

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ДВИЖЕНИЯ И НАГРЕВА ИЗЛУЧЕНИЕМ ОКГ ПЛАЗМЫ, ОБРАЗОВАВШЕЙСЯ ПРИ ВСПЫШКЕ ПОГЛОЩЕНИЯ В ПАРАХ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Г. Г. Виленская, И. В. Немчинов

(Москва)

Рассматривается плоская (одномерная) задача, а также задача при наличии цилиндрической или сферической симметрии о движении и нагреве излучением оптического квантового генератора плазмы, образовавшейся при «вспышке» поглощения в парах твердого тела. Даются физические обоснования и математическая постановка задачи. Предлагается численный метод поставленной задачи, и результаты иллюстрируются на примере численного расчета конкретного варианта в плоском случае. Приведены графики, иллюстрирующие картину развития движения. Приведены оценки основных параметров в слое паров на различных стадиях: критерия вспышки, оценки падения давления в момент начала экранировки, развития процесса разогрева, амплитуды ударной волны, распространяющейся от зоны нагрева. Оцениваются параметры детонационной волны от зоны нагрева, проводится сравнение с автомоделной задачей о самосогласованной волне разрежения и нагрева. Приводятся результаты расчета, показывающие влияние двумерности на время развития экранировки.

Под действием мощного потока излучения оптического квантового генератора (ОКГ), падающего на поверхность непрозрачного твердого тела, тонкий поверхностный слой его вещества быстро нагревается и испаряется. Пары обычно слабо поглощают излучение оптического диапазона, поэтому излучение проникает сквозь испарившийся и расширившийся слой паров в более глубокие слои вещества, вызывая их нагрев, испарение и т. д. — возникает волна испарения [1-6]. По мере продвижения волны испарения и возрастания массы испарившегося вещества и толщины слоя паров градиент давления падает. Следовательно, охлаждение за счет расширения уменьшается, сравняваясь в какой-то «критический» момент времени с нагревом за счет поглощения излучения слабоионизированными парами. Начинается локальное повышение температуры, причем скорость роста температуры быстро возрастает. Это связано с нелинейной зависимостью коэффициента поглощения от температуры при низких температурах (порядка температуры фазового перехода) и невысоких степенях ионизации, возрастающих при наличии термодинамического равновесия по бальмановскому экспоненциальному закону. Следовательно, имеет место процесс бурного нарастания температуры, степени ионизации, а значит, и коэффициента поглощения. Возникает «вспышка» поглощения и вспышка в прямом смысле слова вследствие увеличения светимости. Ионизованный слой вещества поглощает все падающее излучение, испарение прекращается. Узкая зона энерговыделения становится областью повышенного давления, возникает волна сжатия и ударная волна, распространяющаяся навстречу потоку излучения. Степень ионизации паров за фронтом этой ударной волны и соответствующий коэффициент поглощения оптического излучения оказываются достаточно большими, поглощение излучения происходит лишь в узкой зоне вблизи фронта ударной волны. Ударная волна усиливается и переходит в детонационную [7,8]. После выхода детонационной волны на границу с вакуумом прилегающие к этой границе слои вещества малой массы быстро разогреваются и разлетаются, их оптическая толщина падает, излучение начинает проникать в более глубокие слои вещества — распространяется самосогласованная волна разрежения и нагрева [9-11], движущаяся к поверхности твердого тела. Перед ней распространяется ударная волна, отражающаяся от поверхности твердого тела. Возникают колебания давления на этой поверхности. После подхода волны разрежения и нагрева к поверхности твердого тела испарение возобновляется. Горячий слой паров как бы оттесняется от поверхности твердого тела более холодными парами, имеющими температуру, близкую к температуре фазового перехода. В этом слое вновь могут быть достигнуты критические условия, и тогда возникает повторная вспышка. Процесс испарения носит, таким образом, пульсирующий характер. Лишь при времени начала экранировки, много меньшем характерного времени воздействия, этот процесс можно рассматривать как непрерывный.

Обозначения: u — скорость, ρ — плотность, v — удельный объем ($v = 1 / \rho$), p — давление, e — внутренняя энергия, T — температура, T_v — равновесная температура пара и конденсата, Q — теплота испарения, x — доля пара в смеси пара и конденсата, h — энтальпия, H — эффективная энтальпия «сгорания», q — плотность потока излучения, $F = qr^{v-1}$ — полный поток излучения, r — эйлерова координата, $v = 1, 2, 3$ в плоском, цилиндрическом и сферическом случаях соответственно, m — лагранжева массовая координата, t — время, c — скорость звука, k — дифференциальный показатель адиабаты, γ — эффективный (интегральный) показатель адиабаты, κ — массовый коэффициент поглощения, R — универсальная газовая постоянная, C_p и C_v — теплоемкость, μ — молекулярный вес вещества.

Индекс плюс относится к отраженному потоку излучения, минус — к падающему потоку излучения, s — к конденсированной фазе, g — к парообразной фазе, W — к параметрам за волной испарения, 0 — к параметрам перед волной испарения (в неиспаренном веществе), * — к моменту вспышки.

1. Постановка задачи. Основные предположения. В рассматриваемой области, где производится расчет движения и нагрева, вещество находится в состоянии термодинамического равновесия (это относится к ионизационному равновесию и в этом отличие рассматриваемых явлений разогрева слабоионизованных паров от неравновесного пробоя холодных газов [7,8]), а также к равновесию между конденсированной и парообразной фазами. В последнем случае предполагаем также наличие механического и теплового равновесия между фазами.

Процессами теплопередачи — обычной и электронной теплопроводностью, термоэлектронной эмиссией с поверхности конденсированной фазы, диффузией электронов, а также переизлучением нагретой плазмы — пренебрегаем.

Считаем, что отражение происходит на поверхности твердого тела или на некоторой эффективной отражающей поверхности в равновесной смеси пара и капель, где концентрация конденсата достаточно высока. В остальной области отражение и рассеяние отсутствуют. Отражение происходит зеркальным образом с некоторым эффективным коэффициентом отражения k_r , определенным из экспериментов до начала экранировки поверхности парами или равным своему значению в обычных условиях (своему табличному значению), если такие эксперименты отсутствуют. Рассматривается также противоположный предельный случай — отсутствие конденсации за волной испарения.

Система уравнений, описывающих движение и нагрев паров, имеет следующий вид:

уравнение движения

$$\frac{\partial u}{\partial t} + r^{v-1} \frac{\partial p}{\partial m} = 0 \quad (1.1)$$

уравнение неразрывности

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial(ur^{v-1})}{\partial m} = 0 \quad (1.2)$$

уравнение энергии

$$\frac{\partial(e + u^2/2)}{\partial t} + \frac{\partial(pur^{v-1})}{\partial m} + \frac{\partial F}{\partial m} = 0 \quad (1.3)$$

уравнения переноса падающего и отраженного излучения

$$\frac{\partial F^+}{\partial m} = -\kappa F^+ r^{-v+1}, \quad \frac{\partial F^-}{\partial m} = \kappa F^- r^{-v+1}, \quad F = F^+ + F^- \quad (1.4)$$

уравнение состояния и зависимость коэффициента поглощения от термодинамических параметров

при $T > T_v(p)$ (или при $e > e_v(p)$)

$$p = e\rho(\gamma - 1), \quad \gamma = \gamma(e, \rho), \quad \kappa = \kappa(e, \rho) \quad (1.5)$$

при $e < e_v(p)$ (в области двухфазности)

$$\begin{aligned} T &= T_v(p), \quad e = e_g x + e_s(1 - x) \\ v &= v_g x + v_s(1 - x), \quad p = p_g = e_g \rho_g (\gamma - 1) \\ \kappa_g &= \kappa_g(e_g), \quad \kappa = \kappa_g x + \kappa_s(1 - x) \end{aligned} \quad (1.6)$$

Функции $\gamma(e, \rho)$, $\kappa(e, \rho)$, $e_g(\rho)$, $\gamma_g(e_g)$, $e_s(e_g)$, $\kappa_g(e_g)$ считаются заданными.

В области двухфазности имеется однозначная связь давления и температуры, поэтому внутренняя энергия пара e_g зависит только от температуры, несмотря на возможные процессы ассоциации атомов в молекулы и их диссоциации, а также слабой ионизации.

Давления считаются достаточно низкими по сравнению с модулем объемного сжатия конденсированной фазы и критическим давлением в газообразной фазе, поэтому $v_s = v_0$, где v_0 — удельный объем, соответствующий нормальной плотности твердого тела.

Таблицы $\gamma(e, \rho)$ и $\kappa(e, \rho)$ для пара вне области двухфазности, а также $\gamma(e)$ и $\kappa(e)$ внутри нее рассчитываются с учетом процессов ионизации, причем не только однократной, но и многократной, а иногда даже полной, поскольку при нагреве паров излучением ОКГ могут быть достигнуты весьма высокие температуры.

При расчетах уравнения состояния не учитывались эффекты неидеальности газа, которые могут быть существенными в некоторых случаях вследствие высоких плотностей пара.

В первом грубом приближении при низких температурах можно положить

$$e_g = (C_v)_g T, \quad e_s = (C_v)_s T = 3RT / \mu, \quad \gamma = 5/3 \quad (1.7)$$

а связь $T_v(p)$ представить в виде

$$\lg(p) = a(T) - \mu Q / RT_v = a(T) - b / T_v \quad (1.8)$$

В области высоких давлений зависимость $T_v(p)$ часто неизвестна, тогда расчет по (1.8) производится с использованием последней (опорной) расчетной или экспериментальной точки $T = T_0$ в области сравнительно низких давлений, а далее либо путем непосредственной экстраполяции $a(T)$, либо просто полагая $a = a(T_0)$.

Коэффициент поглощения паров рассчитывается с учетом изменения степени ионизации. При конкретных расчетах коэффициента поглощения учитывались свободно-свободные переходы электронов в поле нейтральных атомов и ионов, свободно-свободное поглощение с высоковозбужденных состояний и в некоторых случаях молекулярное поглощение (для углерода — полосы Свана), а также поглощение в результате отрыва электронов у отрицательных ионов.

Волна испарения. Если зона, где происходит фазовый переход, будет достаточно узкой по сравнению с характерными размерами задачи и ее условно можно считать разрывом, то распространение этой зоны можно описать, исходя из законов сохранения на этом разрыве. Такая волна будет волной дефлаграционного типа [12], поскольку она движется по отношению к веществу перед ней достаточно медленно и звуковые возмущения обгоняют ее, создавая в неиспаренном веществе давление, которое будет искомым параметром.

Одних законов сохранения и условия фазового равновесия пара и конденсированного вещества, а также условия Жуке за волной или условия согласованности движения волны с течением за ней при дозвуковом

истечении пара будет недостаточно для определения ее скорости даже при известной величине плотности q_w потока излучения, подводимого к волне испарения. Необходимо добавить еще какое-либо физическое условие. Здесь используется условие заданной степени завершенности испарения, т. е. заданного значения x_w , имеющее следующий смысл.

В отличие от представлений [1-4] в данной работе, как и в [5,6], принимается, что при достаточно большой длительности процесса в некотором сечении, недалеко от испаряющейся поверхности, независимо от того, является ли испарение поверхностным или объемным, успевает установиться фазовое равновесие. Если считать, что вещество за волной полностью испарилось, а пары прозрачны, то они начнут адиабатически расширяться, их температура понизится и в них должен появиться конденсат. Частицы конденсата начнут довольно заметно поглощать излучение. Такое поглощение конденсатом играет принципиальную роль в определении скорости распространения волны испарения.

В частности, для частиц углерода согласно [13] массовый коэффициент поглощения $\kappa_s = 0,3 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{г}$, в то время как уже при подведенной энергии $E = 2 \text{ Дж}/\text{см}^2$ и теплоте испарения $Q = 40 \text{ кДж}/\text{г}$ испаренная масса m_w превышает $5 \cdot 10^{-5} \text{ г}/\text{см}^2$. Следовательно, $\kappa_s m_w \gg 1$ и существенная конденсация невозможна, так как энерговыделение за счет поглощения излучения конденсатом препятствует дальнейшей конденсации.

Пренебрегая поглощением излучения самим паром, т. е. считая, что $\kappa = \kappa_s (1-x)$, где x — массовая доля пара, получаем, что условие прозрачности смеси пара и конденсата приводит к условию $\kappa_s m_w (1-x) \ll 1$. При $\kappa_s m_w \gg 1$ получим $(1-x) \ll 1$, т. е. испарение вещества практически полностью завершено.

Таким образом, можно полагать, что за волной испарения значение x_w задано, причем x_w — это либо такое значение x , при котором равновесие можно считать уже установившимся, если это установление произошло при $x \ll 1$, либо такое значение x , при котором ширина переднего края волны испарения достаточно мала по сравнению с характерным размером задачи (для того чтобы не проводить расчет в зоне больших градиентов параметров). Обычно $(1-x_w) \ll 1$, поэтому точное значение x_w несущественно и для многих практических приложений можно принимать $x_w = 1$. В тех случаях, когда конденсация за волной испарения не успевает произойти, необходимо более детальное исследование структуры волны испарения [3,4].

В рамках рассматриваемой системы можно производить расчет и предельного случая отсутствия конденсации — при поверхностном испарении, принятом в [1-4], и при достаточно коротких временах воздействия, когда конденсат не успевает образоваться [4]. В этом случае уравнения (1.6) не используются и поглощение конденсатом не учитывается. Дополнительное условие за волной испарения может быть принято, например, в виде условия изотермичности перехода благодаря сильной теплопроводности [3] или из рассмотрения структуры волны на молекулярно-кинетическом уровне [4].

Граничные условия. На границе паров с вакуумом (для $m = 0$) задавалось граничное условие

$$p = 0, F^- = F_0(t) < 0 \quad (1.9)$$

На волне испарения (для $m = m_w$), движущейся со скоростью $D_w = dm_w/dt$, задавались следующие граничные условия:

а) если граница неподвижна ($D_w = 0$), то

$$u_w = 0 \quad (1.10)$$

б) если волна испарения движется ($D_w \neq 0$), то на волне испарения задаются граничные условия

$$x = x_w, F_w^+ = -k_r F_w^-, \text{ или } F_w = F_w^- (1 - k_r)$$

условие баланса энергии

$$D_w = \frac{F_w}{h_w + u_w^2/2 + Q} = \frac{F_w}{H} \quad (1.11)$$

неразрывности

$$u_w = -\frac{D_w}{\rho_w r_w^{\nu-1}} = -\frac{D_w h_w (\gamma_w - 1)}{p_w \gamma_w r_w^{\nu-1}} \quad (1.12)$$

Здесь плотность ρ_w была выражена через h_w и p_w по уравнению (1.5)

Скорость u_w экстраполируется на фронт (согласованность движения волны испарения с течением за ней), если оказывается, что $u_w < c_w$ или принимается дополнительное условие Жуге $u_w = c_w$. Давление на поверхности твердого тела p_0 досчитывается по уравнению импульсов

$$p_0 = p_w - D_w u_w r_w^{-(\nu-1)} \quad (1.13)$$

При выполнении условия Жуге

$$p_0 = p_w (k_w + 1) \quad (1.14)$$

Начальные данные. При $t = t_0$ задается некоторое распределение функций $u(t_0, m)$, $v(t_0, m)$, $p(t_0, m)$, $r(t_0, m)$ для $m_w^0 \leq m \leq 0$.

2. Численный метод счета. Система разностных уравнений. Разностная схема для системы (1.1) — (1.4) будет изложена для простоты на примере плоского случая ($\nu = 1$). Эта разностная схема имеет вид

$$u_i^{n+1} = u_i^n - \xi_i [(p')_{i+1}^n - (p')_{i-1}^n] \quad (2.1)$$

$$v_i^{n+1} = v_i^n - \xi_i [u_{i+1}^{n+1} - u_{i-1}^{n+1}] \quad (2.2)$$

$$E_i^{n+1} = E_i^n - \xi_i [(p')_{i+1}^n u_{i+1}^{n+1} - (p')_{i-1}^n u_{i-1}^{n+1}] - (\partial q / \partial m)_i^n \Delta t \quad (2.3)$$

Здесь n и $n + 1$ — номера шагов по времени, i и $i + 1$ — номера шагов по пространству. Введены также следующие обозначения:

$$E_i^n = e_i^n + (u_i^n)^2 / 2, \quad E_i^{n+1} = e_i^{n+1} + (u_i^{n+1})^2 / 2 \\ (p')_i^n = p_i^n + f_i^{n+1/2}, \quad \xi_i = \Delta t / (m_{i+1} - m_{i-1})$$

Так как в данной задаче могут возникнуть разрывные решения — ударные волны, то в систему уравнений в конечных разностях вводится [14] неймановская вязкость f для размытия этих ударных волн следующим образом. Пусть на n -м слое по времени все известно. На $n + 1$ -м слое по времени считается скорость u_i^{n+1} в первом приближении по уравнению (2.1) при $f_i^{n+1/2} = 0$. Далее вычисляется неймановская вязкость по соотношению

$$f_i^{n+1/2} = \varepsilon_1 \Delta m_i^2 (\varepsilon^+ \Delta u_{i+1} + \varepsilon^- \Delta u_{i-1})^2 / 2v_i^n \quad (2.4)$$

Здесь

$$\varepsilon^+ = 1, \text{ если } \Delta u_{i+1} = u_{i+1}^{n+1} - u_i^{n+1} < 0 \\ \varepsilon^+ = 0, \text{ если } \Delta u_{i+1} \geq 0 \\ \varepsilon^- = 1, \text{ если } \Delta u_{i-1} = u_i^{n+1} - u_{i-1}^{n+1} < 0 \\ \varepsilon^- = 0, \text{ если } \Delta u_{i-1} \geq 0$$

Константа ε_1 выбирается таким образом, чтобы ударная волна размывалась на несколько счетных точек. Затем делается пересчет скорости по уравнению (2.1) и проводится расчет по уравнениям (2.2) и (2.3).

Исследуя выбранную разностную схему без вязкости на устойчивость [14], получаем для безграничной задачи ограничение на шаг по времени в виде условия Куранта $\Delta t \leq \Delta m / \rho c$, где c (скорость звука) вычисляется

дифференцированием уравнения состояния (1.5) или (1.6). Исследование на устойчивость задачи с учетом вязкости дает дополнительное ограничение на шаг по времени

$$\Delta t \ll \Delta m v / 2\varepsilon_1 |\Delta u|$$

Счет волны испарения. Пусть

$$\Phi_w = \exp\left(-\int_{m_w}^0 \kappa(T, \rho) dm\right) \quad (2.5)$$

Если $\Phi_w > \varepsilon_w$, где ε_w — заданная константа, и $q_0(t) = 0$, то волна движения и параметры на волне испарения считаются следующим образом:

$$m_w^{n+1} = m_w^n + D_w^n \Delta t, \quad u_w^{n+1} = u_w^{n+1} + u_w^n - u^n \quad (2.6)$$

$$u = u_{w+2} + \frac{m_w - m_{w+2}}{m_{w+1} - m_{w+2}} (u_{w+1} - u_{w+2})$$

($w+1$ — индекс ближайшей к волне испарения счетной точки).

Далее идут итерации, которые проиллюстрируем на частном примере: пусть $\gamma = k = \text{const}$, $C_p = \text{const}$ и $T_v(p)$ описывается формулой (1.7) при $a = a_0 = \text{const}$.

$$D_w^{j+1} = \frac{(1 - k_r) \Phi_w q_0(t)}{h_w^j + [(u_w^{n+1})^2 / 2] + Q}, \quad p_w^{j+1} = \frac{D_w^{j+1} h_w^j (\gamma - 1)}{u_w^{n+1} \gamma} \quad (2.7)$$

$$T_w^{j+1} = b / [a - \lg(p_w^{j+1})], \quad h_w^{j+1} = C_p T_w^{j+1}$$

Здесь j — номер итерации. После достижения условия сходимости, когда $|(h_w^{j+1} - h_w^j) / h_w^j| \ll \varepsilon_h$, досчитываются величины

$$\rho_w^{n+1} = -D_w^{n+1} / u_w^{n+1}, \quad e_w^{n+1} = h_w^{n+1} / \gamma$$

$$c_w^{n+1} = \sqrt{(\gamma - 1) k h_w^{n+1} / \gamma} \quad (2.8)$$

Если $u_w^{n+1} > c_w^{n+1}$, то $u_w^{n+1} = c_w^{n+1}$ и итерации по j проводятся снова. Если же либо $\Phi_w < \varepsilon_w$, либо $q_0(t) = 0$, то принимаем, что волна испарения остановилась и возникло новое условие $u_w = 0$. В этом случае параметры пара у неподвижной границы считаются следующим образом:

$$u_w^{n+1} = 0, \quad D_w^{n+1} = 0, \quad v_w^{n+1} = v_w^n + \Delta t u_w^{n+1} / (m_w^{n+1} - m_w^{n+1}) \quad (2.9)$$

$$E_w^{n+1} = E_w^n - \Delta t \left[\frac{u_w^{n+1} p_w^n}{m_w^{n+1} - m_w^{n+1}} + \left(\frac{\partial q}{\partial m} \right)_w^n \right]$$

где

$$\left(\frac{\partial q}{\partial m} \right)_w^n = q_0(t) \kappa_w^n (1 + k_r) \Phi_w$$

Счет итераций на волне испарения в моменты возобновления испарения представляет собой определенные трудности, поскольку в довольно короткий интервал времени скорость u_w резко возрастает. Поэтому в эти моменты первоначально скорость u_w берется из ближайшей счетной точки. Если u_w , определенное из уравнений сохранения, еще мало по сравнению со скоростью звука c_w , то считается, что волна испарения вообще еще не возобновила свое движение. Исследование на устойчивость счета при наличии границы — волны испарения — показывает, что выбранная схема счета всегда устойчива и дополнительное ограничение на шаг по времени Δt по сравнению с безграничной задачей отсутствует.

Определение скорости на границе паров с вакуумом. Для определения u_0^{n+1} функция $u(t)$ экстраполируется на границу паров с вакуумом по соседним счетным точкам совершенно аналогично экстраполяции скорости на волне испарения. Исследование на устойчивость этого граничного условия показывает, что выбранная выше схема счета, безусловно, устойчива.

Расчет потока излучения. Полный поток энергии определяется по уравнениям переноса (1.4), записанными в интегральной форме

$$F = F^+ + F^- = F_0(t) \exp\left(-\int_m^0 \kappa dm\right) - k_{\tau} F_0(t)_{\kappa} \exp\left(-\int_{m_w}^m \kappa dm\right) \quad (2.10)$$

Значение $(\partial F / \partial t)$, а в плоском случае $(\partial q / \partial t)$ определяется по значениям F или q на границах данной ячейки, т. е. в точках $1/2(m_i + m_{i-1})$ и $1/2(m_i + m_{i+1})$.

Расчет детонационной волны. В результате размазывания фронта детонационной волны температура плавно изменяется в нескольких счетных точках. Однако в области низких температур коэффициент поглощения κ зависит от температуры нелинейным образом — экспоненциальным, причем с большим показателем экспоненты.

Изменение коэффициента поглощения излучения от значений, соответствующих температурам перед фронтом ударной волны, до значений, соответствующих температурам за фронтом, весьма велико — на несколько порядков величин. Поэтому не только коэффициент поглощения κ за фронтом детонационной волны настолько велик, что в этой области поглощение должно осуществляться на массе, меньшей, чем «расчетный интервал» Δt , но и поглощение становится существенным еще внутри фронта ударной волны — в зоне, ширина которой определяется коэффициентом искусственной вязкости. Вследствие этого эффект поглощения начинается как бы «впереди фронта» детонационной волны, что приводит к неустойчивому ее распространению и неправильной скорости ее движения.

Для устранения этого явления был принят предложенный одним из авторов специальный прием, который можно назвать «искусственным расширением зоны энерговыделения». Подсказан он реальной структурой детонационной волны.]

Детонационная волна представляет собой по существу ударную волну, т. е. скачок, истинная ширина которого определяется истинной вязкостью и теплопроводностью. Вследствие скачкообразного повышения температуры в этом разрыве (или в узкой зоне) резко увеличивается коэффициент поглощения излучения (происходит иницирование поглощения) и начинается интенсивное поглощение. Величина пробега излучения хотя сама по себе может быть и мала, но все же значительно больше, чем ширина вязкого скачка, поэтому соответственно шире и зона энерговыделения (хотя она и может быть мала по сравнению с характерными размерами задачи).

При использовании искусственной вязкости ширина вязкого скачка возрастает, однако недопустимо, чтобы эта ширина стала больше, чем зона энерговыделения. Следовательно, необходимо искусственно расширить и зону энерговыделения хотя бы настолько, чтобы она была несколько больше, чем зона вязкого скачка.

Для этого был применен способ ограничения величины коэффициента поглощения κ из условия $\kappa \Delta t \leq \tau_m$, где τ_m — константа, регулирующая величину размытия (в приведенных расчетах значение τ_m — максимально возможной оптической толщины одной ячейки — варьировалось в пределах 0.1—0.3). Конечно, полная ширина разрыва становится при этом несколько больше, чем в обычных ударных волнах, однако при достаточно большом числе расчетных точек это не столь существенно, ибо она все же значительно меньше, чем характерный «размер» всей задачи — полная испарившаяся масса m_w^* — к моменту t_* возникновения вспышки. Поэтому условия распространения зоны энерговыделения с достаточной степенью точности соответствуют законам сохранения в детонационной волне.

Шаг по времени Δt выбирается из соображений устойчивости, но так, чтобы счетный интервал Δt волна испарения проходила не быстрее, чем за 10 временных слоев из-за

соображений точности. Так как волна испарения — движущаяся граница, то количество счетных точек по массе — переменная величина.

Как только $m_{w+1} - m_w \geq \Delta m$, то прибавляется точка по массе, все величины в которой интерполируются между точкой волны испарения и соседней с ней счетной точкой. Если количество точек по массе достигает максимально возможного (из-за ограниченности памяти ЭВМ) числа, то шкала разреживается (конкретно считалось, что количество точек по массе уменьшается вдвое) с сохранением интегралов внутренней и кинетической энергии.

3. Пример расчета. В данной работе в качестве примера рассмотрен плоский случай задачи ($\nu = 1$). Его целью является качественная демонстрация газодинамических эффектов при вспышке и при дальнейшем нагреве. Вместо табличного уравнения состояния рассматривается уравнение состояния идеального газа (1.5) при $\gamma = k = \text{const} = 5/3$. Конденсацией и поглощением конденсата пренебрегаем. Вместо реального коэффициента поглощения пара, заданного в виде таблиц, рассматривается приближенная аналитическая интерполяционная формула для коэффициента поглощения, заданная в виде

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{1}{\kappa_1} + \frac{1}{\kappa_2}, \quad \kappa_1 = \kappa_1^{\circ} \exp \left[b_1 \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) \right], \quad \kappa_2 = K\rho \quad (3.1)$$

Здесь κ_1° — значение κ при $T = T_0$. Функция κ_1 соответствует поглощению слабоионизированных паров в области низких температур, когда изменение степени ионизации α_e описывается бoльцмановской экспоненциальной зависимостью. В общем случае

$$b = \frac{d \ln \kappa}{d \ln T} \quad \text{при} \quad T = T_0$$

Если преобладающим будет тормозное поглощение при столкновениях электронов с ионами, то $\kappa \sim \alpha_e^2$ и $b = T / T_0$.

Если же преобладающим будет тормозное поглощение при столкновениях электронов с нейтральными атомами, то $\kappa \sim \alpha_e$ и $b = I / 2T_0$.

Функция κ_2 приближенно описывает поглощение пара в области тех температур, где завершается однократная и протекает многократная ионизация. Значения констант κ_1° , b и K подбираются по таблицам $\kappa(e, \rho)$.

Начальные данные выбирались на основе известного решения об адиабатическом движении пара в центрированной волне разрежения за волной испарения, движущейся с постоянной скоростью, причем за фронтом волны испарения выполнялось условие Жуге. По заданным начальным параметрам m_w° , u_w° , p_w° , ρ_w° , соответствующим выбранному начальному времени t_0 и потоку $q_w = q_0$ (экранировка отсутствует), для $m_w^{\circ} \leq m \leq 0$ находятся начальные распределения функций

$$\frac{p_w}{p_w^{\circ}} = \left(\frac{m}{m_w^{\circ}} \right)^{2/(\gamma-1)}, \quad \frac{p}{p_w^{\circ}} = \left(\frac{\rho}{\rho_w^{\circ}} \right)^{\gamma}, \quad \frac{u}{u_w^{\circ}} = 1 + \frac{2}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{p}{p_w^{\circ}} \right) \right]^{(\gamma-1)/2\gamma} \quad (3.2)$$

В качестве примера было рассмотрено воздействие излучения с постоянной плотностью потока q в 320 мвт/см^2 на поверхность углерода при длительном воздействии до 2 мксек (таково типичное значение длительности одного пика при свободной генерации излучения ОКГ; воздействие с меньшей длительностью соответствует режиму «гигантского импульса»).

До начала экранировки скорость движения паров u_w непосредственно за волной испарения равна 3.6 км/сек , давление p_0 на поверхности перед волной испарения равно 2700 кг/см^2 , давление в парах за волной испарения

p_w составляет 1000 кг/см^2 , а соответствующая температура фазового перехода $T_w(p_w)$ была принята равной 11900° К и коэффициент поглощения паров при такой температуре κ_w считался равным $7 \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{г}$.

Указанная температура несколько выше температуры, определенной путем экстраполяции экспериментальных данных, однако поскольку было принято $b = I / T_0$, то приведенное значение κ_w взято без учета тормозного поглощения при столкновении электронов с нейтральными атомами С, фотоотрыва электронов от отрицательных ионов C^- и C_2^- и молекулярного поглощения C_2 и C_3 , что несколько занижает значение κ при той же температуре. В результате значение κ_w не слишком сильно отличается от κ_w по таблицам, составленным с учетом указанных эффектов.

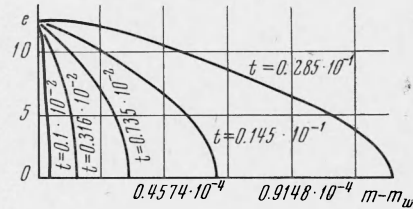
Коэффициент отражения k_r принимается равным нулю. Коэффициент K для углерода равен примерно $0.44 \cdot 10^8 \text{ см}^5/\text{г}^2$ при энергии квантов падающего излучения, равной 1.78 эв , что соответствует излучению рубинового ОКГ.

При принятых упрощающих предположениях легко получить оценки характерных параметров, которые можно сопоставить с самим расчетом. Эти оценки приводятся ниже, после описания картины процесса, полученной в результате численного расчета, что сокращает их обоснование, ибо оно очевидно из самих результатов расчета (такие оценки действительно были получены одним из авторов еще до начала расчетов — при постановке задачи). При количественном сопоставлении результатов расчета для данного примера с экспериментом следует иметь в виду, что в силу сделанных упрощений он носит несколько иллюстративный характер.

На фиг. 1 показано распределение внутренней энергии e (кдж/г) по массе $m - m_w$ (г/см^2) испаренного вещества в различные моменты времени t (мксек). Легко видеть, что в течение практически всего того времени, для которого приведены распределения, поглощение является несущественным и само распределение близко к первоначальному, найденному по автомодельному решению задачи об адиабатическом движении паров за волной испарения, движущейся с постоянной скоростью. Лишь на последней из кривых, соответствующей моменту $t = 0.028 \text{ мксек}$, намечается некоторое превышение внутренней энергии над значениями у волны испарения.

На фиг. 2, 3 соответственно показаны распределения давления p (кг/см^2) и внутренней энергии в моменты развития вспышки — образования узкого горячего слоя, являющегося одновременно и слоем повышенного давления.

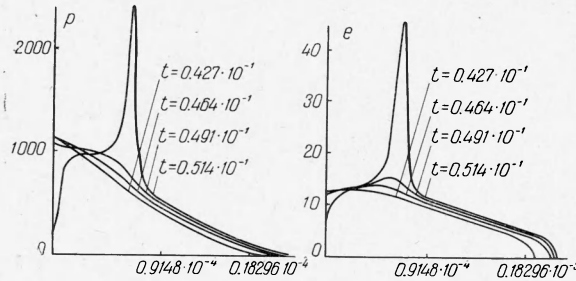
На фиг. 4, 5 показаны такие же распределения в стадии образования детонационной волны и ее распространения к границе с вакуумом. Сопоставление фиг. 4 и 5 показывает, что ширина зоны энерговыделения действительно несколько больше зоны «скачка» давления. На фиг. 4 даже видна некоторая зона падения давления за фронтом ударной волны, связанная с выделением энергии в этой области («химпик»). Последние кривые на фиг. 4, 5 соответствуют моменту ($t = 0.1 \text{ мксек}$) выхода детонационной волны на границу с вакуумом. Зона энерговыделения теперь непосредственно примыкает к этой границе, максимальное давление, которое раньше соответствовало фронту ударной волны, теперь резко падает. Выход детонационной волны за границу паров с вакуумом сопровождается резким



Фиг. 1

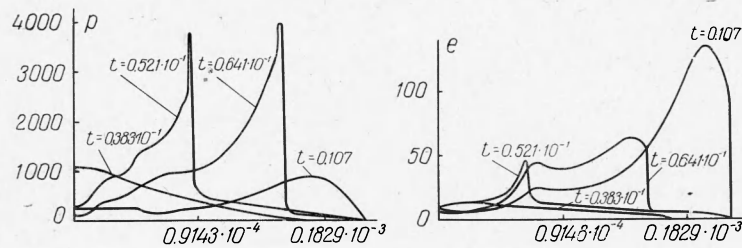
ускорением «крайних» частиц. Увеличение их скорости приводит к более быстрому разлету «периферийных» слоев и понижению их плотности, что облегчает проникновение излучения в более глубокие слои.

Фиг. 6 относится к стадии распространения самосогласованной волны нагрева и разрежения, перед фронтом которой к поверхности твердого тела движется фронт ударной волны. На фиг. 6, а видно, что в момент пример-



Фиг. 2

Фиг. 3



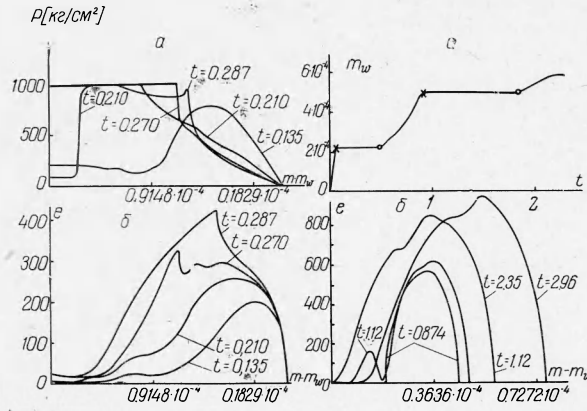
Фиг. 4

Фиг. 5

но в 0.22 мксек ударная волна отражается от поверхности твердого тела, вследствие чего давление на поверхности резко поднимается до значений, близких к тем, которые имели место до возникновения экранировки. К моменту $t = 0.29$ мксек отраженная волна уже вышла в горячую и малоплотную зону, вследствие чего давление начинает вновь падать. На фиг. 6, б отчетливо видно, как горячая область (в ней выделяется энергия падающего излучения) постепенно перемещается к поверхности твердого тела. Однако поскольку внутренняя энергия паров в этой зоне значительно (примерно на порядок) превышает «эффективную энтальпию сгорания» до начала экранировки, то, следовательно, скорость продвижения волны нагрева примерно на порядок меньше, чем скорость распространения волны испарения до вспышки.

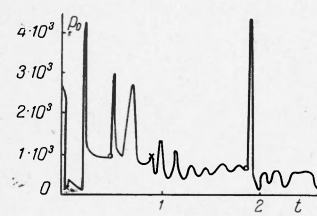
На фиг. 7, а показана зависимость массы m_w ($г/см^2$) испаренного вещества от времени t (мксек). После того как разлетевшаяся масса (испаренного до начала вспышки) слоя вновь становится прозрачной, возобновляется испарение. Как легко видеть на фиг. 7, а, это происходит примерно в момент 0.5 мксек. Теперь горячие пары как бы оттесняются от испаряющейся поверхности холодными парами, поступающими «сквозь» волну испарения при температуре равновесного фазового перехода (заметим, что на всех фигурах 1—6 распределения параметров построены по массе, отсчитанной от поверхности твердого тела). Затем в этом слое паров происходит новая «вспышка», в данном случае в момент времени примерно в 0.95 мксек. Ее развитие и движение к границе паров с вакуумом отчетливо видно на фиг. 7, б. Испарение вновь возобновляется к моменту времени около 1.9 мксек.

Помимо колебаний давления на поверхности твердого тела, вызванных распространением ударных волн, волн сжатия и разрежения, возникают также резкие изменения давления, вызванные возобновлением испарения,

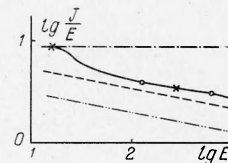


Фиг. 6

Фиг. 7



Фиг. 8



Фиг. 9

что видно на фиг. 8, где показана зависимость давления p_0 (кг/см^2) на поверхности твердого тела от времени.

На фиг. 9 показана зависимость логарифма отношения импульса давления J ($\text{дин} \cdot \text{сек/см}^2$) к величине подведенной энергии E (дж/см^2) от логарифма E . Легко видеть, что с началом экранировки это отношение падает. Такая зависимость аналогична зависимости, найденной экспериментально [15], но для постоянной длительности воздействия, а не для постоянного потока излучения, как в наших расчетах. Любопытно, что, несмотря на сильные колебания давления, импульс меняется довольно плавно. На фиг. 9 так же, как и на фиг. 8 и 7, а, крестиком отмечены моменты возникновения вспышки, а кружком — моменты возобновления испарения. Пунктиром проведена зависимость, которая следует из автомодельного решения [9-11]. Как легко видеть, расчетная зависимость идет практически параллельно полученной из автомодельного решения, но несколько выше ее. Это связано с тем, что при численных расчетах учитывалась также адиабатическая стадия разлета после выключения источника. Таким образом, приведенная зависимость J/E от E соответствует целой серии расчетов при одном и том же потоке излучения, но различных временах воздействия. Штрих-пунктиром показана зависимость J/E от E при отсутствии вспышки.

В настоящее время проведены расчеты с использованием таблиц термодинамических и оптических свойств вещества и переменности потока $q_0(t)$, что имеет место в реальных импульсах. Эти результаты для различных веществ и их обсуждение будут опубликованы отдельно.

4. **Оценки основных параметров.** Рассмотрим теперь оценки основных параметров (в принятых выше упрощающих предположениях), что позволяет определить, как изменяются эти параметры по сравнению с приведенным вариантом при изменении плотности потока падающего излучения и длительности процесса воздействия.

Критерий возникновения вспышки. Охлаждение за счет расширения становится равным энергосвободению за счет поглощения. В плоской центрированной (при постоянной величине q_0) волне разрежения, следующей за волной испарения, в которой справедливы соотношения (3.2), это условие для точек вблизи волны испарения (разогрев происходит в наиболее горячих слоях паров) можно записать в виде

$$-\frac{1}{\rho_w} \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)_w = \frac{p_w}{\rho_w} \frac{dm_w}{dt} \frac{2\gamma}{m_w(\gamma+1)} = - \left(\frac{\partial q}{\partial m} \right)_w \quad (4.1)$$

Учитывая что к моменту t_* начала разогрева паров их слой является оптически тонким и, следовательно, $q_w \approx q_0$, где q_0 — падающий извне поток излучения, член $(\partial q / \partial m)_w$ можно преобразовать к виду

$$(\partial q / \partial m)_w \approx \kappa_w q_0 (1 + k_r)$$

Здесь учтено, что отраженное излучение также вызывает нагрев паров. Отсюда следует критерий начала экранировки

$$\frac{dm_w}{dt} \frac{p_w}{\rho_w} \frac{2\gamma}{(\gamma+1)} = m_w \kappa_w q_0 (1 + k_r)$$

Здесь и в дальнейшем для удобства под q_0 и m_w^* понимаются их абсолютные величины.

Поскольку $(dm_w / dt) = m_w^* / t_*$, имеем

$$t_* = \frac{p_w}{\rho_w} \frac{2\gamma}{(\gamma+1)} \frac{1}{\kappa_w q_0 (1 + k_r)} \quad (4.2)$$

Используя (1.11), получаем

$$\frac{1 - k_r}{1 + k_r} \frac{(p_w / p_0)}{H} \frac{2\gamma}{\gamma + 1} = \kappa_w m_w^* \quad (4.3)$$

Поскольку $(p_w / \rho_w) \ll H$, то $\kappa_w m_w^* \ll 1$. Для углерода $\kappa_w m_w^* \approx 0.16$, для алюминия $\kappa_w m_w^* \approx 0.015$ (при $k_r = 0.76$ [16]). Оптическая толщина паров $\tau < \kappa_w m_w^*$ (из-за падения температуры и соответствующего уменьшения κ по сравнению с κ_w по мере приближения к границе с вакуумом). Поэтому в момент возникновения вспышки $\tau_* \ll 1$, т. е. разогрев начинается при практически полностью прозрачном слое паров (условие (4.3) носит локальный, а не интегральный характер). Расчеты по (4.3) весьма хорошо согласуются с результатами численных расчетов. Вследствие экспоненциального изменения давления фазового равновесия с температурой по формуле Клапейрона — Клаузиуса и экспоненциального изменения степени ионизации, а значит, и коэффициента поглощения с температурой, имеем $\kappa_w = \kappa_0 (p / p_0)^\omega$, где $\omega = d \ln \kappa / d \ln p$ и в данном примере $\omega = I_1 / Q_a$, причем I_1 — первый потенциал ионизации, Q_a — теплота испарения на атом. Для углерода $\omega \approx 2$. Согласно (1.11) и (1.12) давление в волне испарения без экранировки пропорционально плотности q_0 потока падающего излучения, а именно

$$p_w = q_0 (1 - k_r) / (H c_w \gamma)$$

а масса слоя паров к моменту t_* возникновения вспышки пропорциональна t_* ; поэтому из критерия (4.3) следует $q_0^{\omega+1} t_* = \text{const}$ или $t_* \sim q_0^{-(\omega+1)}$. Таким образом, с увеличением плотности потока излучения q_0 при той же подведенной энергии $E = q_0 \tau$ время начала экранировки t_* (а с ним и характерное время пульсаций давления и интервалы между последовательными возобновлениями испарения) уменьшается гораздо быстрее, чем полное время воздействия τ , т. е. при больших плотностях потока излучения процесс испарения можно рассматривать как непрерывный.

Падение давления в момент начала экранировки. После вспышки коэффициент поглощения в нагретой области резко увеличивается, величина потока излучения, падающего на поверхность твердого тела, резко уменьшается, испарение практически сразу же прекращается. Это сопровождается уменьшением давления на поверхности твердого тела.

Давление на поверхности твердого тела p_0 падает в $(\gamma + 1)$ раз, т. е. при $\gamma = 5/3$ примерно в 2.7 раза (из-за прекращения испарения) — до значений давления в парах p_w у поверхности твердого тела за волной испарения, и, более того, падение давления продолжается из-за того, что до возникновения вспышки все пары имели довольно значительную скорость, направленную от поверхности твердого тела. Изменение граничного условия на поверхности с $u = c_w$ на $u = 0$ приводит к возникновению волны разрежения, ибо необходим градиент давления, чтобы остановить движущийся по поверхности газ. Будем считать, что испарение прекращается скачком (что не является слишком плохой идеализацией из-за крайне резкого характера нарастания оптической толщины слоя паров и соответствующего уменьшения потока излучения на поверхности твердого тела).

Возникающую волну разрежения при временах, не слишком отличающихся от момента вспышки, можно считать центрированной; следовательно, имеют место уравнения

$$m - m_w^* = \rho_w c_w (t - t_*), \quad u - 2(c - c_w) / (\gamma - 1) = c_w \quad (4.4)$$

Константа c_w в инварианте Римана определена из условия, что волна разрежения по крайней мере в те моменты времени, когда ее граница еще не слишком сильно отодвинулась от поверхности твердого тела, распространяется по газу, где $c = c_w$, $u = c_w$. На поверхности твердого тела, где теперь уже выполняется условие $u = 0$, получим из (4.4)

$$\frac{c}{c_w} = \frac{3 - \gamma}{2} \quad (4.5)$$

Соответственно, давление p_0 на поверхности изменяется следующим образом:

$$\frac{p_0}{p_w} = \left(\frac{c}{c_w}\right)^{2\gamma / (\gamma - 1)} = \left(\frac{3 - \gamma}{2}\right)^{2\gamma / (\gamma - 1)} \quad (4.6)$$

Для $\gamma = 5/3$ получим падение давления приблизительно в 20 раз. Заметим, что эта величина довольно существенно зависит от показателя адиабаты γ , и при $(\gamma - 1) \ll 1$, что имеет место при учете конденсации паров, когда движение паров является почти изотермическим, падение давления не так уж велико.†

Развитие процесса разогрева. Будем считать, что разогрев после момента t_* первоначально идет при постоянной плотности (скорость роста температуры при учете расширения вещества, например, при постоянном давлении будет незначительно отличаться от найденной, поскольку теплоемкости C_p и C_v близки). Уравнение, описывающее изменение температуры, имеет вид

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \kappa q_0 (1 + k_r) \quad (4.7)$$

Для простоты положим $C_p = \text{const}$, а зависимость $\kappa(T, \rho)$ аппроксимируем экспоненциальной зависимостью (3.1) при $T_0 = T_w$ и $K = 0$. При $b / T_w \ll 1$ сравнительно небольшое повышение температуры приводит к существенному увеличению коэффициента поглощения. Соответственно возрастает и скорость роста температуры. Следовательно, основное время на разогрев (после его начала) затрачивается при сравнительно низких температурах. Разлагая T_w / T в ряд по $\theta = \Delta T / T_w$ и ограничиваясь при этом первым членом, получаем

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \exp(b\theta) \frac{\kappa_w q_0 (1 + k_r)}{C_p T_w} \quad (4.8)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$1 - \exp(-b\theta) = \frac{\kappa_w q_0 (1 + k_r)}{C_p T_w} b (t - t_*) \quad (4.9)$$

Видно, что независимо от того, какая степень разогрева $\theta_k(t_k)$ принимается за существенную, при $b\theta_k \gg 1$ получим

$$t_k - t_* = p_w / [\rho_w b \kappa_w q_0 (1 + k_r) (\gamma - 1)] \quad (4.10)$$

Учитывая (4.2), получаем

$$t_k - t_* = (\gamma + 1) t_* / [2\gamma (\gamma - 1) b] \quad (4.11)$$

Таким образом, при $\delta \gg 1$ время разогрева $t_k - t_*$ сравнимо с моментом t_* начала разогрева или даже значительно меньше его. Заметим, что при условии разлета паров не в вакуум (существенное сопротивление воздуха или самих паров при последующих вспышках) отсутствие перепада давления в некоторой области паров снимает критический характер процесса разогрева, он будет практически с самого начала, и время разогрева можно оценивать по (4.10) при $t_* = 0$. Из (4.11) видно, что отсутствие перепада давления приводит к существенному сокращению времени разогрева.

Амплитуда ударной волны, распространяющейся от зоны разогрева. Оценим величину давления p_f в зоне разогрева, предполагая, что оно постоянно внутри всего нагреваемого слоя и вне его вплоть до ударной волны, но, конечно, не равно давлению p_w в слое паров до начала разогрева. Тогда из уравнения энергии (1.3) получим

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial m} = 0 \quad (4.12)$$

Полагая $\gamma = \text{const}$ и $p_f = \text{const}$, получаем

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{p_f \gamma}{(\gamma - 1)} \frac{\partial v}{\partial t}, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{(\gamma - 1)}{p_f \gamma} \frac{\partial q}{\partial m} \quad (4.13)$$

Уравнение неразрывности (1.2), пользуясь (4.13), можно преобразовать к виду

$$\frac{p_f \gamma}{(\gamma - 1)} \frac{\partial u}{\partial m} + \frac{\partial q}{\partial m} = 0 \quad (4.14)$$

Интегрируя (4.14), получаем

$$[p_f \gamma / (\gamma - 1)] u = -q + \text{const} \quad (4.15)$$

В обе стороны от области нагрева распространяются две ударные волны с одинаковыми амплитудами. Отсюда скорость ударной волны u_f можно определить из соотношения

$$2\gamma p_f \Delta u_f = (\gamma - 1) |q_0|, \quad u_f = \pm \Delta u_f + u_w \quad (4.16)$$

Заметим, что ударная волна, движущаяся к поверхности твердого тела, взаимодействуя с волной разрежения, описанной выше, ослабляется. Предположим, что ударная волна будет волной умеренной интенсивности (идущей навстречу излучению), т. е. используем следующее разложение ударной адиабаты [12]:

$$p_f - p_w = \Delta p = m^* \Delta u_f, \quad m^* = \rho_w c_w [1 + 1/4 (\gamma + 1)\eta] \quad (4.17)$$

Здесь через η обозначено $\Delta u_f / c_w$.

Уравнение (4.17) легко преобразовать к виду

$$p_f / p_w = 1 + \gamma [1 + 1/4 (\gamma + 1)\eta]\eta \quad (4.18)$$

Используя соотношения на волне испарения, из (4.16) получаем

$$2(1 - k_r)\eta(p_f / p_w) = H / h_w \quad (4.19)$$

Из (4.18) и (4.19) получим следующее уравнение для определения η :

$$H / h_w = 2(1 - k_r)\eta \{1 + \gamma [1 + 1/4 (\gamma + 1)\eta]\eta\} \quad (4.20)$$

Решая это уравнение при $H / h_w = 3$, $\gamma = 5/3$ и $k_r = 0$, получаем,

$$\text{что } \eta = 0.60, \quad \Delta T / T_w = (T_f - T_w) / T_w = 0.42, \quad \Delta p / p_w = (p_f - p_w) / p_w = 0.84, \quad \Delta c / c_w = (c_f - c_w) / c_w = 0.20.$$

Отметим, что такие параметры оправдывают использование приближения волны умеренной амплитуды. Происходит ли повышение давления и нагрев в ударной волне или в волне сжатия, практически несущественно. Повышения температуры в 1.4 раза достаточно для очень сильного роста коэффициента поглощения — в 20 раз при $b = I / T_w \approx 10$. Заметим, что из рассмотренной оценки амплитуды ударной волны видно, что совершенно несущественна структура зоны нагрева, что, естественно, освобождает от необходимости использовать какие-либо особые методы численного расчета этой узкой зоны.

Параметры детонационной волны от зоны нагрева. Соотношения на фронте сильной детонационной волны, поддерживаемой падающим на ее фронт излучением, приведены в [7,8]. Однако в данном случае существенно противодавление и соотношения имеют следующий вид:

уравнение неразрывности

$$m_d^* (v_d - v_1) = -\Delta u = -(u_d - u_1) \quad (4.21)$$

уравнение движения

$$m_d^* \Delta u = p_d - p_1 \quad (4.22)$$

уравнение энергии

$$m_d^* [e_d - e_1 + 1/2 (u_d^2 - u_1^2)] + p_d u_d - p_1 u_1 = -q_0 \quad (4.23)$$

условие Жуке

$$m_d^* = \rho_d c_d \quad (4.24)$$

уравнение состояния

$$e_d = p_d v_d / (\gamma_d - 1), \quad e_1 = p_1 v_1 / (\gamma_1 - 1) \quad (4.25)$$

Здесь индекс d относится к состоянию за фронтом детонационной волны, индекс 1 относится к состояниям перед фронтом, $m_d^* > 0$ при $q^0(t) < 0$, так как волна движется навстречу потоку излучения. Из уравнений (4.21) — (4.25), учитывая, что скорость звука $c_d = \sqrt{k_d p_d v_d}$, получаем

скорость детонации

$$m_d^* = \rho_1 c_d [1 + (1 / k_d) (1 - p_1 / p_d)] \quad (4.26)$$

внутренняя энергия за фронтом детонационной волны

$$e_d = e_1 \frac{(p_d / p_1) [(\gamma_1 - 1) / (\gamma_d - 1)]}{1 + [(1 + p_1 / p_d) / k_d]} \quad (4.27)$$

удельный объем за фронтом детонационной волны

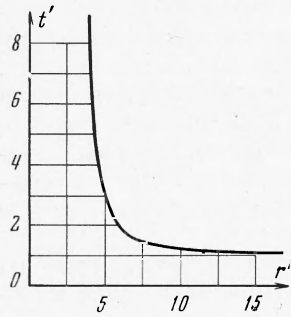
$$v_d = v_1 / \{1 + [(1 + p_1 / p_d) / k_d]\} \quad (4.28)$$

Так как в рассмотренном случае детонационная волна движется по газу с параметрами, близкими к параметрам за волной испарения до начала экранировки ($p_1 \approx p_w$, $\rho_1 \approx \rho_w$, $h_1 \approx h_w$), то, пренебрегая различием между γ_d и γ_1 и между k_d и k_1 и учитывая соотношения на волне испарения, при больших значениях отношения давления $y = p_d / p_1$ за детонационной волной и перед нею можно получить следующее выражение для определения y :

$$\frac{H}{h_w} = (1 - k_r) \sqrt{yY} \left\{ \frac{y}{Y} \left[1 - \left(1 - \frac{1}{y} \right) \frac{\gamma - 1}{\gamma} \left(1 + \frac{1}{2\gamma} \left(1 - \frac{1}{y} \right) \right) \right] - 1 \right\} \quad (4.29)$$

$$Y(\gamma, y) = 1 + \frac{1}{\gamma} \left(1 - \frac{1}{y} \right)$$

Для типичного значения $H / h_w = 3$ при $k_r = 0$ получим, что $y \approx 5.2$, при этом согласно (4.28) сжатие $\rho_d / \rho_w = 1.48$ и, следовательно, отношение p_d / ρ_d повышается в 3.6 раза по сравнению с p_w / ρ_w . Скорость распространения детонационной волны согласно (4.26) равна $2.8 |m_w|$, т. е. детонационная волна движется навстречу потоку излучения со значительно большей скоростью, чем двигалась в прямом направлении волна испарения под действием того же потока излучения q_0 . Любопытно, что относительная амплитуда детонационной волны практически не зависит от плотности потока падающего излучения.



Фиг. 10

Самосогласованная волна разрежения и нагрева. Если температура веществ в области, где выделяется энергия излучения, значительно выше, чем температура паров перед волной нагрева, а характерная плотность паров

в волне значительно превышает плотность паров перед ней, то решение можно получить, применив решение автомодельной задачи [9-11] для зависимости коэффициента поглощения, заданной в виде $\kappa = K\rho$ (оговорим, что автомодельное решение справедливо, строго говоря, лишь для бесконечной плотности паров перед волной и для абсолютно холодного газа перед ней). Зависимости максимального давления p_m , максимальной внутренней энергии e_m и нагретой массы m от времени t и плотности потока излучения q_0 будут иметь следующий вид:

$$p_m = P_m (Kt)^{-1/5} q_0^{3/5}, \quad e_m = E_m (Kt)^{2/5} q_0^{4/5}, \quad m = \mu_m (Kt)^{-2/5} q_0^{1/5} t \quad (4.30)$$

Значения P_m , E_m и μ_m задаются следующей таблицей, полученной В. М. Кролем, аналогично тому, как это было им сделано в [11] для других степенных зависимостей $\kappa(e, \rho)$

$\gamma =$	$5/3$	$7/5$	$6/5$
$P_m =$	0.747	0.627	0.468
$E_m =$	0.517	0.712	1.015
$\mu_m =$	1.260	1.170	1.050

Влияние двумерности на время развития экранировки. Выше был рассмотрен лишь плоский случай. Однако в силу ограниченности размера облучаемого пятна при достаточной длительности процесса воздействия может начаться боковое растекание струи паров. Для оценки его влияния на время возникновения вспышки была сочтена аналогичная задача, но при радиально-симметричном движении паров от испаряющейся сферы.

На фиг. 10 показана зависимость отношения t' времени i_2^* возникновения вспышки в сферическом случае к времени i_1^* возникновения вспышки в плоском случае от безразмерного параметра $r' = r_0 / c_w t_1^*$, где r_0 — радиус кривизны облучаемой поверхности. Как видно, боковое растекание «подавляет» возникновение экранировки. Это связано с тем, что при $t \geq (r_0 / c_w)$ устанавливается квазистационарный режим, в котором градиенты давления вблизи испаряющейся поверхности перестают изменяться, в то время как в плоском случае с течением времени по мере роста толщины слоя паров они непрерывно падают. В случае же, если экранировка возникает еще в стадии плоского разлета, боковое растекание приводит к установлению квазистационарного режима движения и нагрева паров [6].

При этом согласно [6] будут иметь место следующие закономерности изменения параметров (для случая $\kappa = Kr_0$):

$$e \sim q_0^{2/3} (Kr_0)^{1/3}, \quad p \sim q_0^{2/3} (Kr_0)^{-1/6} \\ u \sim q_0^{2/3} (Kr_0)^{1/6}, \quad \rho \sim (Kr_0)^{1/2}$$

Благодарим П. В. Кевлишвили за оказанную поддержку в проведении данной работы.

Поступила 20 III 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Ready J. F. Effects due to absorption of laser radiation. J. Appl. Phys., 1965, vol. 36, No. 2.
2. Анисимов С. И., Бонч-Бруевич А. М., Ельяшевич М. А., Имас Л. А., Павленко Н. А., Романов Г. С. Действие мощных световых потоков на металлы. Ж. тех. физ., 1966, т. 36, вып. 7.
3. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Испарение вещества под действием излучения лазера. ЖЭТФ, 1967, т. 52, вып. 4.
4. Пустовалов В. К., Романов Г. С. Разлет вещества от интенсивно испаряющейся поверхности металла. Вестн АН БССР, Сер. физ.-мат. наук, 1967, № 4.
5. Жариков И. Ф., Немчинов И. В., Цикулин М. А. Исследование воздействия на твердое вещество светового излучения, полученного при помощи источника взрывного типа. ПМТФ, 1967, № 1.
6. Немчинов И. В. Стационарный режим движения нагреваемых излучением паров вещества при наличии бокового растекания. ПММ, 1967, т. 31, вып. 2.
7. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
8. Райзер Ю. П. Пробой и нагревание газов под действием лазерного луча. Усп. физ. н., 1965, т. 87, вып. 1.
9. Крохин О. Н. Самосогласованный режим нагревания плазмы излучением оптического генератора. Ж. техн. физ., 1964, т. 34, вып. 7.
10. Афанасьев Ю. В., Кроль В. М., Крохин О. Н., Немчинов И. В. Газодинамические процессы при нагревании вещества излучением лазера, 1966, ПММ, т. 30, вып. 6.
11. Кроль В. М. Плоские автомодельные движения теплопроводного газа, нагреваемого излучением. ПМТФ, 1968, № 4.
12. Курант Р., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М., Изд-во иностр. лит., 1950.
13. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. М.—Л., Гостехиздат, 1951.
14. Рихтмайер Р. Д. Разностные методы решения краевых задач. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
15. Gregg D. W., Thomas S. J., Momentum transfer produced by focused laser giant pulses. J. Appl. Phys., 1966, vol. 37, No. 7.
16. Басов Н. Г., Бойко В. А., Крохин О. Н., Семенов О. Г., Склицков Г. В. Уменьшение коэффициента отражения мощного лазерного излучения от поверхности твердого вещества. Ж. техн. физ., 1968, т. 38, вып. 11.