

О РАЗЛЕТЕ МГНОВЕННО НАГРЕТОГО ВЕЩЕСТВА
И ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЕГО УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ПО ВЕЛИЧИНЕ
ДАВЛЕНИЯ И ИМПУЛЬСА

А. А. Калмыков, В. Н. Кондратьев, И. В. Немчинов

(Москва)

Рассматривается картина разлета вещества, нагретого (например, излучением оптического квантового генератора) «мгновенно», т. е. за времена, значительно меньшие характерного времени разлета. Показано, что при нагреве слоя вещества даже до значений внутренних энергий, много меньших теплоты испарения, часть вещества может оторваться вследствие взаимодействия волн разрежения и образования отрицательных напряжений. Найдена зависимость величины импульса при наличии этого эффекта «откола» от величины подведенной энергии и термодинамических свойств вещества для случая равномерного и неравномерного нагрева. Предлагается использовать мгновенный нагрев слоя вещества для определения его уравнения состояния при плотностях, близких к плотности твердого тела.

§ 1. За последнее время появился ряд работ, в которых изучались термодинамические свойства твердых и жидких веществ при высоких давлениях и температурах. Значительная часть исследований была посвящена получению уравнения состояния вещества при его сжатии и нагреве в мощной ударной волне, причем связь между параметрами, характеризующими состояние, а именно, давлением p , энергией e и удельным объемом v , находилась по ударным адиабатам, получаемым различными методами [1, 2]. При этом, ввиду особенности ударных методов, высокие давления и температуры в веществе достигались при одновременном увеличении его плотности. Однако представляет интерес изучение термодинамических функций при высоких давлениях и температурах, но при нормальной плотности ρ_0 (или близкой к ней). Подобные состояния могут быть получены путем «мгновенного» нагрева вещества ($\rho = \rho_0$) и его последующего разлета ($\rho < \rho_0$).

Действительно, если время выделения энергии τ меньше характерного времени изменения температуры и плотности при гидродинамическом движении (здесь и в дальнейшем считаем, что теплопроводностью можно пренебречь), то в процессе такого быстрого нагрева и даже после его окончания вещество имеет плотность ρ_0 , при которой (или близкой к ней) энергия e_x «холодного» сжатия или растяжения и соответствующее давление p_x малы по сравнению с «тепловой» энергией e_τ и «тепловым» давлением p_τ . Возникшее в результате нагрева давление связано с выделенной энергией следующим соотношением:

$$p = p_\tau = \rho_0 e_\tau (\gamma - 1) = \rho_0 e (\gamma - 1) \quad (1.1)$$

где γ — эффективный («интегральный») показатель адиабаты. Если имеется возможность измерить давление p , то при известной величине концентрации энергии $f(m)$ в единице массы с лагранжевой координатой m , исходя из условия, что при мгновенном нагреве $f(m) = e$, можно определить γ по соотношению (1.1).

Источником «мгновенного» выделения энергии в веществе может служить, например, излучение квантового генератора, работающего в ре-

жиме модулированной добротности. В этом случае концентрация энергии $f(m)$ может быть найдена при известном коэффициенте поглощения вещества κ (или при известной его зависимости $\kappa(e_r, \rho_0)$) по величине подведенной к единице поверхности энергии

$$f(m) = E\kappa \exp\left(-\int_0^m \kappa dm\right) \quad (1.2)$$

Наиболее просто величина выделившейся в единице массы энергии $f(m)$ находится в том случае, когда $\kappa = \text{const} = \kappa_0$, где κ_0 — значение коэффициента поглощения в «холодном» состоянии вещества. Введем характерную массу нагретого вещества $m_0 = 1/\kappa_0$.

При достаточно больших значениях E/m_0 концентрация энергии превысит теплоту испарения вещества Q в поверхностном слое

$$m \lesssim m_0, \quad f(m) = f(0) = E/m_0$$

а при больших значениях E/m_0 — и в более глубоких слоях

$$m_s \gg m_0, \quad Q = f(m_s) \ll E/m_0$$

Изменяя величину подводимой к единице площади энергии E , что легко достигается, например, путем изменения степени фокусировки луча ОКГ при постоянной его энергии, можно исследовать весьма интересный диапазон значений (e_r, ρ) , а именно, $e_r \approx Q$, $\rho \approx \rho_0$, т. е. в той области, где определение уравнения состояния теоретическими методами весьма затруднено. Величина κ в этом диапазоне остается неизменной в том случае, если поглощение осуществляется на молекулярном или атомном уровне, и значительные тепловые движения молекул или атомов или возбуждение их внутренних степеней свободы еще не влияют на κ .

Наиболее простая картина нагрева и последующего разлета будет иметь место, если нагреваемый излучением слой будет «прозрачным», т. е. когда его толщина $x_r \ll x_0 = m_0/\rho_0$ и слой нагревается практически равномерно. Условие «мгновенности» соблюдается при характерных толщинах $x_r \gg c\tau$, где c — скорость звука, т. е. при заданной величине τ накладываемся определенное ограничение на величину x_r . При значениях c , близких к значению скорости звука c_0 в «холодном» состоянии, т. е. при c порядка $3 \cdot 10^5$ см/сек и $\tau \approx 2 \cdot 10^{-8}$ сек (типичное время излучения ОКГ в режиме модулированной добротности), должно соблюдаться условие, $x_r > 6 \cdot 10^{-3}$ см. Таким образом, величина пробега излучения $x_0 \gg x_r$ не должна быть слишком мала. Такое условие не соблюдается, например, для металлов при действии излучения оптического диапазона ($x_0 \approx 10^{-5}$ см). Однако имеется достаточно широкий круг веществ, удовлетворяющий этому требованию, причем во многих случаях глубину проникновения излучения можно варьировать изменением окраски.

§ 2. Помимо непосредственного измерения p можно определять величину полного реактивного импульса I , что во многих случаях более доступно. Анализ зависимости величины импульса I от величины падающей энергии E и изучение картины разлета вещества могут дать некоторые сведения о состоянии последнего.

Рассмотрим обычную оценку импульса для случая, когда удельная (на единицу массы) энергия значительно выше теплоты испарения Q и нагретое вещество можно считать газом. Если не учитывать перераспределения энергии между частицами, то вся подведенная к единице массы энергия E/m_0 , за вычетом затрат тепла на разрыв межмолекулярных связей Q , перейдет в кинетическую энергию разлета $1/2 u^2$, где u — скорость движения вещества (одинаковая для всех частиц), а механический импульс отдачи при разлете равномерно нагретого вещества массы m_r определится соотношением

$$I = um_r = m_r \sqrt{2((E/m_0) - Q)} = (m_r/m_0) \sqrt{2Em_0(1 - f_s)} \quad (2.1)$$

Здесь и в дальнейшем безразмерный параметр $f_s = Qm_0 / E$. Учет перераспределения энергии по частицам в процессе разлета за счет работы, совершаемой одними частицами над другими, и соответствующего изменения импульса I приводит к появлению перед правой частью формулы (2.1) коэффициента χ . В случае адиабатического разлета мгновенно и равномерно нагретого по массе слоя [3] указанный коэффициент зависит от показателя адиабаты γ , но эта зависимость довольно слабая; так, при изменении γ от 1 до 3 χ меняется от 0.798 до 0.865. Как следует из решения задачи о разлете постепенно («медленно») нагреваемого вещества [4], импульс также можно оценивать по формуле (2.1), но коэффициент χ оказывается вообще не зависящим от показателя адиабаты γ и для случая равномерного нагрева равным $\sqrt{2/\pi} \approx 0.798$.

Отсюда следует, что при изучении величины импульса, возникающего при концентрациях выделившейся энергии выше теплоты испарения мгновенно или постепенно нагреваемого слоя, трудно получить сведения относительно термодинамического состояния вещества. Как будет показано ниже, импульс может возникать при плотностях энергии, сравнимых с теплотой испарения Q и даже много меньших ее. Если $f(m) \approx Q$ или $f(m) < Q$, то вещество нельзя считать идеальным газом, и из приводимой ниже оценки механического импульса следует, что значительную роль в его величине играют значения показателя адиабаты γ и скорости звука s и их зависимости от тепловой энергии e_T , причем влияние γ оказывается более значительным, нежели это имеет место в случае $f(m) \gg Q$.

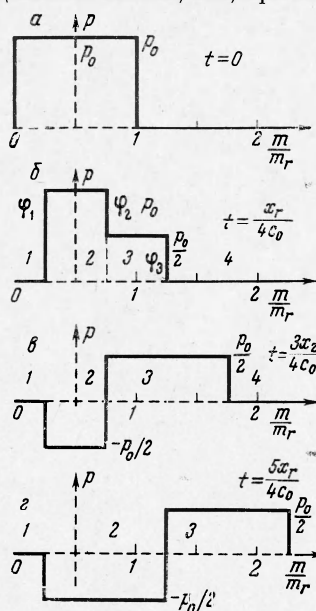
Следует отметить, что из формулы (2.1) при $E = m_0 Q$ импульс оказывается равным нулю. Это связано с тем, что при выводе формулы (2.1) предполагалось, что при расширении вещества после нагрева затрачивается энергия на разрыв всех межмолекулярных связей, определяющих структуру твердого тела. Однако условие $f(m) \ll Q$ не означает, что вещество не испарено, а означает лишь, что оно не может быть испарено полностью. Наоборот, неравенство $f(m) > Q$ еще не означает, что вещество испарено полностью, так как при разгрузке возможна частичная конденсация, и затраты тепла могут быть меньше Q .

§ 3. Рассмотрим следующую газодинамическую картину, которая может привести к разлету вещества и появлению механического импульса даже при полном отсутствии испарения, т. е. при $f(m) \ll Q$.

Пусть в результате равномерного по массе m_r и «мгновенного» нагрева возникнет давление p , определяемое соотношением (1.1). Если нагретое у поверхности вещество с одной стороны граничит с вакуумом ($m = 0$), а с другой стороны ($m = m_r$) — с холодным веществом, то в начальный момент времени от границы с вакуумом и от границы раздела нагретого и холодного вещества пойдут волны разрежения, которые встретятся внутри нагретого слоя (в случае, если вещество холодного и горячего слоя одно и то же, то точно в центре), а вглубь по веществу пойдет волна сжатия.

Рассмотрим картину этого явления. На фиг. 1, а, показано распределение давления в начальный момент времени ($p = p_0$ в области $0 \leq m \leq m_r$). На фиг. 1, б показано, что нагретое вещество начинает разгружаться волнами разрежения φ_1 и φ_2 , а по холодному веществу распространяется ударная волна φ_3 . Если $E \ll m_0 Q$, то амплитуда возникающих волн Δp меньше $\rho_0 c_0^2$, так как отношение Q к c_0^2 порядка единицы. Следовательно, можно воспользоваться акустическим приближением; тогда, если считать, что скорость звука не меняется в процессе нагрева, имеет место соотношение

$$\Delta p = \rho_0 c_0 \Delta u \tag{3.1}$$



Фиг. 1

Введем характерную скорость $u_0 = p_0 / \rho_0 c_0$. Применяя формулу (3.1) к волнам φ_1 , φ_2 и φ_3 , получим, что в области 1 вещество разгружено ($p = 0$) и движется влево со скоростью $u = -u_0$. В областях 2 и 4 оно неподвижно, а в области 3, где $p = \frac{1}{2} p_0$, движется со скоростью $u = \frac{1}{2} u_0$. Волны φ_1 и φ_2 распространяются навстречу одна другой со скоростью c_0 , они сомкнутся в центре горячего слоя в момент $t_0 = \frac{1}{2} x_0 / c_0$. Теперь вещество в области 2 (фиг. 1, в) движется со скоростью $u = -\frac{1}{2} u_0$, а давление $p = -\frac{1}{2} p_0$. Если возникшее напряжение превысит величину σ динамической прочности вещества на разрыв, то разрыв произойдет и вся область 1, т.е. слой с массой $\frac{1}{2} m_r$, оторвется со скоростью $u = -u_0$, создав импульс

$$I = \frac{u_0 m_r}{2} = \frac{m_r p_0}{2 \rho_0 c_0} = \frac{p_0 x_r}{2 c_0} \quad (3.2)$$

Рассуждая иначе (в течение времени t_0 на обе половины слоя действовало давление p_0), получим такое же выражение для I . Используя даваемую (1.1) связь начального давления p_0 с начальной объемной концентрацией энергии E_0 / x_0 , получим, что импульс I зависит от энергии E_r , выделившейся в слое x_r следующим образом:

$$I = \frac{E (\gamma - 1) x_r}{2 c_0 x_0} = \frac{E_r (\gamma - 1)}{2 c_0} \quad (3.3)$$

Если имеет место неравномерный нагрев вещества, т.е. полная масса слоя $M \approx m_0$ или $M \gg m_0$, то в силу резкого (экспоненциального при $x = \text{const}$) падения концентрации энергии с глубиной можно, схематизируя явление, считать, что в слое $m_r = m_0$ вещество нагрето и в нем заключена вся энергия E , а слой $m > m_0$ является абсолютно холодным. Тогда $E_r = E$ и из (3.3) следует, что импульс не зависит от глубины проникновения излучения x_0 .

В случае, если откола не произойдет, картина разлета примет вид, изображенный на фиг. 1, г. Здесь за ударной волной ($p = \frac{1}{2} p_0$, $u = \frac{1}{2} u_0$) следует волна разрежения ($p = -\frac{1}{2} p_0$, $u = -\frac{1}{2} u_0$), заканчивающаяся скачком, за которым $p = 0$, $u = 0$. Так как ширина области «положительной» фазы ($u > 0$) и ширина «отрицательной» фазы одинаковы и равны начальной толщине нагретого слоя x_r , то полный импульс системы равен нулю.

Учитывая, что по порядку величины Q совпадает с c_0^2 , и вводя λ по соотношению $c_0^2 = \lambda Q$, формулу (3.2) можно преобразовать к виду, отличающемуся от (2.1) лишь коэффициентом, зависящим от f_s

$$\dot{\gamma} = \frac{m_r}{m_0} \sqrt{2 E m_0} \frac{(\gamma - 1)}{2 \sqrt{2 \lambda f_s}} \quad (3.4)$$

Из (3.4) следует, что при $f_s \gg 1$ импульс не равен нулю, как это получается из (2.1). По мере увеличения f_s импульс медленно падает. Как видно из (3.3) и (3.4), имеет место довольно сильная зависимость импульса от γ .

§ 4. Формулы (3.2) и (3.3) можно уточнить, принимая во внимание изменение скорости звука в веществе с нагревом. Имеются непосредственные измерения скорости звука для некоторых веществ при $\rho = \rho_0$ и нагреве порядка Q [1, 2, 5, 6]. Эти данные получены путем сжатия ударной волной вещества с предварительно уменьшенной плотностью (пористые вещества, порошки). В этих же экспериментах проводилось также определение величины γ . Поскольку имеются трудности в получении больших скоростей ударных волн в подобных опытах, то число последних невелико и относится пока лишь к небольшому набору веществ. Поэтому произведем оценку изменения с нагревом величины c .

В общем виде уравнение, описывающее как конденсированные, так и газообразные состояния вещества, а также «промежуточные» состояния, можно записать следующим образом:

$$p = p_x + p_T, \quad e = e_x + e_T, \quad p_T = (\gamma - 1) \rho e_T$$

$$e_x(\rho) = - \int_{v_0}^v p_x dv = \int_{\rho_0}^{\rho} (p_x / \rho^2) d\rho \quad (4.1)$$

Здесь $\gamma(e_T, \rho)$ — эффективный показатель адиабаты, p_x , p_T и e_x , e_T — «упругие» и «тепловые» компоненты давления и энергии.

Сделаем упрощающее предположение, что $\gamma = \gamma(s)$, т. е. γ не меняется или мало меняется вдоль изэнтропы. Как следует из работ [5, 6], имеющиеся экспериментальные данные не противоречат такому предположению. Тогда уравнение состояния вещества можно записать в следующем виде:

$$p = p_{x_0} + (\rho / \rho_0)^\gamma F(s) = p_x + (\rho / \rho_0)^\gamma p_T^\circ \quad (4.2)$$

Здесь F и p_T° (тепловое давление при $\rho = \rho_0$) являются функциями энтропии s .

Дифференцируя (4.2) и используя соотношение (1.1), получим для скорости звука

$$c^2 = \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_s = \frac{dp_x}{d\rho} + \left(\frac{dp_T}{d\rho} \right)_s = c_0^2 + \gamma \frac{p_T}{\rho} =$$

$$= c_0^2 + \gamma(\gamma - 1) e_T = c_0^2 \left(1 + \frac{\gamma(\gamma - 1) e_T}{\lambda Q} \right) \quad (4.3)$$

Согласно полученному выражению, скорость звука растет с увеличением нагрева, причем при $e_T = Q$, если $\gamma = 2$ и $\lambda = 1$, скорость звука увеличивается примерно в $\sqrt{3}$ раза. Принимая во внимание соотношение (4.3), формулу (3.2) для определения импульса можно преобразовать к такому виду:

$$I = \frac{\gamma - 1}{2} \frac{E}{c} \frac{x_r}{x_0} = \frac{(\gamma - 1) E_r}{2c_0 \sqrt{1 + \gamma(\gamma - 1) / \lambda f_s}} \quad (4.4)$$

При больших нагревах, когда $E \gg m_0 Q$, т. е. $f_s \ll 1$, формула запишется так:

$$I = \frac{m_r}{2m_0} \frac{\sqrt{\gamma - 1}}{\sqrt{2\gamma}} \sqrt{2Em_0} = \frac{m_r}{m_0} \chi_0 \sqrt{2Em_0} \quad (4.5)$$

Выражение (4.4) отличается от (2.1) (при $f_s \ll 1$) лишь численным коэффициентом χ_0 порядка $1/2$. Отличие объясняется следующим: при выводе формулы (4.4) не учитывалось, что после смыкания волн разрежения давление падает до нуля или отрицательных значений, приводящих к разрыву слоя не сразу, т. е. волны разрежения, не являющиеся акустическими, имеют конечную ширину, и что слой, нагретый до «газообразного» состояния, разлетается полностью, а не отрывается лишь его половина, как это имеет место при небольших нагревах. Заметим, что если нагреваемое вещество граничит с холодным, но более жестким веществом, т. е. можно пренебречь смещением границы раздела, то «отколется» весь нагретый слой, и в (4.4) и (4.5) коэффициент следует увеличить вдвое. Численные расчеты, проведенные методом характеристик для задачи о разлете равномерно нагретого слоя, граничащего с одной стороны с вакуумом, а с другой — с холодным веществом той же плотности, показали, что при нагреве до $f(m) \approx Q$ дополнительный импульс после смыкания волн разрежения в центре до момента, когда $p = 0$, незначителен, а точка, в которой впервые образуется давление $p = 0$ или $p = -\sigma$, близка к $1/2 m_r$. Общая схема расчета взаимодействия центрированных волн разрежения, образования ударной волны и «откола» на примере одного конкретного варианта ($e_T^\circ = Q$, $\lambda = 2$, $\gamma = 2$) показана на фиг. 2. Здесь A — точка, где впервые достигнуто давление $p = 0$; R — граница волны разрежения; S — ударная волна; $0 < m / m_r < 1$ — горячий слой; $m / m_r > 1$ — холодный слой; $m = 0$ — вакуум; L — граница слоев. Естественно, что для проведения таких расчетов необходимо задаться конкретной формой уравнения состояния.

Было принято, что $p_x(\rho)$ описывается выражением

$$p_x(\rho) = \rho_0 c_0^2 \frac{y^n - y^k}{n - k} \quad \left(y = \frac{\rho}{\rho_0} \right) \quad (4.6)$$

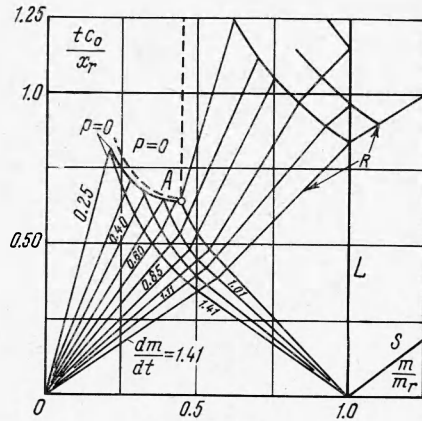
Таким образом, считалось, что силы отталкивания и притяжения описываются степенными функциями. Тогда упругая энергия может быть записана в виде

$$e_x(\rho) = c_0^2 \left(\frac{y^n - 1}{n - 1} - \frac{y^k - 1}{k - 1} \right) \quad (4.7)$$

Из (4.7) следует, что энергия связи Q твердого тела (e_x при $y \rightarrow 0$) связана с c_0^2 соотношением

$$\lambda = \frac{c_0^2}{Q} = \frac{n - k}{(n - 1)(k - 1)} \quad (4.8)$$

По известному значению λ для данного вещества можно по (4.8) найти связь n и k . Определение значений n и k в отдельности может быть произведено, например, по известной ударной адиабате $p_n(\rho)$, исходя из условия ее касания с кривой холодного сжатия $p_x(\rho)$ и совпадения их



Фиг. 2

вторых производных (при $\rho = \rho_0$). Заметим, что не всегда удается удовлетворить этому условию и условию (4.8).

Обычно экспериментальные данные представляются в виде линейной зависимости скорости D фронта ударной волны от скорости u вещества за ней [1, 2]

$$D = c_0 + \beta u \quad (4.9)$$

Если считать, что соотношение (4.9) справедливо при любом u / c_0 , то ударная адиабата примет вид

$$p_n = \frac{\rho_0 c_0^2 (y - 1) y}{[\beta - (\beta - 1) y]^2} \quad (4.10)$$

Из (4.6) и (4.10) следует, что при $y = 1$

$$\begin{aligned} \frac{dp_x}{dy} = \frac{dp_n}{dy} &= \rho_0 c_0^2, & \frac{d^2 p_n}{dy^2} &= 2(2\beta - 1) \rho_0 c_0^2 \\ \frac{d^2 p_x}{dy^2} &= (n + k - 1) \rho_0 c_0^2 \end{aligned} \quad (4.11)$$

Таким образом, $n + k = 4\beta - 1$. Выбирая $n = 3$ и $k = 2$ получим $\lambda = 2$ и $\beta = 3/2$ — типичные средние значения для широкого круга веществ. При $n = 3$ и $k = 2$

$$p_x = \rho_0 c_0^2 (y^3 - y^2), \quad e_x = 1/2 c_0^2 (y - 1)^2 \quad (4.12)$$

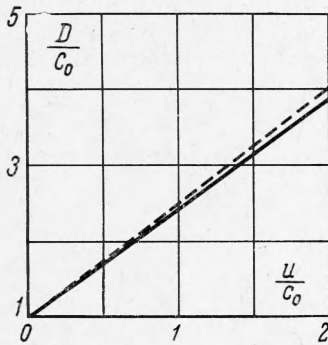
Следует подчеркнуть, что вблизи $y = 1$ упругая энергия e_x всегда может быть записана в виде (4.12), ибо имеет минимум в точке равновесия. В [7] показано, что коэффициенты при следующих членах разложения по $(y - 1)$ малы. Уравнение (4.12) является достаточно типичным, и качественные выводы, полученные при его использовании, будут справедливы и для других зависимостей $p_x(\rho)$.

Из (4.12) и (4.10) при $\rho = \rho_s$, т. е. при $y = y_s$, получим

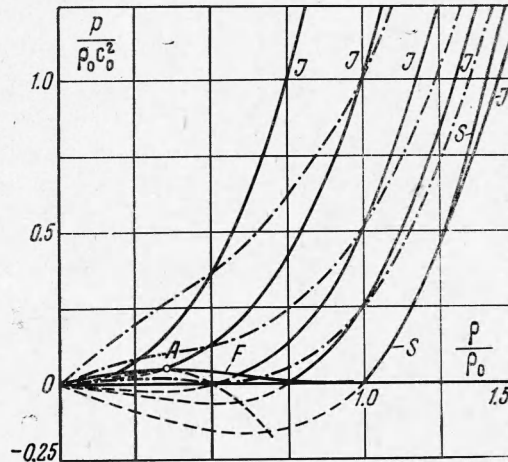
$$\gamma(\rho_s) = 2 \frac{4 - y_s}{5 - y_s} + 1 \quad (4.13)$$

Здесь ρ_s — плотность вещества на фронте ударной волны (в момент, когда он проходит через данную частицу), однозначно связанная с энтропией s .

В [7] это выражение уже использовалось, но предполагалось, что $\gamma = \gamma(\rho)$, т. е. зависимость $\gamma(\rho)$ имеет тот же вид, что и зависимость $\gamma(\rho_s)$. При этом предположении, для $\rho = \rho_0$, независимо от степени нагрева, получилось бы постоянное значение $\gamma = \gamma_0$ (согласно (4.13) имеем $\gamma_0 = 2.5$).



Фиг. 3



Фиг. 4

Однако очевидно, что при увеличении нагрева вещества постоянной плотности, так же как и при увеличении нагрева вдоль ударной адиабаты, имеет место падение γ . Этому удовлетворяет, в частности, предположение $\gamma = \gamma(s)$ или $\gamma = \gamma(\rho_s)$. Очевидно, большой нагрев (когда $\rho_s \approx \rho_*$) соответствует предельному значению γ_* на ударной адиабате. Согласно (4.10), при $\beta = 3/2$ предельное сжатие $\rho_* = 3\rho_0$, а согласно (4.13) имеем $\gamma_* = 2$. Заметим, что в действительности при $u \geq c_0$ может нарушаться линейность $D(u)$, т. е. линейность (4.9), и предельное значение γ_* может отличаться от значения γ , определенного по величине β . Имеется слишком мало сведений о термодинамическом состоянии различных веществ при $\rho = \rho_0$, чтобы можно было определить истинную функцию $\gamma(\rho_0, s)$ и установить, насколько она отличается от зависимости (4.13). При дальнейшем анализе уравнения состояния сделаем еще одно упрощение, а именно, положим $\gamma = \text{const}$. При $\gamma = 2$ и $p_x(\rho)$ по (4.12) ударная адиабата примет вид, слабо отличающийся от (4.10) при $\beta = 3/2$

$$p_n(\rho) = \rho_0 c_0^2 \frac{(y^2 - 1) y}{3 - y} \quad (4.14)$$

Зависимость $D(u)$, соответствующая (4.14) (сплошная линия на фиг. 3), будет по-прежнему близка к прямой (4.9) с $\beta = 3/2$ (пунктир на фиг. 3). Таким образом, использованное при конкретных численных расчетах гидродинамического движения уравнение состояния ($p_x(\rho)$), определяемое по (4.12), значение γ , определяемое по (4.13), или $\gamma = \text{const} = 2$, приводит к ударным адиабатам, имеющим довольно типичный вид, и поэтому выводы, следующие из этих расчетов, должны носить достаточно общий характер.

§ 5. На фиг. 4 сплошными линиями показаны ударная адиабата S (4.14) и изэнтропы I (4.2) при $\gamma = 2$, а штрих-пунктиром — линии равной тепловой энергии $e_T = \text{const}$. Продолжения изэнтроп ниже границы двухфазной области F показаны пунктиром (A — критическая точка). «Холодная» кривая $p_x(\rho)$ имеет точку минимума. Соответствующие значения $p_{x \min}$ и ρ_{\min} находятся при $p_x(\rho)$, определяемом по (4.6) из условия

$$\rho_{\min} = \rho_0 \left(\frac{k}{n}\right)^{1/(n-k)}, \quad p_{x \min} = -\frac{\rho_0 c_0^2}{n} \left(\frac{k}{n}\right)^{k/(n-k)} \quad (5.1)$$

что при $n = 3$ и $k = 2$ приводит к следующим выражениям:

$$\rho_{\min} = {}^2/3\rho_0, \quad p_{\min} = -{}^4/27\rho_0 c_0^2 \quad (5.2)$$

Полученное значение p_{\min} дает значение теоретической прочности σ_T вещества при растяжении; как видно, σ_T примерно на порядок меньше $\rho_0 c_0^2$. Реальная прочность вещества σ , конечно, значительно ниже σ_T .

Рассматриваемое уравнение состояния имеет линию метастабильных состояний ($dp/d\rho = 0$ при $e_T = \text{const}$ на фиг. 4 показана пунктиром). Впервые эта линия пересекает прямую $p = 0$ лишь при $\rho = \rho_m$ (при $\rho > \rho_m$ линия метастабильных состояний идет в области $p < 0$)

$$\rho_m = \rho_0 \left(\frac{k-1}{n-k}\right)^{\frac{1}{n-k}} \quad (5.3)$$

Для $n = 3$ и $k = 2$ величина $\rho_m = 1/2 \rho_0$. Как видно из формулы (4.2) и фиг. 4, изэнтропа, попадающая в эту точку, выходит из точки $\rho = \rho_0$ и $e_T = Q = 1/2 c_0^2$ (при $n = 3$ и $k = 2$ величина $\lambda = 2$). При $p = 0$ и $\rho = \rho_m$ «холодная» энергия $e_x = 1/4 Q$, а тепловая $e_T = 1/2 Q$, в то же время, как отмечалось выше, начальная (при $\rho = \rho_0$ на той же изэнтропе) тепловая энергия $e_T^\circ = Q$.

Итак, если считать, что вещество не выдерживает отрицательных напряжений, то затраты энергии при адиабатической разгрузке данной частицы до разрыва вещества ($p = 0$) значительно ниже, чем Q (при $\rho > \rho_m$ или $e_T^\circ \lesssim Q$).

На фиг. 4 показана граница двухфазной области. При проведенном выше определении точки пересечения изэнтропы с прямой $p = 0$ и при упомянутых выше численных расчетах гидродинамического движения было сделано допущение, что изэнтропу можно продолжить вплоть до линии метастабильных состояний или $p = 0$, не обращая внимания на то, что конечная точка попадает в область возможного двухфазного состояния, где вещество должно расслоиться на две фазы (при наличии равновесия), т. е. считаем, что в некоторой области жидкость находится в перегретом состоянии. Однако это несущественно с точки зрения энергетических затрат (что хорошо видно из фиг. 4), так как основная часть работы на расширение и преодоление сил сцепления затрачена до линии, ограничивающей двухфазную область. Это верно лишь для изэнтроп, попадающих в двухфазную область через кривую кипения вдали от критической точки, так как если выполняются условия термодинамического равновесия между паром и жидкостью, то в этой области наклон изэнтропы изменяется.

Граница двухфазной области $p = p_g(v)$ находится из обычного условия, как линия, соединяющая точки, удовлетворяющие условию

$$\int_{v_1}^{v_2} p(v, e_T = \text{const}) dv = p_g(v_2 - v_1) \quad (5.4)$$

Здесь p_g — некоторое давление, v_1 и v_2 — точки на границе двухфазной области. Критическая точка находится из обычного соотношения

$$\frac{dp}{d\rho} = 0, \quad \frac{d^2p}{d\rho^2} = 0 \quad \text{при } e_T = \text{const}$$

Отсюда следует, что при $\gamma = \text{const}$

$$\rho_k = \rho_0 \left(\frac{k(k-1)}{n(n-1)} \right)^{\frac{1}{n-k}}, \quad p_k = \rho_0 c_0^2 \left(\frac{k(k-1)}{n(n-1)} \right)^{\frac{k}{n-k}} \left(\frac{k-1}{n} \right) \quad (5.5)$$

Пусть $n = 3$ и $k = 2$, тогда $\rho_k = 1/3 \rho_0$ и $p_k = 1/27 \rho_0 c_0^2$.

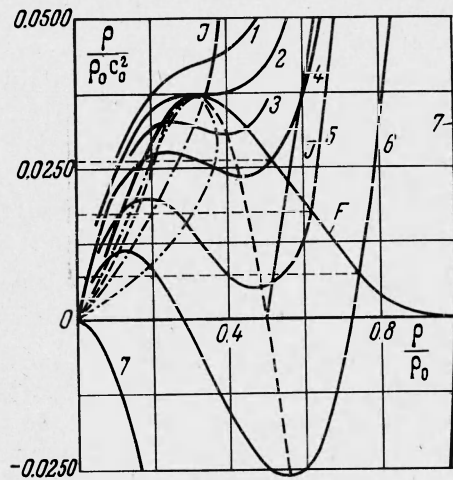
Область состояний p, ρ , близких к критической точке, более подробно показана на фиг. 5. Здесь I — изэнтропа, F — граница области двухфазных состояний, штрих-пунктиром показаны линии с равными объемными содержаниями жидкости в равновесной смеси пара и жидкости, а пунктиром — линия метастабильных состояний. Через e_T^* обозначено отношение e_T / c_0^2 . Точки 1—7 соответствуют значениям $e_T^* = 0.35, 1/3, 0.32, 0.30, 0.26, 0.20$ и 0.

При $p = p_k$ и $\rho = \rho_k$ величина $e_x = 4/9 Q$, т. е. еще до того, как изэнтропа попадает в двухфазную область, на преодоление сил сцепления уже затрачивается около половины энергии связи (при этом в критической точке тепловая энергия еще велика $e_T = 2/9 Q$). Следует отметить, что

изэнтропа, попадающая в критическую точку, проходит также через точку $\rho = \rho_0, e_T = 2Q$ и $p = \rho_0 c_0^2$. Если же вещество нагревается и расширяется не адиабатическим путем, а например, при непрерывном нагреве, то необходимо поддерживать $e_T > 2/3 Q$, и при расширении кривая $p(\rho)$ пройдет вне двухфазной области выше p_k .

Следовательно, для того чтобы вещество при расширении было существенно испарено и стало газообразным, необходимо выделить энергию в нем, примерно равную от Q до $2Q$.

Теперь сопоставим мгновенный нагрев при постоянной плотности с нагревом в ударной волне сплошного вещества. Начальная точка адиабаты разгрузки, попадающей в критическую точку и лежащая на адиабате Гюгонио (4.14), имеет параметры $p_s = 10.7 \rho_0 c_0^2, \rho_s = 2.2 \rho_0$, а попадающая в точку $p = 0$ и $\rho = \rho_m$ — параметры $p_s = 6 \rho_0 c_0^2, \rho_s = 2 \rho_0$. Как следует из изложенных выше оценок и оценок [1], для того чтобы имело место существенное испарение, амплитуда ударной волны должна быть весьма высокой (например, при $\rho_0 c_0^2 = 3 \cdot 10^5 \text{ кг/см}^2$ необходимо давление $p = 2-3 \cdot 10^6 \text{ кг/см}^2$). Такие давления могут быть достигнуты в лабораторных условиях [1, 2], хотя и с некоторыми трудностями, и, следовательно, в принципе возможно сопоставление данных о величине γ , полученных при мгновенном нагреве, с данными, полученными при нагреве сплошного вещества в ударной волне и последующей разгрузке.



Фиг. 5

§ 6. Введем понятие безразмерного импульса по соотношению

$$i = I / \sqrt{2Em_0} \quad (6.1)$$

На фиг. 6 показано изменение i от параметра $f_s = Qm_0 / E$, характеризующего степень нагрева вещества, для равномерно нагретого слоя массы $m_r = m_0$. Импульс I вычислялся по формуле (2.1) для газообразного слоя i_s и по формуле (3.3) (при различных значениях параметров γ и λ). Коэффициент χ в формуле (2.1), учитывающий перераспределение энергии в процессе разлета, был принят равным 0.8 (см. § 2). Введем также отношение импульса к энергии i , для придания этому отношению

безразмерного вида, умножим его на \sqrt{Q}

$$\xi = I \sqrt{Q} / E = i \sqrt{f_s} \quad (6.2)$$



Фиг. 6

Зависимость введенного таким образом коэффициента ξ «использования энергии» показана на

фиг. 7 для случая равномерно нагретого слоя толщиной $m_r = m_0$. Коэффициент ξ , полученный при вычислении I по формуле (2.1), отмечен индексом s , а по (3.3) отмечен (в тексте) индексом 0. Как видно, коэффициент ξ_s имеет максимум, а величина ξ_0 близка к максимальному значению ξ_s .

Как указывалось в § 3, при взаимодействии акустических волн разрежения в центре равномерно нагретого слоя возникает максимальное отрицательное напряжение, равное по абсолютной величине $1/2 \rho_0$.

Если ввести безразмерный критерий w — отношение внутренней энергии e_w , нагрев до которой приводит к разрыву вещества в результате взаимодействия волн разрежения в нагретом слое к Q , то для случая равномерного нагрева

$$w = e_w / Q = 2\sigma (\gamma - 1) / Q\rho_0 \quad (6.3)$$

Если считать, что прочность вещества σ равна теоретической σ_r , то при $n = 3$ и $k = 2$ имеем $\sigma_r = 1/7 \rho_0 c_0^2 = 2/7 \rho_0 Q$ и при $\gamma = 2$ параметр $w_r = 0.56$. В действительности, реальная прочность вещества значительно ниже теоретической (необходимо, конечно, принимать во внимание увеличение реальной прочности при уменьшении времени действия нагрузки [8, 9]). Здесь существенно лишь то, что $w \ll w_r \approx 0.5$, т. е. $w \ll 1$, и что механический импульс в результате разрыва вещества создается и при нагреве до энергий e_w , значительно меньших Q .

В области $e \approx Q$ несправедливы исходные предпосылки, приводящие к (2.1) (так как нельзя вещество считать газообразным) и к (3.3) (так как нельзя не учитывать импульс, возникающий после смыкания волн разрежения и возможность образования множественных отколов и разлета всего вещества). Зависимость ξ в этой области можно получить путем упомянутых выше численных расчетов всей газодинамической картины движения. Возможное отличие результатов таких расчетов (при больших нагревах) от приближенной оценки (3.3) существенно зависит не только от таких параметров, как γ , λ , w , но и от уравнения состояния вещества в области $\rho < \rho_0$ (после смыкания волн разрежения происходит «разгрузка»). Для уравнения состояния, имеющего принятый в § 4 и 5 вид, импульс, согласно численным расчетам гидродинамического движения,

довольно близок к (3.3) (отличие при $f_s \lesssim 1$ не более 20—30%, причем это отличие уменьшается по мере уменьшения нагрева). В проведенных расчетах считалось, что не происходит расслоения на две фазы, а при разгрузке до $p = 0$ происходит разрыв вещества. Для более точного определения ξ и I в области $f(m) \approx Q$ необходимо проводить расчеты движения вещества с привлечением более точного уравнения состояния, а также с учетом двухфазности; кроме того, движущееся вещество может представлять собой смесь пара и капель (или твердых осколков), не находящихся в тепловом равновесии между собой, т. е. имеющих различные скорости и температуры.

В дальнейшем для оценок импульса будем использовать (3.3) — в области $f_s \gtrsim 1$ и (2.1) — в области $f_s \lesssim 1$.

Из фиг. 6 и 7 следует, что величина «откольного» импульса I_0 существенно определяется термодинамическими свойствами нагретого и холодного вещества, а граница, где он еще имеет место, зависит от прочности вещества по отношению к «отколу».

§ 7. При взаимодействии излучения лазера с достаточно толстым слоем вещества поток излучения уменьшается по глубине из-за поглощения (см. § 2). Поэтому формулы (2.1) и (3.3) необходимо преобразовать, учитывая неравномерность выделения энергии по глубине. Формула (2.1), исходя из предположения независимости конечной скорости разлета каждой из частиц газа от разлета других, будет иметь вид

$$I_s = \chi \int_0^{m_x} \sqrt{2(f(m) - Q)} dm \quad (7.1)$$

Здесь I_s — импульс газообразного слоя; $f(m)$ — выделившаяся энергия в единице массы газа, изменяющаяся по глубине; m_x — масса слоя разлетевшегося «газообразного» вещества, т. е. масса до точки, начиная с которой перестаем производить расчет по формуле (7.1) (как будет показано ниже, величина m_x близка к массе m_s слоя, в котором выделившаяся энергия превышает энергию связи Q). Формула (7.1) была предложена Е. М. Рабиновичем, который полагал $m_x = m_s$ и $\chi = 0.8$. Коэффициент χ в случае неравномерного нагрева учитывает перераспределение энергии не только в процессе разлета вещества в сторону пустоты, но и в процессе распространения волны сжатия и ударной волны, возникших в результате действия реактивной силы от разлетающегося вещества и распространяющихся в сторону холодного вещества. Перераспределение ударной волной может быть существенно лишь в случае сильной волны ($\Delta p \gg \rho_0 c_0^2$), когда такая волна ушла далеко и захватила большую массу (эффект «короткого» удара [1]).

В дальнейшем предполагается сравнительно малая степень нагрева, и при этом будем пренебрегать перераспределением энергии ударной волной. Перераспределение энергии в процессе разлета газа в вакуум для неравномерного по массе нагрева приводит к отличию χ от 0.8. Но это отличие невелико [4], например для экспоненциальной функции; так, для (1.2) при $\kappa = \text{const} = 1/m_0$ в случае, если $m_x \gg m_0$, коэффициент $\chi \approx 0.6$ (для длительного нагрева, когда перераспределение энергии ударной волной мало [4] и имеет место перераспределение энергии лишь при разлете в вакуум). Так как нас интересует главным образом случай, когда $m_x \approx m_0$ или $m_x \ll m_0$ (и, наконец, $m_x = 0$), то нагрев газообразного слоя близок к равномерному и χ можно по-прежнему принимать равным 0.8.

Заметим, что, согласно [4], импульс, созданный при разлете газообразного слоя, слабо изменяется с увеличением отношения времени τ

подвода энергии к характерному времени разлета слоя, т. е. используемая оценка импульса справедлива и для весьма малой толщины такого слоя.

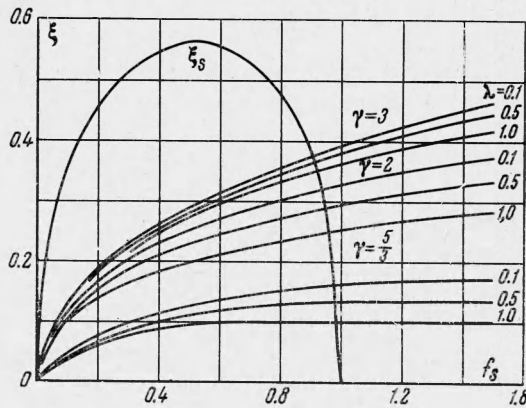
Аналогично можно преобразовать и формулу (3.3)

$$I_0 = \frac{\gamma - 1}{2} \int_{m_x}^{m_w} \frac{f(m)}{\sqrt{c_0^2 + \gamma(\gamma - 1)f(m)}} dm \quad (7.2)$$

Здесь I_0 — импульс «отколовшегося» слоя, m_w — масса слоя до точки «откола», т. е. той точки, нагрев в которой недостаточен для разрыва вещества. Заметим, что, если пренебречь изменением скорости звука c по сравнению с c_0 , то

$$I_0 = \frac{(\gamma - 1)(E_w - E_x)}{2c_0} \quad (7.3)$$

где E_x и E_w — энергия, заключенная во всем слое от $m = 0$ до $m = m_x$ и соответственно до $m = m_w$, а $E_w - E_x$ — энергия слоя от m_x до m_w . Определение параметра w и массы m_w «отколовшегося» слоя при расчетах импульса I_0 для случая неравномерного нагрева производилось из условия (6.3) и



Фиг. 7

условия $f(m_w) = wQ$, обоснование которых для равномерно нагретого слоя давалось выше. Согласно решению задачи о термоупругих деформациях (в гидродинамическом приближении), при экспоненциальном нагреве распределение давления имеет вид

$$\begin{aligned} p &= \frac{1}{2} p_0 (e^\mu + e^{-\eta}) \text{ при } \mu > 0 \\ p &= \frac{1}{2} p_0 (e^\mu - e^{-\eta}) \text{ при } \mu < 0 \\ \mu &= (m - \rho_0 c_0 t) / m_0, \quad \eta = (m + \rho_0 c_0 t) / m_0 \end{aligned} \quad (7.4)$$

На линии $\mu = 0$ имеет место скачкообразное понижение давления. Максимальное (по абсолютной величине) отрицательное напряжение существует в этой движущейся точке и равно

$$p_{\min} = -\frac{1}{2} \rho_0 (1 - \exp(-2m/m_0)) \quad (7.5)$$

Оно уменьшается со временем от 0 до $-\frac{1}{2} \rho_0$. Очевидно, что решение (7.4) и (7.5) справедливо до тех пор, пока, согласно (7.5), значение $p_{\min} > -\sigma$. При $p_0 \approx 2\sigma$ возникновение или невозникновение откола, величина выброшенной массы m_w и значение импульса I_0 будут связаны со случайными причинами. Если же $p_0 \gg 2\sigma$, то будет возникать не только однократный, но и множественный откол и раздробление вещества. При экспоненциальном уменьшении степени нагрева с глубиной масса отколовшегося слоя m_w может быть приближенно определена по соотношению:

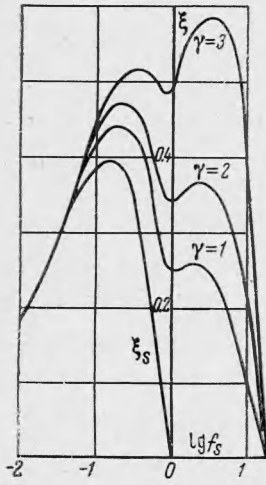
$$m_w = m_0 \ln(E/wm_0Q) = m_0 \ln(1/wf_s) \quad (7.6)$$

Точное значение массы отколовшегося слоя мало влияет на величину импульса, так как по формуле (7.3) определяющей импульс величиной

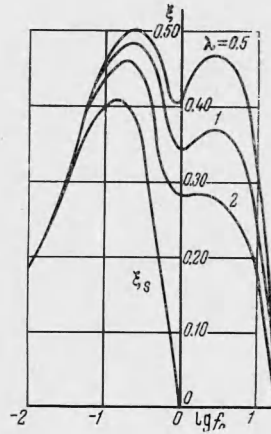
является энергия, поглощенная между точкой «перехода» m_x , близкой к точке «сублимации» m_s , и точкой «откола» m_w . Действительно, $\sigma \ll \rho_0 Q$, поэтому $f(m_w) \ll f(m_s) = Q$, и, следовательно, между точками m_x и m_w содержится основная часть энергии, прошедшей дальше точки испарения. Из-за резкого уменьшения $f(m)$ с глубиной изменения в положении m_w мало влияют на величину этой энергии и, следовательно, импульса. Определение точки перехода от формулы (7.1) к (7.2) при расчетах проводилось, исходя из предположения о непрерывности импульса единичного бесконечно тонкого слоя, т. е. подынтегрального выражения (7.1) и (7.2)

$$\chi \sqrt{2(f(m_x) - \psi)} = \frac{(\gamma - 1)f(m_x)}{2\sqrt{c_0^2 + \gamma(\gamma - 1)f(m_x)}} \quad (7.7)$$

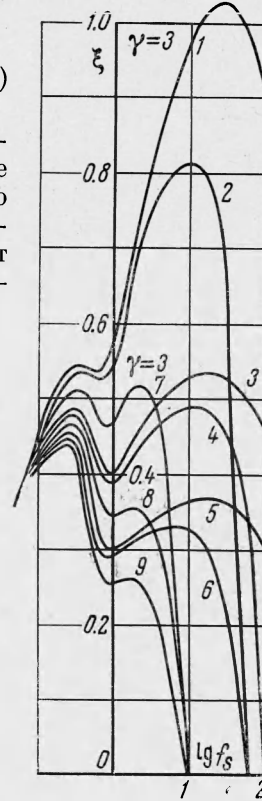
Расчеты по (7.7) (см. также фиг. 6 и 7) показывают, что энергия единицы массы $f(m_x)$ в точке «перехода» m_x близка к энергии связи Q . Полную величину импульса I будем определять суммированием вычисляемого по (6.3) импульса I_s от слоя вещества, нагретого до «газообразного» со-



Фиг. 8



Фиг. 9



Фиг. 10

стояния, с вычисляемым по (7.1) импульсом I_0 от слоя вещества, частично испаренного или раздробленного в предположении, что эти величины не зависят одна от другой, т. е. $I = I_s + I_0$. В действительности может иметь место взаимное влияние процесса разлета обеих фаз. Например, наличие положительного давления на границе с газообразной фазой может препятствовать возникновению отрицательных напряжений в конденсированной среде (на это обстоятельство обратил наше внимание Г. Ф. Филиппов). Но если скорость звука в газообразном слое существенно выше, а его толщина существенно меньше, чем соответственно скорость звука и толщина слоя в «холодном» слое, то время разлета газообразного слоя и время понижения давления в нем до пренебрежимо малых значений существенно меньше, чем характерное время газодинамических процессов и возникновения отколов в «холодном» слое. Импульс газообразного слоя будет просто передан через область, где вещество нагрето до энергий, меньших Q .

Наоборот, если максимальная амплитуда волн, проходящих через «холодный» слой, будет достаточно велика по сравнению с $\rho_0 c_0^2$, то в него будет «закачана» дополнительная энергия, что приведет к дополнительному увеличению импульса. Однако рассматривается случай сравнительно небольших нагревов, при этом $\Delta p \lesssim \rho_0 c_0^2$ и влияние «газообразного слоя», если таковой вообще существует, на холодный незначительно.

Результаты расчетов импульсов для случая экспоненциальной функции $f(m)$ при постоянных значениях параметров, характеризующих уравнение состояния вещества (γ и λ) и его прочность (w), приведены на фиг. 8, 9 и 10 в виде зависимостей коэффициента использования энергии с учетом «откола» ($\xi = \xi_0 + \xi_s$) и без учета (ξ_s) от параметра f_s , характеризующего степень нагрева вещества. Как следует из фиг. 8, изменение величины импульса при изменении γ весьма заметно, следовательно, и по импульсу неравномерно нагретого слоя можно судить о термодинамических свойствах вещества. Как видно из фиг. 10, при наличии неравномерного нагрева величина динамической прочности к разрыву (изменение w) оказывает влияние не только на границу, где возникает «откольный» импульс, но и на величину этого импульса.

На фиг. 10 кривые 1, ..., 9 соответствуют значениям параметров (γ, w), а именно: 1 (3, 0.002), 2 (3, 0.015), 3 (2, 0.002), 4 (2, 0.01), 5 (1.67, 0.002), 6 (1.67, 0.015), 7 (3, 0.1), 8 (2, 0.1), 9 (1.67, 0.1). Если величина γ с нагревом (и, следовательно, с глубиной) изменяется, то при сравнении экспериментальных значений с теоретическими можно определить лишь среднее значение γ нагретого слоя. Поэтому желательно производить опыты в условиях равномерного нагрева.

§ 8. Изложенные выше представления о возникновении механического импульса при низких удельных энергиях и о связи его величины с уравнением состояния и прочностью вещества и с величиной подведенной энергии нуждались в экспериментальной проверке, которая была проведена на примере нескольких веществ. Изучался механический импульс, картина разлета, скорость отколовшегося вещества и непосредственно возникшее в веществе давление при действии на него луча ОКГ. Результаты этих экспериментов будут изложены в последующих публикациях. Отметим лишь, что предсказанные одним из авторов настоящей работы эффект возникновения импульса «откола» и его количественная оценка, приведенная выше, были подтверждены.

Следует отметить, что рассмотренное явление представляет интерес не только с точки зрения получения данных о термодинамических свойствах тела. Явление мгновенного нагрева лазерным излучением и последующего разлета вещества представляет и самостоятельный интерес. Его можно рассматривать, например, как метод получения поверхностного взрыва в целом ряде веществ с целью генерирования ударных волн и волн сжатия с весьма короткими длинами, что является довольно трудным при использовании иных методов.

Авторы благодарят за ценные дискуссии И. Л. Зельманова, А. И. Петрухина, Е. М. Рабиновича и Г. Ф. Филиппова.

Поступила 26 IV 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. З е л ь д о в и ч Я. Б., Р а й з е р Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Физматгиз, 1964.
2. А л ь т ш у л е р Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений. Успехи физ. наук, 1965, т. 85, № 2.
3. С т а н ю к о в и ч К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. Гостехиздат, 1955.
4. Н е м ч и н о в И. В. Разлет плоского слоя газа при постепенном выделении энергии. ПМТФ, 1961, № 1.
5. К р у п н и к о в К. К., Б р а ж н и к о в М. И., К р у п н и к о в а В. П. Ударное сжатие пористого вольфрама. Ж. эксперим. и теор. физ., 1962, т. 42, № 3.
6. К о р м е р С. Б., К р у п н и к о в К. К., Ф у н т и к о в А. И., У р л и н В. Д., К о л е с н и к о в а А. И. Ударное сжатие и уравнение состояния пористых металлов. Ж. эксперим. и теор. физ., 1962, т. 42, № 3.
7. К о р я в о в В. П. Приближенное уравнение состояния твердых тел. ПМТФ, 1964, № 3.
8. Т а р а с о в Ю. И. Исследование зависимости времени разрушения от растягивающей нагрузки для стали и меди. Докл. АН СССР, 1965, т. 165, № 2.
9. Б у ч е р В. М., Б а р к е р А. М., М а н с о н Д. Е., Л а н д е р г е н С. Д. Влияние предыстории напряженного состояния на нестационарный откол в металлах. Реактивн. техн. и космонавт., 1964, № 6.