуется выполнение четырех соотношений $u_0 m_0 = p_0 t_0$, $v_0 m_0 = u_0 t_0$, $p_0 v_0 m_0 = F_0 t_0$, $F_0 = p_0^{-3/2} v_0^{5/2} F_0 a m_0$ (2.1),

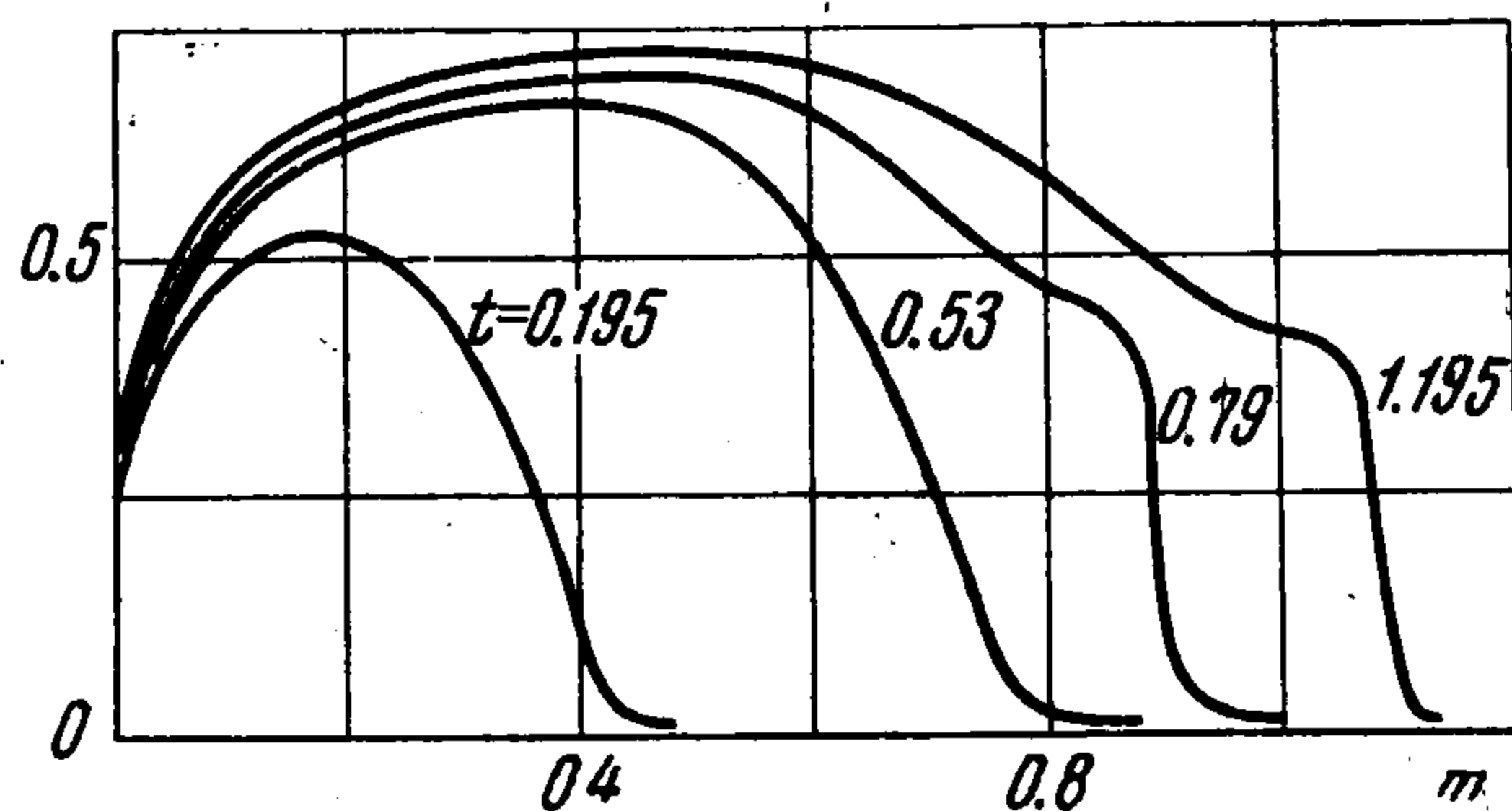
которые будем рассматривать как систему четырех уравнений относительно четырех неизвестных u_0, p_0, t_0, m_0 , считая величину v_0 равной начальному значению удельного объема газа, а F_0 — величине потока энергии излучения со стороны вакуума. Тогда путем последовательного исключения неизвестных из (2.1) найдем нужные нам зависимости

$$u_0 = (v_0 F_0)^{1/3}, \quad p_0 = v_0^{-1/3} F_0^{2/3}, \quad t_0 = \frac{1}{a} v_0^{2/3} F_0^{2/3}, \quad m_0 = \frac{1}{a} F_0 v_0^2 \quad (2.2)$$

Теперь систему (1.1) достаточно решить при единичных значениях начального удельного объема газа и внешнего потока. Для любых других значений решения получаются путем умножения полученных функций



Фиг. 3



Фиг. 4

на множители (2.2). Следует учитывать при этом, что масса слоя должна быть либо безграничной, либо пересчет будет давать решения для новой массы слоя $m = m_1 F_0 v_0^2$, где m_1 — масса слоя для решения с единичными параметрами ($m_1 = 1/a$).

Для случая постоянного по всему слою газа потока излучения F_0 последнее ограничение снимается, так как число уравнений на одно меньше. При этом пересчетные множители имеют вид

$$u_0 = (a F_0)^{1/6}, \quad p_0 = \frac{(a F_0 m^\circ)^{1/3}}{v_0}, \quad t_0 = \frac{m^{\circ 2/3} v_0}{(a F_0)^{1/6}} \quad (2.3)$$

где в качестве F_0 взят поток энергии из вакуума, v_0 — начальный удельный объем газа, m° — масса слоя газа. Для системы уравнений (1.1) была построена аппроксимирующая ее с точностью до величин порядка $1/n^2$ система обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{du_i}{dt} = -\frac{p_{i+1} - p_{i-1}}{2\Delta m}, \quad \frac{dv_i}{dt} = \frac{u_{i+1} - u_{i-1}}{2\Delta m} \quad \left(m = \frac{i}{n} m_1\right)$$

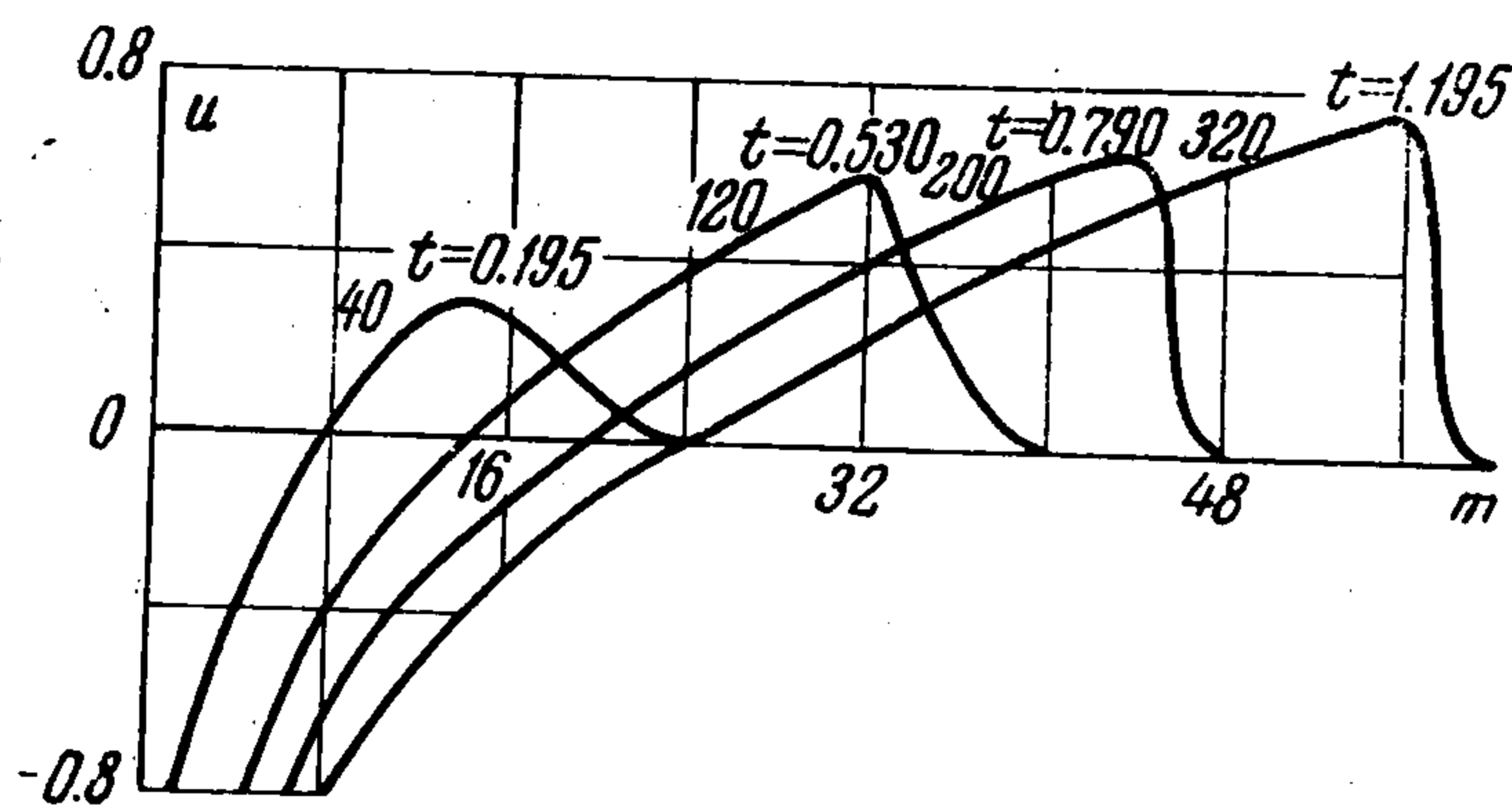
$$\frac{dE_i}{dt} = \frac{-(pu)_{i+1} + (pu)_{i-1}}{2\Delta m} + F_i e_i^{-\alpha} v_i^{-\beta} \quad (2.4)$$

$$e_i = E_i - \frac{u_i^2}{2}, \quad p_i = \frac{e_i(\kappa - 1)}{v_i}, \quad F_i = \exp\left\{-\frac{\Delta m}{2} \sum_{j=1}^i (e_j^{-\alpha} v_j^{-\beta} + e_{j-1}^{-\alpha} v_{j-1}^{-\beta})\right\}$$

Здесь E_i — полная энергия единицы массы газа; индексом i обозначены значения переменных при m , соответствующих $i = 0, 1, 2, \dots, n$.

Начальные и краевые значения входящих в систему (2.4) неизвестных функций брались в соответствии с начальными и граничными условиями исходной системы (1.1) уравнений в частных производных.

Система (2.4) получена в предположении достаточной гладкости входящих в нее функций. Естественно, что в области фронта ударной волны, где велики значения производных, расчет будет производиться со значительной погрешностью. Однако ударная волна в настоящей задаче возникает не сразу и не является определяющей для основной искомой величины — максимальной температуры газа. Поэтому система (2.4) использовалась для проведения сквозного счета, а в целях устранения «болтанки» и большой погрешности вблизи фронта ударной волны после ее образования в качестве



Фиг. 5

способа искусственного сглаживания величин применялось усреднение согласно рекомендации А. А. Милютин. Погрешность уравнений (2.4) возрастает по мере увеличения разности

$$f_i - \langle f_i \rangle,$$

где

$$\langle f_i \rangle = 1/3 (f_{i+1} + f_i + f_{i-1}),$$

Поэтому в качестве критерия введения сглаживания было принято

$$\xi = 1 - \langle f_i \rangle / f_i$$

Величина f_i после усреднения принимается равной среднеарифметическому ее значений в точ-

ках $i - 1, i, i + 1$, т. е. значению $\langle f_i \rangle$ до усреднения.

Для того чтобы не производить усреднение в области переднего фронта волны нагрева, где имеют место резкие градиенты температуры до того, как станут существенными процессы гидродинамического движения, в качестве величины, по которой определялась необходимость сглаживания, была выбрана скорость.

Результаты численного расчета, приведенные на фиг. 3—5, находятся в удовлетворительном согласии с приведенными выше качественными соображениями и автоматическими решениями (1.8).

На фиг. 3 показано изменение максимальной величины безразмерной внутренней энергии от безразмерного времени. Как легко видеть, при $t \approx 1$, начинается резкое замедление роста $e = pv / (\kappa - 1)$.

На фиг. 4 показано изменение e от безразмерной лагранжевой координаты m для нескольких моментов времени. Отчетливо видно образование ударной волны.

На фиг. 5 показано распределение безразмерной скорости u от безразмерной лагранжевой координаты для нескольких моментов времени t . Из сопоставления фиг. 4 и 5 следует, что, начиная с моментов времени $t \approx 1$, фронт волны разрежения движется вместе с фронтом прогрева, т. е. наступил самосогласованный режим.

Авторы приносят глубокую благодарность Н. Г. Басову, С. П. Курдюмову, А. А. Милютину за обсуждения и советы и В. В. Новиковой за помощь в проведении численных расчетов.

Поступила 24 III 1966

Институт физики Земли АН СССР
Физический институт АН СССР

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Крохин О. Н. Условия разогрева плазмы излучением оптического генератора. ЖЭТФ, 1964, т. 46, № 1, стр. 171—175.
2. Dawson J. M. On the production of plasma by giant pulse lasers. The physics of fluids. July, 1964, vol. 7, pp. 981—987.
3. Крохин О. Н. Самосогласованный режим нагревания плазмы излучением оптического генератора. ЖЭТФ, 1964, т. 34, № 7, стр. 1324—1327.
4. Немчинов И. В. Разлет подогреваемой массы газа в регулярном режиме. ПМТФ, 1964, № 5, стр. 18—29.
5. Немчинов И. В. Разлет плоского слоя газа при постепенном выделении энергии. ПМТФ, 1961, № 1, стр. 17—26.