

УДК 533.95:534.461

© 2005 г. А. Г. КУЛИКОВСКИЙ, Н. Т. ПАШЕНКО

РЕЖИМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ САМОПОДДЕРЖИВАЮЩИХСЯ СВЕТОДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН

Исследуется структура светодетонационных волн. Показано, что самоподдерживающиеся волны поглощения лазерного излучения могут распространяться в режиме детонации Жуге или недосжатой детонации. Путем численного исследования структуры фронтов найдены условия осуществления указанных режимов. Показано, что при достаточно мощном потоке излучения реализуется режим недосжатой детонации, который для случая светодетонации теоретически обнаружен и исследован впервые.

Ключевые слова: светодетонация, пересжатый и недосжатый режимы, детонация Жуге, структура волны, электронная теплопроводность, излучение.

Фокусировка лазерного излучения, интенсивность которого превышает некоторое пороговое значение, приводит к электрическому пробоя газа [1, 2]. Образующаяся в результате пробоя плазма поглощает падающее излучение, нагревается, тем или иным способом нагревает и ионизует прилегающие к зоне пробоя слои газа, которые начинают поглощать падающий световой поток. Возникшая таким образом область поглощения света перемещается навстречу падающему лазерному лучу – распространяется волна поглощения лазерного излучения. Возможны различные механизмы распространения волны поглощения. Здесь рассматривается гидродинамический механизм, при котором в результате энерговыделения газ расширяется, образуя впереди ударную волну. Ударная волна нагревает газ, который ионизируется и поглощает падающий световой поток. По аналогии с детонацией за счет химических реакций этот режим называется светодетонационным. Скорость светодетонации может достигать порядка 100 км/с и более.

При оценке скорости движения фронта волны поглощения предполагалось [3, 4], что волна распространяется в режиме детонации Жуге. В случае обычной химической детонации при некоторых условиях взаимодействие детонационной волны с волной разрежения, следующей за детонационным фронтом, может приводить к режиму недосжатой детонации [5, 6]. Это может происходить как в случае двух реакций, экзотермической и эндотермической, так и в случае двух экзотермических реакций с сильно различающимися скоростями реакций [5].

Ниже, в разд. 1–3 принимается, что основными процессами, определяющими структуру светодетонационной волны, являются поглощение света, сообщаемое энергию газу (аналог экзотермической реакции), и ионизация газа, при которой тепловая энергия расходуется на отрыв электронов от атомов и ионов (эндотермическая реакция). В разд. 5 помимо указанных процессов принимается во внимание также электронная теплопроводность и обмен энергией при столкновениях электронов с тяжелыми частицами. В этих предположениях находятся фронты детонации Чепмена-Жуге или недосжатой детонации. Эти фронты в теории детонации называются самоподдерживающимися, поскольку в нестационарных задачах они не ослабевают волнами разрежения, идущими вслед за фронтом.

1. Основные предположения и структура волны. Структура светодетонационной волны считается одномерной и стационарной, поскольку это – простейшее предположение и неизвестны какие-либо экспериментальные или теоретические основания, указывающие на его ошибочность. Решение задачи ищется в виде бегущей волны, т.е. принимается, что в системе координат, связанной с фронтом волны поглощения, все величины зависят лишь от одной переменной x .

Структура волны поглощения света исследуется в рамках гидродинамических уравнений квазинейтральной двухкомпонентной (электроны и тяжелые частицы) плазмы с учетом поглощения лазерного излучения и кинетики ионизации. Газ считается одноатомным (в рассматриваемом диапазоне температур диссоциация происходит практически мгновенно) и принимается, что перед волной газ холодный и почти не ионизован и потому прозрачен для падающего оптического излучения.

Излучение самого газа и лучистый теплообмен не учитываются, так как в рассматриваемом диапазоне плотностей (порядка атмосферной плотности) Росселандов пробег, характеризующий размер области лучистого теплообмена, существенно превышает масштабы процессов, учитываемых при рассмотрении структуры волны. Это означает, что тепловое излучение не оказывает обратного влияния на качественное распределение параметров в волне и может лишь сказаться на величине подводимой к газу энергии. Оценки показывают, что в рассматриваемом диапазоне параметров потери за счет теплового излучения несущественны [2, 7].

В качестве модели кинетики ионизации принимается, что газ ионизируется при столкновениях электронов с тяжелыми частицами (ионизация электронным ударом), первичная ионизация не рассматривается, поскольку в рассматриваемом диапазоне параметров температура достаточна для образования “затравочных” электронов, вызывающих электронную лавину. В качестве механизма поглощения света принимается тормозное поглощение – световые кванты поглощаются при свободно-свободных переходах электронов в поле ионов [7].

Следуя [7], делается ряд упрощающих предположений относительно кинетики ионизации. Процесс ионизации считается двухступенчатым, так что атом возбуждается и затем мгновенно ионизируется из возбужденного состояния, т.е. скорость ионизации равна скорости возбуждения. Кроме того, используется также модель “эквивалентных ионов” [7], в которой предполагается, что зарядовое число является непрерывно меняющейся величиной, совпадающей со степенью ионизации α . Соответственно потенциал ионизации I и энергия Q , затраченная на ионизацию до значения α , считаются непрерывными функциями α , которые можно получить интерполяцией по дискретным значениям потенциалов ионизации различных кратностей. Более подробно эта модель кинетики ионизации описана в [8].

В силу квазинейтральности плазмы электронный и ионный заряды в единице объема равны, и жесткость этой связи эффективно обеспечивается сильным кулоновским полем E , возникающим при появлении даже малого пространственного разделения зарядов. Вследствие малой (в сравнении с ионами) инерции электронов электрическое поле уравнивается градиентом электронного давления (с точностью до $\epsilon^2 = m/M$, где m и M – массы электронов и тяжелых частиц соответственно).

Электронной и ионной вязкостью и ионной теплопроводностью пренебрегаем, учитывается только электронная теплопроводность.

В принятых предположениях уравнения, описывающие структуру волны поглощения, имеют вид

$$\frac{d(N\alpha u)}{dx} = K * N^2 \alpha \left(1 - \frac{\alpha}{\alpha_e}\right), \quad N_{\infty} D = Nu,$$

$$\begin{aligned}
 MN \frac{du}{dx} &= -\frac{dp_e}{dx} - \frac{dp}{dx}, \\
 \frac{d[Nu(2.5\alpha T_e + Q(\alpha))]}{dx} &= -\frac{dS}{dx} + \frac{dp_e}{dx}u + \omega_{ie}u + \frac{dJ}{dx}, \\
 \frac{d(Nu(2.5kT + 0.5Mv^2))}{dx} &= \omega_{ei} - \frac{dp_e}{dx}u, \\
 \frac{dJ}{dx} &= -\kappa_r J, \\
 \omega_{ie} = -\omega_{ei} &= \frac{3mN\alpha(kT - kT_e)}{M \tau_{ei}}, \quad S = -\kappa_e \frac{dT_e}{dx}, \\
 p &= NkT, \quad p_e = N\alpha kT_e \\
 K^* &= 0.54 \sqrt{2\pi} a_0^2 \frac{I_H^2}{I} \sqrt{mkT} \exp\left(-\frac{3J}{kT}\right), \quad \kappa_r = 3.1 \cdot 10^{-31} Z^2 \sqrt{T^3} (hv)_{e\nu}^2 g
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

Здесь u и T – скорость и температура плазмы, ω_{ie} , ω_{ei} – скорость передачи энергии от тяжелых частиц к электронам и наоборот, J – световой поток. K^* – константа скорости возбуждения [8], равная (в принятой модели) скорости ионизации, a_0 – радиус Бора, I_H – потенциал ионизации водорода, κ_r – коэффициент поглощения света [2], Z – зарядовое число, принимаемое равным единице при $\alpha \leq 1$ и равным α при $\alpha > 1$, h – постоянная Планка и g – множитель Гаундта, который, как показывают расчеты, меняется мало и его можно считать постоянным, равным 3.84, κ_e – коэффициент электронной теплопроводности и τ_{ei} – характерное время обмена энергией между электронами и тяжелыми частицами. Равновесная степень ионизации α_e определяется уравнением Саха

$$\alpha_e N = A \sqrt{T^3} \exp(-I/kT)$$

где A – известная постоянная [7].

В уравнениях (1.1) уже учтено, что электрическое поле уравновешивается градиентом электронного давления $N\alpha eE = -dp_e/dx$

Кинетические коэффициенты κ_e и τ_{ei} определяются по формулам [7]

$$\kappa_e = \frac{\zeta(Z) k \sqrt{(kT_e)^5}}{\Lambda e^4 \sqrt{mz}}, \quad \tau_{ei} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{m}{2\pi}} \frac{\sqrt{(kT_e)^3}}{\Lambda e^4 Z N \alpha}$$

Коэффициент $\zeta(z)$ принимается равным 5.25, Λ – кулоновский логарифм, который далее считается постоянным, равным своему значению в равновесном состоянии за волной.

Система (1.1) отличается от системы уравнений, описывающих структуру ударной волны с многократной ионизацией атомов (исследованную в [8]) тем, что добавлено уравнение поглощения светового потока и в уравнение энергии электронов введен член, характеризующий поглощаемую энергию света.

Проинтегрировав уравнение энергии электронов, преобразуем систему (2.1) к безразмерным переменным

$$v = \frac{u}{D}, \quad \theta = \frac{kT}{MD^2}, \quad \theta_e = \frac{kT_e}{MD^2}, \quad i(\alpha) = \frac{I(\alpha)}{MD^2}, \quad q(\alpha) = \frac{Q(\alpha)}{MD^2}$$

$$\gamma = \frac{J_\infty}{MD^3 N_\infty}, \quad j = \frac{J}{J_\infty}, \quad \xi = \frac{x}{L}$$

$$\frac{d\alpha}{d\xi} = \frac{L}{L_i} \alpha \left(1 - \frac{\alpha}{\alpha_e}\right) = f_1(\alpha, j, \theta_e, \theta), \quad \frac{dj}{d\xi} = -\frac{L}{L_r} j = f_2(\alpha, j, \theta_e, \theta)$$

$$\frac{d\theta_e}{d\xi} = \frac{0.4}{\alpha} \frac{L}{L_{T_e}} [2.5(\theta + \alpha\theta_e) - 2.5\theta_\infty(1 + \alpha_\infty) + 0.5(v^2 - 1) + q - q_\infty - \gamma(1 - j)] = f_3(\alpha, j, \theta_e, \theta)$$

$$\frac{d\theta}{d\xi} = \frac{5}{3} \left(\frac{v^2 - c_T^2}{v^2 - c_i^2} \right) \frac{L}{L_\omega} (\theta_e - \theta) + \frac{2\theta(\alpha f_3(\alpha, j, \theta_e, \theta) + \theta_e f_1(\alpha, j, \theta_e, \theta))}{(v^2 - c_i^2)} = f_4(\alpha, j, \theta_e, \theta), \quad (1.2)$$

$$v^2 - sv + \theta + \alpha\theta_e = 0, \quad \alpha_e = Bv\sqrt{\theta_e^3} \exp\left(-\frac{i(\alpha)}{\theta_e}\right), \quad s = 1 + \theta_\infty(1 + \alpha_\infty)$$

$$c_T = \sqrt{\theta + \alpha\theta_e}, \quad c_i = \sqrt{\frac{5}{3}\theta + \alpha\theta_e}, \quad q(\alpha) = \int i(\alpha) d\alpha$$

$$L_i = \lambda_i \sqrt{\theta_e} v^2 i(\alpha) \exp\left(\frac{3i(\alpha)}{4\theta_e}\right), \quad L_r = \frac{\lambda_r v^2 \sqrt{\theta_e^2}}{\alpha Z^2}$$

$$L_{T_e} = \frac{\lambda_{T_e} \sqrt{\theta_e^5}}{Z\alpha}, \quad L_\omega = \frac{\lambda_\omega v^2 \sqrt{\theta_e^3}}{Z\alpha^2}$$

Здесь c_T – изотермическая скорость звука, c_i – скорость ионного звука (скорость распространения малых возмущений в квазинейтральной двухтемпературной плазме), $q(\alpha)$ – безразмерная энергия, затрачиваемая на ионизацию газа до степени α . Индекс “ ∞ ” относится к начальному состоянию газа перед волной, L – некоторая характерная длина, которая будет определена впоследствии, L_i, L_r, L_{T_e} и L_ω – характерные длины, на которых происходят процессы ионизации (L_i), поглощения света (L_r), прогрева плазмы за счет электронной теплопроводности (L_{T_e}) и обмена энергии электронов и тяжелых частиц (L_ω) соответственно. $B, \lambda_i, \lambda_r, \lambda_{T_e}, \lambda_\omega$ – постоянные величины, определяемые условиями задачи и физическими константами.

Анализ дает следующие соотношения между характерными масштабами рассматриваемых процессов. В начальном состоянии

$$L_{T_e\infty} < L_{i\infty} \ll L_{\omega\infty} < L_{r\infty} \quad (1.3)$$

т.е. здесь самым быстрым процессом является прогрев газа за счет электронной теплопроводности с последующей ионизацией, световой поток практически не поглощается и нет заметного роста температуры тяжелых частиц. В равновесном состоянии за волной

$$L_{0\omega} < L_{0Te} \ll L_{0r} < L_{0i} \quad (1.4)$$

т.е. самый быстрый процесс – выравнивание температур электронов и тяжелых частиц, медленнее всего устанавливается ионизационное равновесие.

Выберем в качестве ранее неопределенной характерной длины L величину L_{0i} , характеризующую длину, на которой происходит ионизация в окрестности равновесного состояния за светодетонационной волной. Тогда в силу неравенств (1.4) $\theta = \theta_e$ с точностью до малых величин L_{0Te}/L_{0i} , L_{0o}/L_{0i} и систему (1.2) запишем в виде

$$\frac{d\alpha}{d\xi} = \frac{L_{0i}}{L_i} \alpha \left(1 - \frac{\alpha}{\alpha_e}\right) = f_1(\alpha, j), \quad \frac{dj}{d\xi} = -\frac{L_{0i}}{L_r} j = f_2(\alpha, j)$$

$$v^2 - sv + \theta(1 + \alpha) = 0 \quad (1.5)$$

$$2.5[\theta(1 + \alpha) - \theta_\infty(1 + \alpha_\infty)] + 0.5(v^2 - 1) + q - q_\infty - \gamma(1 - j) = 0$$

Система уравнений (1.5) описывает релаксационную зону установления ионизационного равновесия и поглощения светового потока. Начальная область, где соотношения между характерными масштабами (1.3), заменяются газодинамическим скачком, как это делается в классической модели ЗНД (Зельдович, Нейман, Деринг), обычно используемой при исследовании детонации за счет химических реакций.

2. Особенности поведения интегральных кривых уравнений (1.5). Систему уравнений (1.5) запишем в виде

$$\frac{d\alpha}{d\xi} = f_1(\alpha, j, v(\alpha, j)) \quad \frac{dj}{d\xi} = f_2(\alpha, j, v(\alpha, j)) \quad (2.1)$$

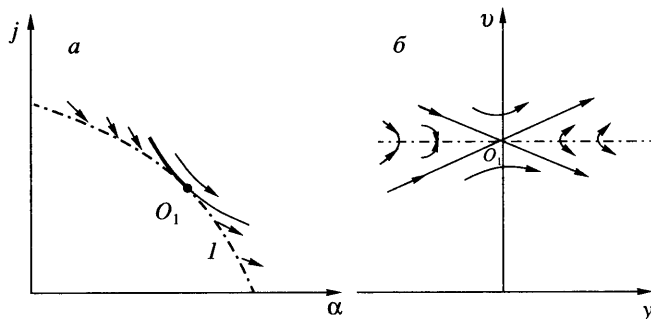
Здесь $v(\alpha, j)$ – функция, определяемая конечными соотношениями системы (1.5). Заметим, что $v = u/D = V/V_\infty$, $V = 1/\rho$, где V – удельный объем и V_∞ – удельный объем газа перед фронтом.

При заданных α и j конечные соотношения системы (1.5) определяют параметры течения газа с известными потоками массы, импульса и энергии как двузначные функции. При этом один набор параметров соответствует сверхзвуковому, а другой – дозвуковому течению по отношению к скорости звука с “замороженными” параметрами α и j , т.е. к скорости звука, вычисленной при $\alpha = \text{const}$, $j = \text{const}$. Поскольку оба течения определяются одними и теми же потоками массы, импульса и энергии, то эти течения могут представлять состояния перед и за некоторой газодинамической ударной волной с неменяющимися α и j . Значения двузначной функции $v = v_{1,2}(\alpha, j)$ совпадают, когда они равны “замороженной” скорости звука.

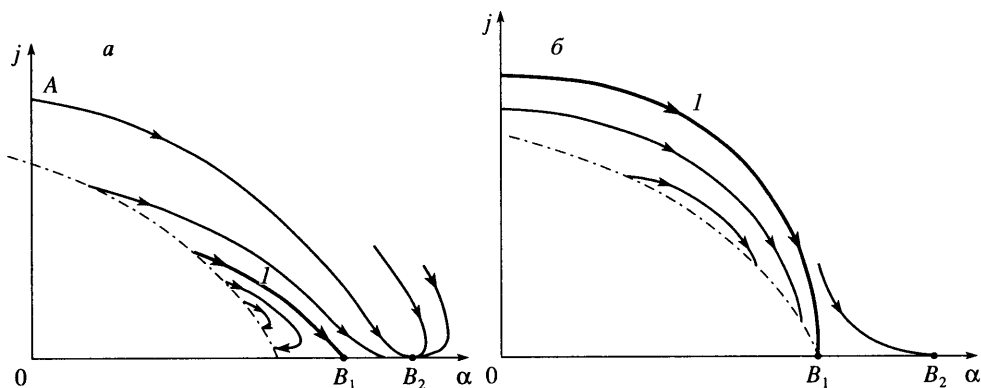
На фазовой плоскости (α, j) это условие определяет “звуковую” линию, которая отделяет область двузначности функции $v(\alpha, j)$ от области, где течение при заданных потоках массы, импульса и энергии не существует. На фиг. 1, а область двузначности лежит правее и выше звуковой линии.

Можно представлять, что система (3.1) определяет интегральные кривые в трехмерном пространстве α, j, v на поверхности Σ , заданной уравнением $v = v(\alpha, j)$. Поверхность Σ состоит из двух частей – сверхзвуковой (верхней) Σ_1 , где $v = v_1(\alpha, j)$ и дозвуковой (нижней), Σ_2 , где $v = v_2(\alpha, j)$, которые соединяются на звуковой линии. Касательная плоскость к поверхности Σ в точках звуковой линии ортогональна плоскости (α, j) , а сама поверхность Σ в окрестности звуковой линии может быть представлена в виде $v_{1,2} = v_* \pm \lambda \sqrt{\varphi(\alpha, j)}$, где v_* и λ – некоторые ненулевые функции на звуковой линии, а функция $\varphi(\alpha, j)$ задает уравнение звуковой линии $\varphi(\alpha, j) = 0$, причем производная от φ по нормали к звуковой линии отлична от нуля.

На плоскости α, j система уравнений (2.1) определяет два семейства интегральных кривых, соответствующих $v = v_1(\alpha, j)$ и $v = v_2(\alpha, j)$, которые можно рассматривать как проекции на эту плоскость интегральных кривых на поверхностях Σ_1 и Σ_2 . В окрестно-



Фиг. 1. Поведение интегральных кривых в окрестности звуковой линии (l): a – на плоскости αj , b – в окрестности точки O_1 в проекции на плоскость, касательную к поверхности Σ в этой точке



Фиг. 2. Интегральные кривые на поверхности Σ_2 в случаях, когда $a - B_1$ и B_2 лежат на Σ_2 , $b - B_1$ лежит на звуковой линии, l – сепаратриса

сти звуковой линии направления касательных к интегральным кривым, соответствующим разным ветвям функции $v(\alpha, j)$, различаются на величину порядка $\sqrt{\varphi(\alpha, j)}$. Отсюда, в частности, следует, что когда интегральная кривая одного семейства при увеличении или уменьшении ξ подходит на плоскости α, j к некоторой точке звуковой линии под конечным углом, то она не может быть продолжена кривой другого семейства без смены направления ξ . Точками перехода с одной части поверхности на другую могут быть лишь точки, проекции которых на плоскость α, j являются точками касания интегральных кривых и звуковой линии. Точка касания O_1 (фиг. 1, a) в общем случае разделяет на звуковой линии точки, из которых с ростом ξ выходят интегральные кривые (уходящие на поверхности Σ на разные части этой поверхности), и точки, в которые такие интегральные кривые входят (с ростом ξ). В проекции на плоскость, касательную к поверхности $v = v(\alpha, j)$ в точке касания O_1 , интегральные кривые имеют особенность типа седла (фиг. 1, b), поэтому через нее при монотонном изменении ξ интегральные кривые могут переходить с нижней части поверхности Σ на верхнюю, и наоборот.

У системы (2.1) есть не более двух особых точек, B_1 и B_2 (фиг. 2, a), которые могут соответствовать течениям далеко за фронтом волны ($x \rightarrow \infty$). Они лежат на оси α плоскости α, j (т.е. при $j = 0$). Из начальной точки A ($j = 1, \alpha = \alpha_\infty$) интегральная кри-

вая может придти в одну из этих особых точек. Поскольку особые точки B_1 и B_2 соответствуют одним и тем же потокам массы, импульса и энергии, они могут представлять состояние перед и за некоторой газодинамической ударной волной с ($j \equiv 0$), у которой с обеих сторон выполнены условия термодинамического равновесия по α (условие Саха), при этом состоянию за ударной волной всегда соответствует точка B_2 типа узла, лежащая на нижней поверхности $v = v_2(\alpha, j)$, и в ней скорость газа относительно волны меньше равновесной скорости звука. Точка B_1 , в которой скорость сверхзвуковая по равновесной скорости звука, при фиксированном состоянии перед фронтом поглощения и достаточно больших скоростях фронта D лежит на сверхзвуковом листе Σ_1 и также является узлом. При меньших значениях D точка B_1 лежит на Σ_2 и является седлом.

В точке B_1 значение α оказывается меньшим, чем в точке B_2 . Точки B_1 и B_2 при изменении параметров течения могут сливаться в одну точку типа седло-узел, всегда лежащую на Σ_2 , в которой относительная скорость газа равна равновесной скорости звука. Если состояние за фронтом волны поглощения света соответствует такой точке, то для этого фронта оказывается выполненным условие Жуге.

3. Структура фронта поглощения при отсутствии теплопроводности и разделения температур. Численные результаты. Сначала построим и исследуем структуру фронтов светодетонации в предположении, что система (1.5), основанная на неравенствах (1.4), справедлива всюду. Структура фронта поглощения должна начинаться “замороженным” газодинамическим скачком из начальной точки $j = 1$, $\alpha_\infty \ll 1$, $v = 1$, лежащей на поверхности Σ_1 , в точку A с теми же значениями α, j на поверхности Σ_2 . Такая модель является классической моделью ЗНД-детонации, обычно используемой при энерговыделении за счет химических реакций. Величина α_∞ выбирается отличной от нуля, поскольку в первом уравнении (1.5) не учитываются механизмы ионизации, выводящие α из нулевого значения как неэффективные по сравнению с учитываемыми уже при малых значениях α . Введенный газодинамический скачок задает граничные условия для системы уравнений (1.5).

Структура светодетонационной волны после скачка с Σ_1 на Σ_2 при постоянных α, j представляется интегральной кривой, начинающейся в точке A ($j = 1$, $\alpha = \alpha_\infty$ ($\alpha_\infty \ll 1$)) на Σ_2 и оканчивающейся в одной из особых точек B_1 или B_2 системы (1.5). Наибольший интерес представляют самоподдерживающиеся режимы детонации, когда за фронтом волны поглощения относительная скорость больше (недожженная светодетонация) или равна (светодетонация Жуге) равновесной скорости звука. Скорости распространения светодетонации при обоих самоподдерживающихся режимах представляют собой нижнюю грань скоростей фронтов пересжатых светодетонационных волн, для которых существует структура.

Рассмотрим сначала случай не слишком больших потоков излучения. Существует скорость фронта детонации $D = D_m$ (скорость детонации Жуге), при которой особые точки B_1 и B_2 сливаются в одну особую точку B_{12} , расположенную на Σ_2 и являющуюся седло-узлом. Расчеты показывают, что существует значение потока излучения J_* , такое, что при $J_\infty < J_*$ сепаратриса, входящая с ростом ξ в точку B_{12} и разделяющая интегральные кривые, входящие в эту точку (лежащие выше сепаратрисы), и седлоподобные кривые (лежащие ниже сепаратрисы), в нее не входящие, проходит ниже начальной точки A , а при $J_\infty > J_*$ – выше нее. При этом если $J_\infty < J_*$, то существует структура светодетонации Жуге, а если $J_\infty > J_*$, то структура светодетонации Жуге не существует.

Расчеты показывают, что увеличение D приводит к разделению точки B_{12} на точку B_1 (седло) и точку B_2 (узел), а также к перемещению сепаратрисы точки B_1 вниз (фиг. 2, а). Если J_∞ несколько превышает значение J_* , то найдется значение $D = D_*(J_\infty)$, большее значения D_m , при котором сепаратриса точки B_1 проходит через начальную точку $A(\alpha_\infty, 1)$. Сепаратриса точки B_1 , соединяющая начальную точку A с точкой B_1 , пред-

ставляет структуру недосжатой детонации (скорость газа в B_1 больше равновесной скорости звука). Скорость недосжатой светодетонации больше скорости Жуге $D_m(J_\infty)$, которую можно подсчитать формально вне связи с существованием структуры фронта светодетонации как скорость, соответствующую слиянию точек B_1 и B_2 .

Если увеличивать J_∞ , полагая $D = D_*(J_\infty)$, то точка B_1 , которая (при всех J_∞ из упомянутого выше интервала) соединена сепаратрисой с начальной точкой, будет приближаться к звуковой линии, находясь на оси α , и при некотором значении $J_\infty = J_{**}$ достигнет ее (фиг. 2, б). В некоторой конечной окрестности точки B_1 кривые подходят к звуковой линии.

При дальнейшем увеличении J_∞ точка B_1 переходит на верхнюю (сверхзвуковую) часть Σ_1 , превращаясь при этом в узел с входящими в него интегральными кривыми. Поэтому если J_∞ превосходит J_{**} на малую величину, то в малой окрестности точки B_1 существует отрезок звуковой линии, из которого интегральные кривые выходят с ростом ξ . В остальной части плоскости (α, j) интегральные кривые при увеличении J_{**} на малую величину продолжают подходить к звуковой линии (фиг. 1, а). Отсюда следует, что на звуковой линии существует особая точка O_1 , через которую возможен непрерывный переход через звуковую линию.

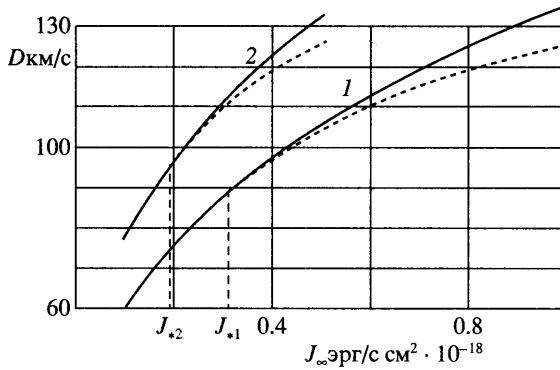
Интегральная кривая, перешедшая с Σ_2 на Σ_1 , входит в точку B_1 . Можно заметить, что интегральная кривая, входящая в точку O_1 с Σ_2 , представляет собой на поверхности Σ_2 сепаратрису (фиг. 1, а), разделяющую пучок соседних с ней интегральных кривых на две части. Кривые левой части пучка на фиг. 1, а с ростом ξ утыкаются в звуковую линию, а кривые правой части – остаются на Σ_2 и затем входят в особую точку B_2 , представляющую собой притягивающий узел. Сама сепаратриса может быть продолжена через точку O_1 на Σ_1 до точки B_1 .

Для существования режима самоподдерживающейся детонации сепаратриса точки O_1 должна проходить через начальную точку $A(\alpha_\infty, 1)$. Это достигается подбором подходящего значения скорости фронта детонации $D = D_*(J_\infty)$, который проводился численно. Таким образом, при $J_\infty > J_{**}$ и $D = D_*(J_\infty)$ реализуется режим недосжатой светодетонации, причем скорость газа за фронтом больше не только равновесной, но и “замороженной” скорости звука, так как точка B_1 принадлежит поверхности Σ_1 .

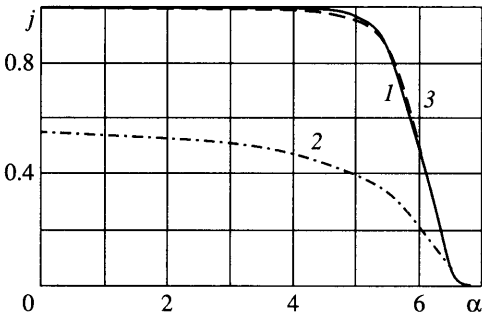
В случае существования структуры недосжатой светодетонации существует и структура фронта пересжатой детонации, распространяющейся с той же скоростью. При этом интегральная кривая из начальной точки приходит в точку O_1 , а затем возможны два варианта. При одном из них интегральная кривая не идет на Σ_1 , а оставаясь на Σ_2 , входит в точку B_2 (притягивающий узел). При другом варианте интегральная кривая выходит на Σ_1 , а затем в произвольной точке (в том числе и в точке B_1) следует скачок с Σ_1 на Σ_2 с постоянными значениями α, j и далее по Σ_2 интегральная кривая входит в точку B_2 .

Наибольший интерес представляет случай, когда после фронта недосжатой детонации $A \rightarrow B_1$ следует с той же скоростью ударная волна $B_1 \rightarrow B_2$. При этом фронт недосжатой светодетонации $A \rightarrow B_1$ и газодинамическая ударная волна $B_1 \rightarrow B_2$, хотя и двигаются с одинаковыми скоростями, независимы друг от друга. Эта совокупность волн представляет собой предельный случай последовательности фронта недосжатой светодетонации и идущей за ней с меньшей скоростью газодинамической ударной волны.

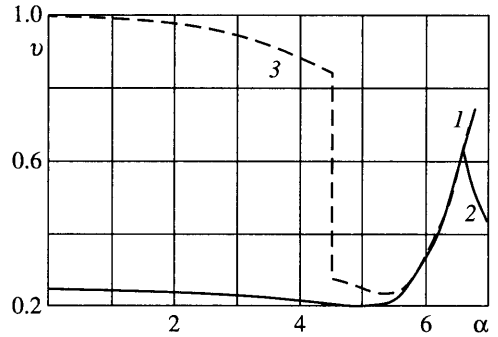
Расчеты позволили найти скорости самоподдерживающихся режимов светодетонации D в зависимости от интенсивности падающего светового потока J_∞ (фиг. 3). Нижний разветвляющийся график соответствует распространению светодетонационной волны по воздуху с начальной плотностью $N_\infty^{(1)} = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (атмосферная плотность). Верхний разветвляющийся график соответствует $N_\infty^{(2)} = 1.35 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$,



Фиг. 3. Скорости самоподдерживающихся светодетонационных волн в зависимости от потока излучения: 1 – $N_\infty = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, 2 – $N_\infty = 1.35 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, сплошные кривые – недосжатая детонация, штриховые – детонация Жуге



Фиг. 4. Зависимость светового потока j от степени ионизации α для двух (1) и четырех (3) уравнений, (2) – кривая замороженного звука

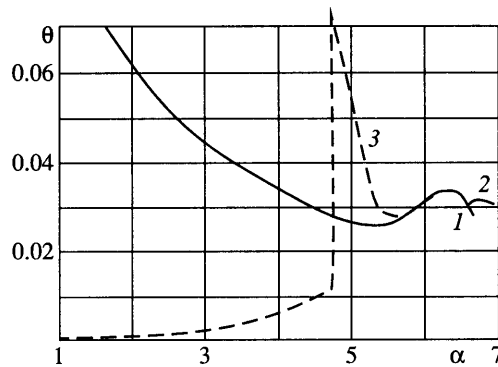


Фиг. 5. Зависимость скорости v от степени ионизации α для двух (1 – недосжатая, 2 – пересжатая) и четырех (3) уравнений

при этом отношение J_∞/N_∞ для обоих случаев одно и то же. Качественный характер кривых сохранится и для других начальных плотностей. Штриховыми линиями показаны скорости фронта светодетонации Жуге, которая, однако, при $J_\infty > J_*$ не осуществляется, так как в этом случае у фронта Жуге нет структуры.

В качестве примера на фиг. 4–6 представлены результаты расчета системы (1.5) для воздуха при следующих условиях: $N_\infty = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $T_\infty = 1.5 \cdot 10^4$, $\alpha_\infty = 0.01$, $J_\infty = 1 \cdot 10^{18} \text{ эрг/с см}^2$. При этом скорость недосжатой светодетонации оказалась равной приблизительно $D = 135.54 \text{ км/с}$. Скорости распространения пересжатой детонации больше или равны этому значению. На фиг. 4–6 сплошными линиями представлены распределения светового потока, скорости газа относительно фронта и температуры в волне в зависимости от степени ионизации α как для случая самоподдерживающейся (недосжатой), так и пересжатой детонации с непрерывной структурой при тех же параметрах. Световой поток в структуре недосжатой детонации поглощается медленнее, чем в пересжатой, что объясняется меньшими значениями α .

4. Влияние разделения температур и теплопроводности. Головная часть структуры фронта светодетонации. Расчеты показывают, что пренебрежение эффектами разде-



Фиг. 6. Зависимость температуры от степени ионизации α для двух (1 – недосжатая, 2 – пересжатая) и четырех (3, температура тяжелых частиц) уравнений

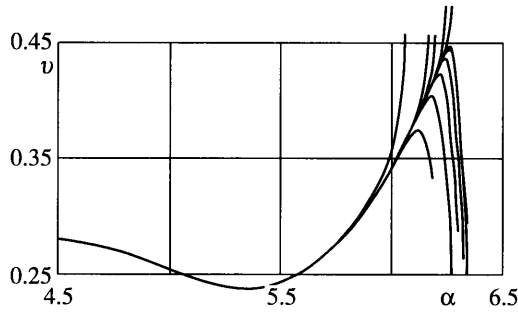
ления температур и электронной теплопроводности возможно в области $j \approx 0.4$. Будем называть часть интегральной кривой, лежащей в этой области, и соответствующую ей часть структуры – хвостовой, хотя по координате ξ это почти вся структура, за исключением относительно короткой головной части. Как следует из предыдущего, поведение решения именно в хвостовой части определяет, какой из типов самоподдерживающейся светодетонации осуществляется, в частности, точка касания O_1 интегральной кривой со звуковой линией соответствует j порядка 0.02. Для выбора конкретной интегральной кривой упрощенной системы (1.5) необходимо задать начальные условия. Для этого далее излагаются результаты численного построения решения полной системы (1.2) вплоть до того места, начиная с которого можно пользоваться упрощенной системой (1.5).

Решение, описывающее структуру светодетонации в фазовом пространстве $(\alpha, j, \theta_e, \theta)$, начинается в особой точке A , соответствующей состоянию перед фронтом ($j = 1, \alpha = \alpha_\infty, \theta = \theta_e = \theta_\infty$). Точка A всегда является обобщенным седлом с одним выходящим (с ростом ξ) собственным направлением, по которому выходит единственная интегральная кривая, описывающая головную часть структуры. Однако продвинуться достаточно далеко по ξ нельзя, так как интегральная кривая подходит к поверхности, на которой скорость газа равна скорости ионного звука. На этой поверхности, как видно из (1.2), направление движения вдоль интегральной кривой (с ростом ξ) изменяется на противоположное. Эта поверхность является характеристической, причем обсуждавшийся выше начальный отрезок интегральной кривой расположен в сверхзвуковой (по ионному звуку) части пространства. Это определяет возможность перехода через характеристическую поверхность с помощью скачка, соответствующего ионно-звуковой ударной волне (изоэлектронно-термического скачка [8]). На этом скачке должны быть непрерывны величины j, α и θ_e , поскольку скорости изменения этих величин ограничены. Соотношения на разрыве выражают сохранение потоков массы, импульса и энергии с учетом непрерывности упомянутых выше величин. Для получения величин v, θ за разрывом, надо разрешить систему уравнений

$$v - v_* + \left(\frac{\theta}{v} - \frac{\theta_*}{v_*} \right) + \alpha \theta_e \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_*} \right) = 0 \quad (4.1)$$

$$2.5(\theta - \theta_*) + 0.5(v^2 - v_*^2) - \alpha \theta_e \ln \left(\frac{v}{v_*} \right) = 0$$

Здесь переменные со звездочкой характеризуют состояние плазмы непосредственно перед скачком.



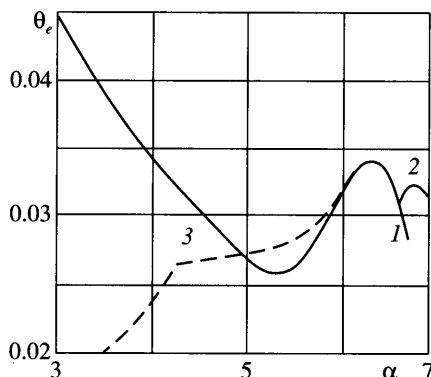
Фиг. 7. Поведение интегральных кривых за скачком (для различных положений скачка) в проекции на плоскость v, α

Положение разрыва заранее неизвестно, для его определения использовались следующие соображения. Будем рассматривать интегральные кривые, выходящие из точек, соответствующих состояниям за разрывами, у которых состояния перед ними лежат на упомянутой сверхзвуковой интегральной кривой, выходящей из точки А. Эти интегральные кривые с ростом ξ расходятся. Можно характеризовать интегральные кривые этого семейства положением разрыва на сверхзвуковой интегральной кривой. Расчеты показали, что существует очень малый интервал положений разрыва на сверхзвуковой интегральной кривой, при которых интегральную кривую за разрывом удастся продолжить до значений j порядка 0.4, этот интервал будем характеризовать изменением на нем $\alpha = \alpha_*$ в точке разрыва

$$\alpha_0 - \varepsilon < \alpha_* < \alpha_0 + \varepsilon \quad (4.2)$$

Значения ε и α_0 вычислялись для конкретных решений, описанных ниже, при этом ε не превосходит по порядку величины 10^{-15} . Если значение α на разрыве лежит вне интервала (4.2), то интегральная кривая за разрывом оказывается непродолжимой до значений $j = 0.4$, поскольку она уходит в область нерезальных значений параметров (фиг. 7). При этом интегральная кривая сначала мало отклоняется от пучка интегральных кривых, соответствующих интервалу (4.2), а затем резко уходит от него. Этот уход происходит тем позже, чем ближе положение разрыва к интервалу (4.2). На фиг.7 изображена проекция пучка интегральных кривых на плоскость α, v . Как было сказано, в области $j < 0.4$ соотношения между скоростями изменения величин таковы, что наиболее медленными становятся изменения α и j , в то время как разделением температур и теплопроводностью можно пренебречь. Это позволяет пользоваться в этой области и далее упрощенной системой уравнений.

На фиг. 4, как было сказано в разд. 3, сплошной линией изображена интегральная кривая упрощенной системы, соответствующая недосжатой детонации. Для тех же значений параметров (в том числе и скорости фронта D) было построено решение полной системы уравнений (1.2), содержащее разрыв при $\alpha \approx 4.27$. Проекция этого решения на плоскость α, j изображена на фиг.4 штриховой линией. Решение доведено до $j = 0.4$. Далее продолжить его оказывается технически трудным, так как коэффициенты при производных в уравнениях для θ_e и θ становятся малыми по сравнению с коэффициентами при производных α и j . В то же время именно это дает возможность перейти к упрощенным уравнениям. Поэтому при $0.3 \leq j \leq 0.4$ проекция интегральной кривой системы (1.2) на плоскость α, j должна хорошо совпадать с некоторой интегральной кривой упрощенной системы (1.5). Но результаты расчета показывают (фиг. 4–6, 8), что проекция интегральной кривой полной системы уравнений оказалась близкой как раз к тому решению упрощенной системы, для которо-



Фиг. 8. Зависимость температуры от степени ионизации α для двух (1 – недосжатая, 2 – пересжатая) и четырех (3 – электронная температура) уравнений

го существует решение в виде недосжатой детонации. Разница значений j в указанном интервале j у этих интегральных кривых не превосходит 0.001. На рисунках параметры, соответствующие решению полной системы, представлены штриховыми линиями. Подобные расчеты были проведены и для ряда других параметров светодетонационных волн. При этом получено, что расчет структуры светодетонационной волны в рамках упрощенной системы позволяет достаточно точно определить скорость недосжатой детонации и условия ее существования.

Заключение. Показано, что фронты светодетонации могут распространяться не только в режиме Чепмена – Жуге, но и в виде недосжатой детонации. Последний режим соответствует большим скоростям фронтов и большим скоростям газа за фронтом, чем при режиме Чепмена – Жуге.

Реализация того или иного режима при фиксированных параметрах газа перед фронтом зависит от потока энергии лазерного излучения. При малых потоках реализуется режим Чепмена – Жуге, а при больших – только режим недосжатой детонации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (05-01-00219), а также программы поддержки ведущих научных школ НШ 16-97.2003.1

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ramsden S.A., Savic P. A radiating detonation model for the development of laser-induced spark in air // Nature. 1964. V. 203. № 4951. P. 1217–1229.
2. Райзер Ю.П. Нагревание газа под действием мощного светового импульса // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. Вып. 5. С. 1509–1519.
3. Анисимов С.И., Фишер В.И. Ионизационная релаксация и поглощение света за сильной ударной волной в водороде // Журн. техн. физ. 1971. Т. 41. Вып. 12. С. 2571–2576.
4. Поюровская И.Е., Фишер В.И. Структура волны поглощения света в газах // Журн. техн. физ. 1978. Т. 48. Вып. 1. С. 177–182.
5. Fickett W., Davis W.C. Detonation // Berkeley Univ. California Press, 1979. 386 p.
6. Уткин А.В., Колесников С.А., Фортвов В.Е. Структура стационарной детонационной волны в прессованном гексогене // Докл. РАН. 2001. Т. 381. С. 760–762.
7. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
8. Магретова Н.Н., Пащенко Н.Т., Райзер Ю.П. Структура ударной волны, в которой происходит многократная ионизация атомов // ПМТФ. 1970. № 5. С. 11–21.