

ИНТЕНСИВНО ИЗЛУЧАЮЩИЕ СВЕРХКРИТИЧЕСКИЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

И. В. Немчинов, И. А. Трубецкая, В. В. Шувалов
(Москва)

Квазистационарная структура сильных интенсивно излучающих ударных волн, распространяющихся со скоростью D в газе с плотностью ρ_0 , и закономерности изменения их яркостных температур T_e с изменением D исследованы в [1, 2]. Роль излучения характеризуется параметром $\eta = q_b/q_h$, где q_b — поток излучения черного тела при температуре T_s , соответствующей, согласно ударной адиабате, скорости D ; q_h — гидродинамический поток энергии через фронт ударной волны, причем $q_b = \sigma T_s^4$, а $q_h = (1/2)\rho_0 D u_s^2$ (σ — постоянная Стефана — Больцмана, u_s — скорость газа за фронтом ударной волны). В качестве источников излучения [3] обычно используются докритические (в терминологии [1, 2]) ударные волны, т. е. такие, для которых $\eta < 1$.

На большие расстояния от фронта уходит лишь мягкая часть излучения, испущенного газом за фронтом. Жесткая же часть этого излучения поглощается непосредственно перед фронтом, образуя прогретный слой. В [1—3] в качестве условной границы ϵ_1 , разделяющей спектр на эти части, принимается величина I_1 первого потенциала ионизации рабочего газа. Отметим, что в действительности, согласно расчетам [4, 5] и измерениям [6, 7] полного потока излучения, ϵ_1 на 1—2 эВ ниже, чем I_1 , за счет поглощения уширенными линиями в прогретном слое. По мере увеличения скорости фронта D и параметра η растет величина максимальной температуры T_- перед фронтом волны. Начинается поглощение и в длинноволновой части спектра. Наружу уходят лишь кванты, испущенные в самом прогретном слое. Значения яркостных температур T_e и потоков теплового излучения q_r сначала следят за T_s и q_b , затем, достигнув максимума, снижаются [4—7].

Наибольшие значения q_r и T_e в докритических ударных волнах могут быть получены при использовании в качестве рабочих газов гелия и неона, имеющих высокие значения I_1 . Так, в неоне, согласно расчетам [4, 5] и измерениям [6—8], они достигают 9—10 эВ и 200—400 МВт/см² при скоростях 50—70 км/с. При применении более тяжелых газов могут быть достигнуты более высокие температуры T_s . Например, для ксенона уравнение состояния [9] можно аппроксимировать степенной функцией

$$(1) \quad e = AT^a \delta^{-\alpha}, \quad \delta = \rho/\rho_L,$$

где e — внутренняя энергия единицы массы, кДж/г; ρ , ρ_L — плотность и нормальная плотность ксенона (5,89 мг/см³); $A = 4,0$; $a = 1,65$; $\alpha = 0,14$ в диапазоне температур $T = 2—30$ эВ. Отсюда

$$(2) \quad T_s = 0,35 u_s^{1,21} \delta_0^{0,085}, \quad \eta = 0,47 \cdot 10^{-2} u_s^{1,81} \delta_0^{-0,66}.$$

Здесь u_s в км/с; T_s в эВ; $\delta_0 = \rho_0/\rho_L$. При скорости $u_s = 40$ км/с, согласно (2), для $\delta_0 = 1$ получаем $T_s = 30$ эВ и потоки излучения черного тела $q_b = 88$ ГВт/см². Однако в действительности, начиная с $u_s = 19$ км/с и $T_s = 13$ эВ, ударные волны являются сверхкритическими, а максимальные потоки q_r^m достигаются еще для докритических волн и, согласно [6, 7], составляют 15—20 МВт/см², что соответствует эффективной температуре $T_e = (q_r^m/\sigma)^{1/4} = 3,0—3,5$ эВ. Таким образом, экранировка фронта препятствует достижению высоких яркостных и эффективных температур и получению больших потоков излучения, уходящих от фронта «на бесконечность».

В качестве одного из принципов ослабления эффекта экранировки рассматривалось распространение сильных интенсивно излучающих удар-

ных волн по газовому слою или облаку ограниченного размера [10—13]. После того как фронт прогревного «языка» выйдет на «границу» облака с вакуумом, излучение начнет почти свободно выходить. Величина плотности потока испускаемого излучения q_r оказывается порядка величины плотности гидродинамического потока q_h , и, следовательно, $T_e \sim u_s^{3/4} \delta_0^{1/4}$. Таким образом, можно в принципе достичь сколь угодно больших T_e и q_r . Так, при $u_s = 40$ км/с получаем $q_r = 19$ ГВт/см² и $T_e = 21$ эВ. С уменьшением плотности рабочего газа ρ_0 облегчается достижение заданной скорости D , но при этом снижаются значения q_h и T_e .

Оценим характерные толщины прогревных слоев. Для сверхкритических ударных волн перенос энергии в прогревном слое носит характер лучистой теплопроводности [1, 2]. Пренебрегая эффектами сжатия и движения газа в этом слое, запишем баланс энергии для квазистационарной стадии процесса движения ударной волны

$$\rho_0 D e(T_s, \rho_0) = -(16/3) l_R(T, \rho_0) \sigma T^3 \partial T / \partial x,$$

где l_R — величина Росселандова среднего пробега излучения. Аппроксимируем зависимость l_R от T и ρ степенной функцией

$$(3) \quad l_R = B T^b \delta^{-\beta}.$$

Для ксенона $b = 1$, $\beta = 1,7$ и $B = 1,8 \cdot 10^{-2}$, если l_R в см, а T в эВ. Используя (1), получаем распределение температуры в прогревном слое

$$T/T_s = (1 - x/x_T)^{1/\omega}, \quad \omega = 4 - a + b.$$

Таким образом, перед гидродинамическим скачком возникает тепловая волна [2]. Толщина прогревного слоя x_T определяется выражением

$$x_T = \frac{16}{3\omega} \frac{\sigma T_s^4}{q_h} l_R^s = \frac{16}{3\omega} \eta l_R^s, \quad l_R^s = l_R(T_s, \rho_0).$$

Используя соотношение (2), для ксенона имеем

$$(4) \quad x_T = 0,46 \cdot 10^{-4} u_s^{3,06} \delta_0^{-2,26}.$$

При $u_s = 40$ км/с и $\delta_0 = 1$ находим $x_T = 3,6$ см. Значение x_T быстро растет с увеличением u_s и снижением δ_0 .

Применяя вместо ксенона более тяжелые газы, например пары таких металлов, как свинец или висмут, можно поднять температуру T_s и несколько уменьшить величины критической скорости u_s^* , для которой $\eta = 1$. Так, для паров висмута при $T = 2-30$ эВ в выражениях (1) и (3) константы таковы: $A = 2,04$; $a = 1,82$; $\alpha = 0,125$; $b = 1$; $\beta = 1,79$; $B = 0,83 \cdot 10^{-2}$; $\rho_L = 9,39$ мг/см³. Соответственно вместо (2) и (4) получаем

$$T_s = 0,54 u_s^{1,10} \delta_0^{0,069}, \quad \eta = 1,87 \cdot 10^{-2} u_s^{1,40} \delta_0^{0,72},$$

$$x_T = 1,3 \cdot 10^{-4} u_s^{2,49} \delta_0^{-2,45}.$$

При низких значениях u_s (скажем, 5—10 км/с) T_s оказывается почти вдвое выше, чем для ксенона. Для $\delta_0 = 1$ $u_s^* = 17$ км/с, а T_s^* такая же, как и у ксенона — 12 эВ. При $u_s \approx 50$ км/с различие в T_s почти исчезает, что связано с более быстрым ростом степени ионизации α_e , а следовательно, и величины e с температурой T .

При одной и той же относительной плотности δ_0 переход к более тяжелым элементам, обладающим более высоким атомным весом и большей нормальной плотностью ρ_L , приводит к росту абсолютной плотности ρ_0 , а с ней и к росту величины q_h при данной скорости u_s . Соответственно для сверхкритических волн возрастают величины потоков q_r и эффективных температур T_e . Так, для паров висмута при $u_s = 40$ км/с и $\delta_0 = 1$ $q_h = 30$ ГВт/см² и $T_e = 23$ эВ. Однако все же в режиме выхода излучающей волны на край T_e растет с D или u_s медленнее, чем T_s , а q_r медленнее, чем q_b . Это связано с охлаждением газа за фронтом ударной волны при свободном выходе из-

лучения. Температуры, близкие к \bar{T}_e , сохраняются лишь в области оптических толщин порядка $1/\eta$, вдали же от фронта $T \rightarrow T_e$. Покажем, как избежать такого охлаждения.

Предположим, что две ударные волны распространяются навстречу друг другу. После того как сомкнутся границы прогретных слоев, в плоскости симметрии начнется постепенное повышение температуры и потоков излучения — вплоть до значений порядка T_s и q_b .

Пусть слой газа за фронтами ударных волн оптически толстый, а нагретый газ перед фронтами ударных волн почти прозрачный. Очевидно, что большая часть излучения, испущенного одним фронтом, вновь попадает на фронт встречной волны и наоборот. Остывание отсутствует. Такая ситуация (непрозрачность газа за фронтом и прозрачность перед ним) в принципе может быть обеспечена, так как l_R очень сильно зависит от ρ_0 , а сжатие за фронтом ударной волны велико (при отсутствии потерь энергии на излучение и показателе адиабаты $\gamma = 1,2$ порядка 10). Соответственно пробеги перед фронтом при той же температуре намного больше, чем за ним (примерно в 50 раз). Отметим, что если толщина слоя x_s между фронтами ударных волн невелика (меньше установившейся толщины x_T), то структура волны отличается от квазистационарной. При условии прозрачности или полупрозрачности газа, т. е. при x_s порядка l_R^s , перенос излучения отличается по своему характеру от лучистой теплопроводности.

Ударные волны с большими скоростями могут генерироваться газовыми струями взрывных [14, 15] или магнитоплазменных [16] компрессоров, а также фольгами, разогнанными до больших скоростей лучами лазера [17, 18], электронными или ионными ускорителями [19], путем электромагнитной имплозии [20] или иным путем [13, 21]. В процессе такого разгона твердые фольги обычно испаряются и постепенно расширяются, снижая свою плотность по сравнению с плотностью твердого тела, хотя их тепловая энергия намного меньше кинетической. Будем считать, что ударная волна генерируется летящим с большой скоростью холодным слоем газа, имеющим плотность ρ_1 более высокую, чем плотность ρ_0 рабочего газа, в котором происходит ее торможение. Тепловые потоки из горячей плазмы за фронтом ударной волны прогревают и саму «фольгу». Чтобы излучение не смогло просочиться сквозь нее наружу, фольга должна иметь сравнительно большую массу. Это же требуется и для того, чтобы скорость ударной волны не сильно уменьшилась по сравнению со своей начальной скоростью за счет торможения в рабочем газе.

Для учета всех этих факторов проводились прямые расчеты соответствующей нестационарной радиационно-газодинамической задачи. Методика расчета аналогична примененной в [4, 5, 10—12]. Считалось, что в начальный момент времени ударные волны генерировались ударом по рабочему газу толщиной $2x_0$ и плотностью ρ_0 двух слоев газа толщиной $\Delta x = 0,5 x_0$ и плотностью $\rho_1 = 10\rho_0$. Таким образом, масса «фольги» $m_1 = \rho_1 \Delta x$ в 5 раз больше массы тормозящего ее полета газа $m_0 = \rho_0 x_0$, и поэтому движение происходит без существенной потери скорости. Принималось, что и тормозящий рабочий газ и газ «фольги» представляют собой пары висмута, причем в начальный момент они холодные, т. е. их температура намного ниже T_s , соответствующей начальной скорости фольги u_0 . В результате распада разрыва в рабочем газе распространяется ударная волна с начальной скоростью $D_0 = \frac{\gamma+1}{2} \frac{u_0}{1 + \sqrt{\rho_0/\rho_1}}$ или при $\gamma = 1,2$ и $\rho_1/\rho_0 = 10$ с $D_0 = 0,84 u_0$ и $u_s^0 = 0,76 u_0$.

Рассмотрим варианты с относительной плотностью $\delta_0 = 0,1$ и 1 при $u_0 = 50$ км/с, при этом массы фольги m_1 равны 6,6 и 66 мг/см², а начальная кинетическая энергия $E_0 = 8,2$ и 82 кДж/см². Распределение температуры T в плазме в различные моменты времени t приведены на рис. 1 (значения t в мкс указаны у кривых). При $\delta_0 = 0,1$ (рис. 1, а) температура

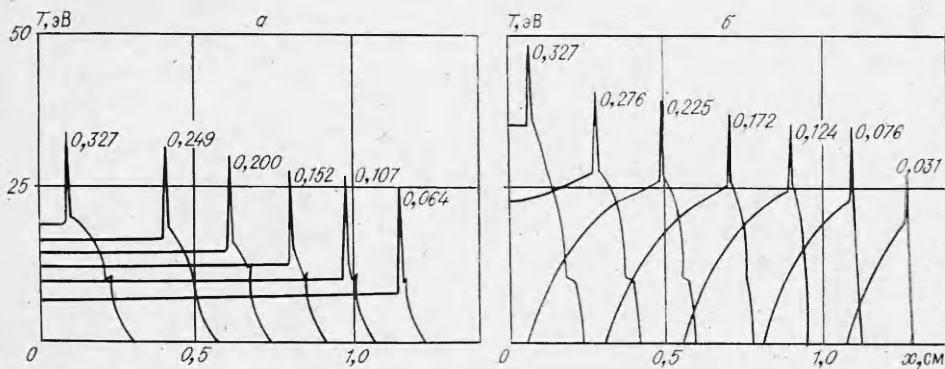


Рис. 1.

практически сразу оказывается выровненной по всему газу перед фронтом и постепенно возрастает со временем до значения $T_x = 34$ эВ непосредственно перед отражением скачка плотности. С увеличением δ_0 до 1 (рис. 1, б) рост температуры в центре симметрии происходит лишь после прихода края тепловой волны, т. е. с момента $t = 0,23$ мкс.

На рис. 2 показаны зависимости от t односторонних плотностей потока излучения q_s^- и q_s^+ непосредственно перед фронтом, в прогревном слое, а также плотности полного потока $q_s = q_s^- - q_s^+$ на фронте, плотности q_r одностороннего потока в центре симметрии для $\delta_0 = 0,1$ (а) и $\delta_0 = 1$ (б). Наибольшая величина односторонней плотности потока q_x (к моменту t_x отражения) при $\delta_0 = 0,1$ составляет 13 ГВт/см², что примерно втрое выше, чем q_h . При $\delta_0 = 1$ она возрастает до 220 ГВт/см², что намного превосходит как плотность гидродинамического потока q_h (в 4 раза), так и плотность потока излучения черного тела q_b при $T_s^0 = 29$ эВ (в 2,8 раза). Отметим, что и при $\delta_0 = 0,1$ можно увеличить значение q_x путем повышения Δx и x_0 до значений порядка x_T .

Если в плоскости симметрии поместить маленькую мишень, вносящую слабое возмущение в поле излучения, то величины потока излучения, падающего на нее, будут близки к q_r . Значение энергии $E_r = \int_0^{t_x} q_r dt$ составляет $2,5$ и $6,0$ кДж/см² для $\delta_0 = 0,1$ и 1 . Таким образом, коэффициент конверсии $W = E_r/E_0 = 30$ и 7% . При $\delta_0 = 0,03$ и $0,3$ $W = 2$ и 25% соответственно.

Если происходит не столкновение одинаковых ударных волн, а отражение ударной волны от преграды, расположенной на ее пути, то после подхода к ней края прогревного слоя начинаются прогрев ее поверхностного слоя, испарение, разлет паров и их дальнейший разогрев падающим излучением. По мере повышения температуры паров происходит их излучение навстречу ударной волне, что уменьшает остывание газа за ней. Разлетающиеся пары генерируют в рабочем газе ударную волну, движущуюся навстречу основной. Столкновение таких волн приводит к дополнительному подъему температуры и увеличению потока излучения на преграде. Однако значение достигнутых температур и потоков излучения ниже, чем при симметричном столкновении. Так, при $u_0 = 50$ км/с и $\delta_0 = 0,1$ при отражении получаем $q_x = 5$ ГВт/см² и $T_x = 28$ эВ. При этом достигнутое на преграде еще до отражения волны характерное давление $p_x = 0,9$ ГПа.

Если рассматривать перенос излучения в одностороннем приближении и предполагать допустимость степенных аппроксимаций (1) и (3), то можно воспользоваться соображениями подобия. Сохраняя геометрическое подобие, т. е. отношение $\Delta x/x_0$, а также соотношение ρ_1/ρ_0 в фольге и тормозящем газе, степень сверхкритичности ударной волны при ее началь-

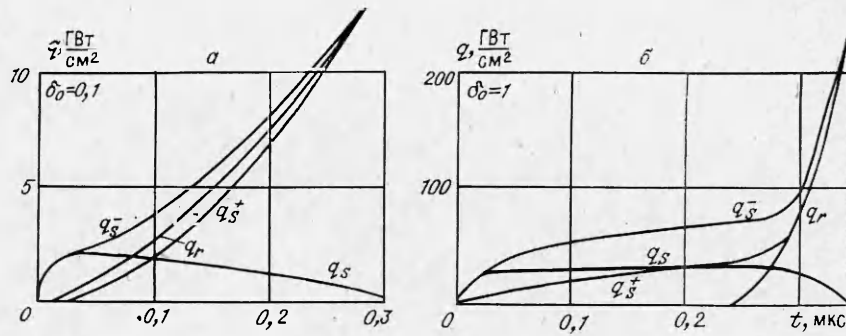


Рис. 2.

ной скорости u_0 , т. е. величину параметра η_0 , а также степень прозрачности слоя перед волной x_0/l_R^0 , можно изменять плотность ρ_0 , а с ней и остальные параметры по следующему закону:

$$(5) \quad u_0 \sim \rho_0^{0,517}, \quad x_0 \sim \rho_0^{-1,15}, \quad q_x \sim \rho_0^{2,55}, \quad E_0 \sim \rho_0^{0,88}, \\ m_z \sim m_0 \sim \rho_0^{-0,15}, \quad t_x \sim \rho_0^{-1,67}, \quad T_s^0 \sim \rho_0^{0,64}, \quad p_x \sim \rho_0^{2,03}$$

или

$$(6) \quad \rho_0 \sim u_0^{1,93}, \quad x_0 \sim u_0^{-2,22}, \quad q_x \sim u_0^{4,93}, \quad E_0 \sim u_0^{1,70}, \\ m_z \sim m_0 \sim u_0^{-0,29}, \quad t_x \sim u_0^{-2,74}, \quad T_s^0 \sim u_0^{1,24}, \quad p_x \sim u_0^{3,93}.$$

В качестве еще одного из критериев подобия могло бы фигурировать отношение плотности ρ_{00} твердой преграды к плотности ρ_0 газа. Однако при нагреве и разлете паров в режиме развитой экранировки при не слишком высоких плотностях потока исходная плотность вещества ρ_{00} не является существенным параметром, так как плотность паров намного ниже ρ_{00} .

Рассмотрим теперь ударные волны, сходящиеся к мишени радиуса r_0 . Пусть газ за их фронтом оптически толстый. Если газ между фронтом ударной волны радиуса r_s и мишенью, наоборот, прозрачный, а мишень мала ($r_s \gg r_0$), то большая часть излучения, испущенного фронтом, вновь попадает на другие его же участки, а данный участок подогревается излучением, испущенным со всех остальных («световой котел»). Роль поглощения излучения мишенью невелика, если $r_s^2 \gg r_0^2$. Внутри фронта плотность потока излучения q_r близка к σT_s^4 и для сверхкритических ударных волн может быть гораздо больше q_h . Условие прозрачности газа перед фронтом не обязательно для того, чтобы поток, падающий на мишень, был больше q_h . Важно, чтобы лучистая теплопроводность была достаточно сильна.

В [22] путем оценок уже рассматривалась задача о движении слетающей к центру оболочки, генерирующей сходящуюся ударную волну, газ перед которой прозрачен. При этом допущен ряд ошибок. Так, при определении температуры газа в области его многократной ионизации не учитывались затраты на ионизацию и показатель адиабаты γ принимался равным 5/3. При определении степени «просвечивания» излучения назад сквозь оболочку плотности в ней принималась равной исходной, в то время как в действительности она сильно падает при расширении нагретого вещества. С другой стороны, при определении пробегов излучения плазма тяжелых элементов считалась водородоподобной и не учитывалось поглощение и испускание в линиях. Наконец, предполагалось, что фотонный газ по мере уменьшения радиуса прозрачной «полости» адиабатически сжимается, что приводит к повышению температуры излучения. Однако нетрудно показать, что в рассматриваемых условиях ($\eta \leq 10-100$, $u_s \leq 50-80$ км/с) энергия и давление излучения малы по сравнению с тепловой энергией и давлением вещества (составляют меньше 1-10%). Тем не менее все это не может дискредитировать саму идею об использовании сходящихся

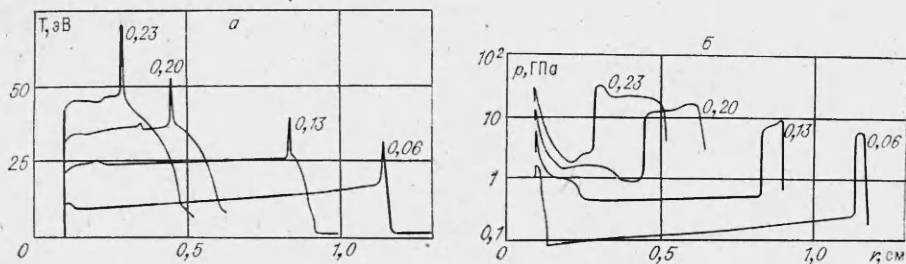


Рис. 3.

ударных волн для повышения на мишени величин потоков излучения. Более того, идея светового котла может быть использована и в условиях неполной прозрачности газа перед фронтом. Необходимо также учитывать эффекты переизлучения парами мишени и движения вторичной ударной волны, генерируемой парами.

В численных расчетах, учитывающих все эти факторы, считалось, что ударная волна генерируется сферической газовой оболочкой, имеющей начальную плотность ρ_1 и скорость u_0 , с внутренним радиусом R_0 и внешним R_1 . Внутри оболочки — вплоть до мишени радиуса r_0 — неподвижный и холодный газ имеет постоянную плотность ρ_0 . Считалось, что и мишень, и оболочка, и рабочий газ являются парами висмута. Использовались расчетные данные об их оптических свойствах [9], полученные с учетом связанно-связанных переходов, реальной (неводородоподобной) структуры атомов и ионов, сечений поглощения, с использованием функций, определенных по методу Дирака — Фока — Слэтера.

Приведем результаты расчетов для $u_0 = 50$ км/с при $R_0 = 1,4$ см, $\Delta R = R_1 - R_0 = 0,2$ см, $r_0 = 0,1$ см. Эти значения близки к принятым в [22], за исключением ρ_0 , которая в наших расчетах ниже, поскольку в противном случае время выхода излучения к преграде будет слишком мало. При $\rho_0 = 0,316 \cdot 10^{-2}$ г/см³ (или $\delta_0 = 0,3$) начальная кинетическая энергия оболочки $E_k = 220$ кДж, масса оболочки $M = 0,17$ г. На рис. 3, а, б приведены распределения по радиусу r соответственно температуры T и давления p в различные моменты времени t (значения t в мкс даны у кривых). Температура перед фронтом ударной волны постепенно повышается по мере ее приближения к преграде. Величина давления на испаряющейся сфере практически с самого начала оказывается близкой к давлению на фронте излучающей ударной волны и постепенно повышается со временем. Плотность потока излучения q_x , давление p_x на преграде перед отражением ударной волны составляют 210 ГВт/см² и 14 ГПа. При $\delta_0 = 1$ они достигают уже 1,2 ТВт/см² и 52 ГПа. Такие значения намного ниже, чем полученные в [22], но все же демонстрируют большие возможности рассматриваемого метода. При $\delta_0 = 0,1$ значения q_x и p_x снижаются до 35 ГВт/см² и 6 ГПа, что заметно выше, чем в плоском случае, как и температура T_x (40 эВ вместо 34 эВ). Это связано со слабыми эффектами гидродинамической кумуляции.

Длительность стадии высоких давлений и плотностей потока излучения с возрастанием δ_0 сокращается. При $\delta_0 = 1$ она составляет лишь около 30 мкс (на рис. 4 показана зависимость потока на сфере от времени при различных значениях δ_0 , указанных у кривых). Это связано с тем, что при высоких δ_0 тепловая волна, движущаяся впереди ударной, сравнительно долго не достигает мишени. При принятом в [22] значении $\delta_0 = 3$ соответствующее время сокращается примерно до 2 нс.

На рис. 5 сплошные линии — результаты расчета варианта с $\delta_0 = 0,1$, а именно величины плотности потока излучения q_r , падающего на мишень, плотности гидродинамического потока энергии q_h , плотности потока q_b излучения черного тела при температуре T_s , а также давления на преграде p_0 ; штриховые линии — результаты расчета для размеров R_0 , R_1 и r_0 , в 5 раз превышающих указанные выше (соответственно изменен масштаб

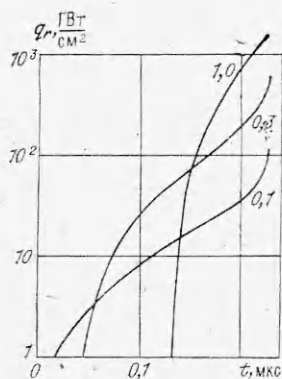


Рис. 4.

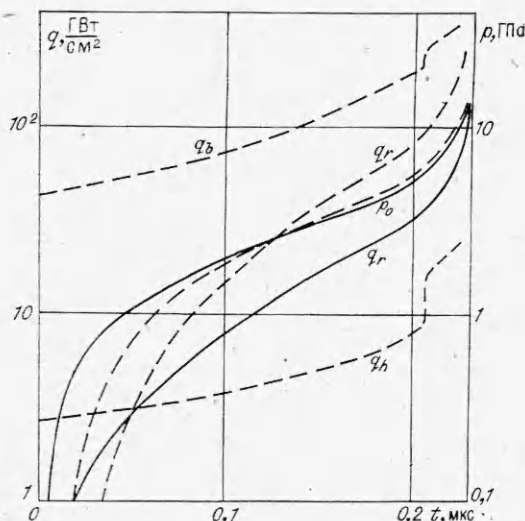


Рис. 5.

времени). Характер изменения давления от времени и само его максимальное значение в обоих случаях остаются неизменными, несмотря на некоторое изменение максимального потока.

Для пересчета описанных вариантов на другие плотности в сферическом случае можно использовать те же формулы (5) и (6), что и в плоском случае. Полная энергия \mathcal{E} и полная масса M изменяются при этом по закону

$$\mathcal{E} \sim \rho_0^{-1,42} \sim u_0^{-2,74}, \quad M \sim \rho_0^{-2,45} \sim u_0^{-4,74}.$$

Отметим, что столкновение основной ударной волны с вторичной волной, движущейся от мишени, приводящее к всплеску температуры и потока излучения, происходит на довольно большом расстоянии от мишени (в рассматриваемых условиях на расстоянии порядка $2r_0$). Эффекты гидродинамической кумуляции к этому времени проявляют себя несильно. Скорость волны и оболочки изменяется незначительно, поэтому эффекты неустойчивости фронта ударной волны и абляционного фронта, распространяющегося по оболочке, вряд ли сказываются сколько-нибудь существенным образом.

Эффект светового котла должен иметь место в случае сферической или цилиндрической симметрии сходящихся волн или для сталкивающихся плоских волн и при более сложной геометрии их поверхности. Одним из преимуществ применения метода торможения разогнанной до больших скоростей оболочки в газе, окружающей мишень, в условиях мощной лучистой теплопередачи к ней является не только возможность достижения рекордных температур и потоков излучения, но и возможность использования эффекта сглаживания и повышения степени симметрии облученности мишени по сравнению со степенью симметрии самой оболочки [23].

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Ударные волны большой амплитуды в газах.— Успехи физ. наук, 1957, г. 63, № 3.
2. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. 2-е изд. М.: Наука, 1966.
3. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977.
4. Богоявленская Е. Г., Немчинов И. В., Шувалов В. В. Излучение сильных ударных волн в гелии нормальной плотности.— Журн. прикл. спектроскопии, 1981, т. 34, № 1.
5. Богоявленская Е. Г., Немчинов И. В., Шувалов В. В. Излучение сильных ударных волн в неоне нормальной плотности.— Журн. прикл. спектроскопии, 1982, т. 36, № 4.

6. Киселев Ю. Н. Полный выход излучения с фронта сильных ударных волн в инертных газах.— В кн.: Горение и взрыв в Космосе и на Земле. М.: изд. ВАГО, 1980.
7. Киселев Ю. Н. Исследование излучения сильных ударных волн в инертных газах в широком спектральном диапазоне.— В кн.: Тр. IV Всесоюз. конф. «Динамика излучающего газа». М.: МГУ, 1981, т. 1.
8. Киселев Ю. Н. Излучательные свойства сильной ударной волны в неоне.— ПМТФ, 1983, № 1.
9. Ельяшевич М. А., Боровик Ф. Н., Каськова С. И. и др. Термодинамические функции и коэффициенты поглощения плазмы висмута и ксенона при температурах до 30 эВ.— В кн.: Тр. IV Всесоюз. конф. «Динамика излучающего газа». М.: МГУ, 1981, т. 1.
10. Бергельсон В. И., Немчинов И. В. Об излучении, возникающем при ударе о преграду слоя газа с очень большими скоростями.— ПМТФ, 1978, № 6.
11. Немчинов И. В., Шувалов В. В. Излучение сильных ударных волн, выходящих на границу с вакуумом.— ДАН СССР, 1980, т. 253, № 4.
12. Немчинов И. В., Трубецкая И. А., Шувалов В. В. Сферический взрыв с интенсивным излучением в ограниченном облаке газа.— ДАН СССР, 1984, т. 276, № 4.
13. Yabe T., Mochizuki T. Impact radiative fusion concept.— Jap. J. Appl. Phys., 1983, v. 22, N 4.
14. Войтенко А. Е. Получение газовых струй большой скорости.— ДАН СССР, 1964, т. 158, № 6.
15. Киселев Ю. Н., Самонин К. Л., Христофоров Б. Д. Параметры струи взрывного газового компрессора.— ПМТФ, 1981, № 3.
16. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С. Исследование процессов ударного торможения гиперзвуковых потоков плотной плазмы.— ТВТ, 1978, т. 16, № 6.
17. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Крохин О. Н. и др. Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой.— Итоги науки и техники, 1978, т. 17.
18. Obenshain S. P., Whitlock R. R., Mc. Lean E. M. et al. Uniform ablative acceleration of targets by laser irradiation at 10^{14} W/cm².— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, N 1.
19. Бавыкин М. В. Электронный термоядерный синтез.— Итоги науки и техники. Физика плазмы, 1981, т. 2, ч. 2.
20. Бакулин Ю. Д., Лучинский Л. В. Оценки возможности получения высоких плотностей потока энергии при электровзрыве цилиндрических оболочек.— ПМТФ, 1980, № 1.
21. Манзон Б. М. Ускорение макрочастиц для управляемого термоядерного синтеза.— Успехи физ. наук, 1981, т. 134, № 4.
22. Winterberg F. Black body radiation imploded inside a small cavity as an inertial confinement fusion driver.— Z. Physik A — Atoms and Nuclei, 1980, v. 296, N 1.
23. Mochizuki T., Sakabe Sh., Yamanaka Ch. X-ray geometrical smoothing effect in indirect X-ray-drive implosion.— Jap. J. Appl. Phys., 1983, v. 22, N 2.

Поступила 14/II 1985 г.

УДК 533.6 : 519.6

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ОГРАНИЧЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ ЗА ФОКУСИРУЮЩИМИСЯ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

А. В. Потапкин, Ю. Н. Юдинцев
(Новосибирск)

Во многих газодинамических явлениях приходится рассматривать поведение ударных волн (УВ) с фронтами, вогнутыми в направлении распространения. Распространение таких УВ сопровождается увеличением их интенсивности, максимум которой достигается в области, определяемой как зона фокусировки. В случае слабых УВ, число Маха которых $M_c \sim 1,0$, простейшее описание динамики вогнутых в направлении распространения фронтов может быть сделано на основе геометрической акустики [1]. В соответствии с геометрической акустикой УВ выходят из геометрического фокуса в виде пересеченных «петлеобразных» фронтов. Особенностью геометрической акустики является то, что она не учитывает нелинейности в скорости распространения волновых фронтов при усилении УВ в процессе фокусирования и предсказывает неограниченный рост интенсивности УВ на огибающих акустических лучей (каустиках). Качественно другую картину динамики для УВ средней интенсивности дает теория [2]. Усиление вогнутых в направлении распространения участков УВ и ослабление выпуклых участков приводят к тому, что разные участки фронта УВ распространяются с различными скоростями. Происходит спрямление фронта УВ, траектории движения элементов фронта становятся криволинейными и не пересекаются, а интенсивность УВ остается конечной.

Экспериментальные исследования динамики УВ с вогнутыми в направлении распространения фронтами [3] позволили выделить основные типы