

## О ВОЗДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УДАРНУЮ ВОЛНУ

Показано, что при воздействии на фронт ударной волны интенсивного ионизирующего лазерного излучения происходит ее быстрое исчезновение. Рассмотрены наиболее интересные физические случаи, происхождение которых обязано различным соотношениям между характерными частотами задачи.

Вопрос о воздействии ионизирующего лазерного излучения на фронт ударной волны (УВ), распространяющейся в газовой фазе, не рассматривался в известных публикациях (см., в частности, [1—5]). В работе [6] изучалось воздействие лазерного излучения на процесс выгорания твердого топлива в цилиндрических оболочках и его влияние на скорость распространения фронта горения, а в [7] исследована проблема устойчивости фронта УВ при распространении по нему некоторого волнового возмущения, приводящего к образованию гофра на поверхности УВ.

Что касается поставленной задачи, то в отличие от [6, 7] ее решение будем вести не традиционным методом, под которым подразумеваются чисто вычислительные процедуры, а с помощью общих физических рассуждений и логического анализа.

На рис. 1 схематически представлен профиль УВ, движущийся со скоростью  $D$  в положительном направлении оси  $z$ , и показан падающий под углом  $\theta$  к фронту УВ поток интенсивной световой волны  $I_{\text{пад}}$ . Заметим (см. [8]), что отраженный поток  $I_{\text{отр}}$  всегда возникает при падении света на границу раздела двух сред, в этом смысле фронт УВ является инородной фазой с большей, чем окружающее пространство, плотностью.

Предполагаем, что прошедший поток светового излучения  $I_{\text{пр}}$  ионизирует атомы газа, встречающиеся на его пути. Если же газ состоит из сложных молекул, то лазерный луч предварительно диссоциирует их на атомы (энергия диссоциации  $\sim 10^4$  К), а уже затем ионизирует. Ясно, что ионизованный газ должен уходить из области  $B$  действия светового излучения (см. рис. 1) по некоторому выделенному в пространстве направлению. В рамках данной задачи это направление соответствует магнитным силовым линиям Земли. Уход ионов и электронов из области  $B$  или их локализация будут определяться соотношением между тремя основными физическими характеристиками: частотой столкновения ионов друг с другом и с нейтральными атомами  $\nu_{\text{ст}}$ , частотой ионизации газа внешним лазерным излучением  $W_E$  и частотой прецессии заряженных частиц в магнитном поле  $\omega_H^{(e,i)}$ .

Отвлекаясь пока от анализа частных случаев, которые определяются соотношением между перечисленными частотами, стоит обратить внимание на следующий момент. Вначале условимся, что ионы уходят мгновенно со своего места, оно не успевает заполниться нейтральным

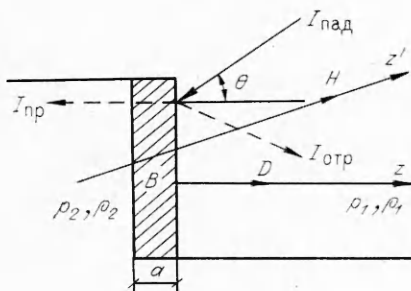


Рис. 1.

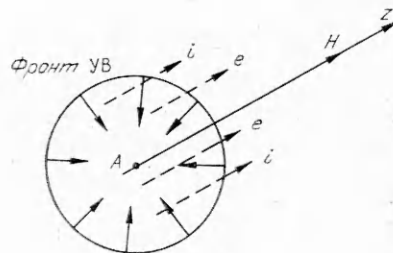


Рис. 2.

атомом, приходящим из области вне светового пятна (рис. 2). Тогда в результате дрейфа носителей вдоль магнитных силовых линий освобождается пространство в области светового пятна, причем оно не будет представлять собой заряженную частицу с противоположным ушедшему иону зарядом.

При образовании объемного заряда (с учетом выполнения условия электронейтральности на его поверхности) может возникнуть вполне закономерный вопрос: как быстро этот объемный заряд будет уходить из области облучения. Для оценки соответствующего времени его ухода из зоны  $A$  (см. рис. 2), ширина которой  $a$ , воспользуемся следующим уравнением движения сферического заряда радиуса  $b$ :

$$M\dot{v}_q = -6\pi\eta b v_q + \frac{q}{c} [\dot{v}_q \times H] + \frac{3}{4} \nabla p V_b,$$

где  $M$  — масса заряда;  $\eta$  — вязкость газа;  $V_b = 4\pi/3$ ,  $b^3$  — объем заряда;  $p$  — давление. В данном случае имеем  $\nabla_z f \approx \frac{p_2 - p_1}{a}$ , где  $p_1$ ,  $p_2$  — соответственно давления перед и за фронтом УВ. Решая уравнение в стационарном случае ( $\dot{v}_q = 0$ ) и учитывая малость второго слагаемого в правой части, имеем:

$$v_z \approx b^2(p_2 - p_1)/6a\eta,$$

тогда время ухода

$$t_z = \frac{a}{v_z} = \left( \sqrt{\frac{6}{\rho}} \frac{a}{b} \right)^2 \frac{\rho v}{p_2 - p_1} \approx \left( \sqrt{\frac{6}{\rho}} \frac{a}{b} \right)^2 \frac{v}{D^2}.$$

Даже в случае, если величина  $t_z$  сравнительно велика (например,  $t_z \gg t_y$ ), благодаря радиальному поступлению газа в полость  $A$  объемные заряды постепенно выталкиваются из этой зоны. При радиальном поступлении газа в область  $A$  давление  $p_2$  увеличивается на величину  $\rho \dot{r}^2/2$  ( $\dot{r}$  — радиальная скорость газа) и, следовательно, дополнительное давление  $\Delta p = \rho \dot{r}^2/2$  приводит к тому, что время уменьшается:

$$\tilde{t}_z = \left( \sqrt{\frac{6}{\rho}} \frac{a}{b} \right)^2 v/D^2 + \frac{\dot{r}^2}{2}.$$

Поскольку  $a \gg b$ , то  $\tilde{t}_z$  может стать значительно меньше  $t_{\text{зап}}$ . Чтобы найти условие такой возможности, сравним  $\tilde{t}_z$  и  $t_{\text{зап}}$  (см. приведенную ниже формулу (8)):

$$\frac{\tilde{t}_z}{t_{\text{зап}}} = \left( \sqrt{\frac{6}{\rho}} \frac{a}{b} \right)^2 \frac{v}{D^2 + \dot{r}^2/2} \frac{1}{R} \left( \frac{p_2 - p_n}{\rho} \right)^{1/2}.$$

Положив  $(p_2 - p_n)/\rho \approx D^2$ , при  $D^2 \gg \dot{r}^2$  находим

$$\frac{\tilde{t}_z}{t_{\text{зап}}} = \left( \sqrt{\frac{6}{\rho}} \frac{a}{b} \right)^2 \frac{v}{DR}.$$

Поскольку  $v \ll DR$  и  $a \gg b$ , то соотношение между временами  $\tilde{t}_z$  и  $t_{\text{зап}}$  определяется игрой входящих в приведенное отношение параметров.

Рассмотрим случай  $t_{\text{зап}} \gg \tilde{t}_z$ . Решая это неравенство, получим необходимое условие для скорости УВ

$$D \gg \left( \sqrt{\frac{6}{\rho}} \frac{a}{b} \right)^2 \frac{v}{R}.$$

Например, при  $a \approx 10^{-3}$  см,  $b \approx 10^{-5}$  см,  $v \approx 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с,  $R \approx 10$  см  $D \gg \gg 6$  см/с. Поскольку скорость УВ по порядку величины соответствует скорости звука в газе ( $\dot{D} \approx 6 \cdot 10^5$  см/с), условие  $\tilde{t}_z \ll t_{\text{зап}}$  выполняется практически всегда.

Понятно, что процесс ухода ионов из области действия понизирующего лазерного излучения должен сопровождаться уменьшением плотности УВ, связанным с последующим заполнением полости светового пятна неионизированным газом, приходящим из области вне светового

конуса (см. рис. 2, где направление потока нейтрального газа показано стрелками). Последнее приводит к тому, что плотность фронта УВ уменьшается, а ее интенсивность падает. Такой процесс следует трактовать, как разрушение (рассасывание) УВ.

Проанализируем теперь различные физические случаи, определяемые соотношениями между частотами  $\nu_{ст}$ ,  $W_E$  и  $\omega_H^{(e,i)}$ .

1. Неравенство  $\omega_H^{(e,i)} \gg W_E \gg \nu_{ст}$  означает, что электроны (и тем более ионы) благодаря прецессии вдоль поля  $H$  могут не успеть выйти из области светового пятна. Чтобы это доказать, следует найти условия, при которых выход из области  $B$  с шириной сжатия  $a$  возможен. Предполагаем, что столкновения ионов с атомами при условии  $r_H^{(e,i)} \gg l$  приводят к замедлению их выхода из области сжатия. Здесь  $r_H^{(e,i)} = \frac{v_T^{(e,i)}}{\omega_H^{(e,i)}}$ ;

$\omega_H = \frac{eH}{mc}$ ;  $l$  — длина свободного пробега ионов;  $v_T^{(e,i)}$  — средняя тепловая скорость.

В самом деле, несмотря на то что поле  $H$  все время стремится «вытащить» из лазерного пятна ионы, последние в результате многократных столкновений будут двигаться по деформированной круговой орбите, что приводит к очевидной их задержке в области  $B$ . Данная ситуация означает, что при введении в рассмотрение функции распределения  $f_H(z, t)$  ионов по координате  $z$  процесс ухода ионов из области  $B$  можно описать в рамках диффузионного уравнения:

$$\frac{\partial f_H}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (z f_H) = D_H \frac{\partial^2 f_H}{\partial z^2}, \quad (1)$$

где  $D_H$  — коэффициент диффузии, равный по порядку величины произведению  $v_T l \sim v_T^2 / \nu_{ст}$ .

Для оценки времени «диффузионного» ухода из зоны  $B$  следует задать закон изменения координаты  $z$  от времени. Поскольку движение ионов тормозится лишь столкновениями с атомами, можно принять

$$\dot{z} = -\frac{\nu_{ст}}{N_{ст}} z, \quad (2)$$

где  $N_{ст}$  — полное число столкновений, тормозящее выход ионов из области сжатия. В этом случае уравнение (1) легко решается, и в стационарном случае имеем

$$f_H(z) = f_H(0) e^{-\frac{\nu_{ст} z^2}{2 D_H N_{ст}}}. \quad (3)$$

Отсюда получаем выражение для ширины области локализации ионов

$$\langle z \rangle = \left( \frac{D_H N_{ст}}{\nu_{ст}} \right)^{1/2} \quad (4)$$

и находим скорость ухода частиц из зоны  $B$

$$v_y \simeq \frac{\langle z \rangle}{t_y} \sim \frac{\langle z \rangle \nu_{ст}}{N_{ст}} \sim \left( \frac{D_H \nu_{ст}}{N_{ст}} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Из (5) следует очевидный вывод о том, что чем большее количество столкновений испытывают ионы, тем медленнее они будут выходить из зоны сжатия. Запишем формулу для времени ухода из световой полости с учетом перемещения фронта УВ со скоростью  $D$

$$t_y \simeq \frac{a}{v_y + D} \sim a \left( \frac{N_{ст}}{D_H \nu_{ст}} \right)^{1/2} \left( 1 + D \left( \frac{N_{ст}}{D_H \nu_{ст}} \right)^{1/2} \right). \quad (6)$$

Оценим время рассасывания ударной волны. Поскольку заполнение освободившейся от ионов полости есть гидродинамическая стадия (име-

ется в виду выполнение условия  $t_y \ll t_{\text{зап}}$ , описание процесса заполнения этой полости можно вести с помощью уравнений газовой динамики. Для радиального движения вещества имеем

$$\frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_{\text{п}}} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (7)$$

Учитывая, что давление в ударной волне  $p_2$ , а размер пространства  $R$ , из (7) получим

$$t_{\text{зап}} \sim R \left( \frac{\rho_{\text{п}}}{\bar{v}_2 - \bar{v}_{\text{п}}} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

где  $\rho_{\text{п}}$  и  $p_{\text{п}}$  — соответственно плотность и давление внутри полости. С другой стороны, время распространения УВ на расстояние  $x$

$$t_p \sim x/D, \quad (9)$$

значит при выполнении условия

$$t_a \ll t_p \quad (10)$$

за время  $t_p$  полностью успеет произойти разрежение УВ.

2. В случае  $v_{\text{ст}} \ll \omega_H^{(e,i)} \ll W_E$  радиус ларморовской орбиты значительно меньше длины пробега ионов до их столкновения с атомами. Последнее означает, что процесс выхода ионов из полости практически ничем не тормозится и

$$t_{\text{п}} \sim \frac{a}{v_T^{(e,i)}}. \quad (11)$$

Следующим этапом идет заполнение полости плотным веществом УВ, поэтому при соблюдении условия (10) имеет место ее полное разрежение.

3. Неравенство  $W_E \ll v_{\text{ст}}, \omega_H^{(e,i)}$  означает, что ионизация проходит медленно, и вне зависимости от соотношения между  $v_{\text{ст}}$  и  $\omega_H^{(e,i)}$  ионы из области светового пятна не уходят. Для вычисления вероятности ионизации  $W_E$  необходимо знать величину амплитуды электрического поля  $E$  лазерного излучения. Дальнейшие оценки следует проводить по формулам работы [9] (см. также [10]).

Проведенный анализ трех различных физических случаев позволяет сделать следующие основные выводы. В зависимости от соотношения частотных характеристик задачи возможно рассасывание фронта УВ. Важно еще раз отметить, что когда вероятность ионизации превышает частоту столкновений ионов (и электронов) с нейтральными молекулами, образовавшийся ион не успевает столкнуться с другими частицами, поэтому в течение времени  $W_E^{-1}$  он остается свободным, т. е. при линейной скорости  $v_H$  в поле  $H$  путь, который ион проходит за время  $W_E^{-1}$ ,  $L = v_H/W_E$ . Следовательно, при соблюдении неравенства  $x \leq L$  ион успевает покинуть зону светового пятна, освобождая место молекулам неионизированного газа (см. рис. 2).

При условии  $W_E \ll v_{\text{ст}}$  ионизованные частицы в результате многократных столкновений будут тормозиться внутри области  $A$  (см. рис. 2) и таким образом долгое время оставаться в области светового пятна (своеобразная стабилизация, аналогичная рассмотренной в работе [11]). При этом, конечно, эффекта разрушения фронта УВ может не произойти, если  $x < t_{\text{ст}} v_H$ . Время  $t_{\text{ст}}$  определяется уравнением  $t_{\text{ст}} = N_{\text{ст}}/v_{\text{ст}}$ , где  $N_{\text{ст}}$  — число столкновений, испытываемых частицей на расстоянии ширины УВ  $a$ . Для оценки можно положить, что  $N_{\text{ст}} = (a/2l)^n$ , а  $n > 1$ . Показатель степени  $n$  определяется фрактальной размерностью плоскости  $A$ , которая пронизывается броуновским движением частиц.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Солоухин Р. И. Ударные волны и детонация в газах.— М.: Физматгиз, 1963.— 321 с.
2. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.— 686 с.
3. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1967.— 491 с.
4. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения.— М.: Мир, 1974.— 528 с.
5. Сысоев Н. Н., Шугаев Ф. В. Ударные волны в газах и конденсированных средах.— М.: Изд-во МГУ, 1987.— 133 с.
6. Гладков С. О., Токарев А. М. К теории импульсного теплового воздействия на твердое горючее цилиндрической формы // ФГВ.— 1990.— 25, № 1.— С. 30—38.
7. Кузнецов Н. М. // ЖЭТФ.— 1985.— 88, вып. 2.— С. 470—486.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1980.— Т. 8.— 620 с.
9. Келдыш Л. В. // ЖЭТФ.— 1964.— 47, вып. 5.— С. 1945—1957.
10. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле.— М.: Энергоатомиздат, 1984.— 224 с.
11. Берлин Ю. А., Гладков С. О., Гольданский В. П. и др. // Докл. АН СССР.— 1989.— 306, № 4.— С. 844—847.

г. Москва

Поступила в редакцию 5/VI 1990.  
после доработки — 2/XI 1992

УДК 662.215.1

*В. И. Мали, А. В. Соловов*

### О РЕГИСТРАЦИИ ПРОФИЛЕЙ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН ПРИ ВЗРЫВНОМ ОБЖАТИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ АМПУЛ

Приведены экспериментальные данные по исследованию геометрической конфигурации детонационных волн при компактировании порошков в цилиндрических стальных ампулах коаксиальным наружным зарядом аммонита. Получена аппроксимация полиномом геометрической конфигурации детонационной волны.

Заряды смесевых ВВ типа аммонита широко используются для динамического обжата ампул с порошком. Исследования режимов взрывного обжата, применяемых на практике, позволят оптимизировать геометрию заряда и ампулы, тип ВВ в целях получения прочных компактов.

В данной работе представлены результаты экспериментов по высокоскоростной фоторегистрации самосветящихся процессов при обжате ампул зарядом аммонита. Опыты по изучению детонационных волн (ДВ) в системах коаксиальный заряд аммонита 6ЖВ — стальная ампула с порошком окиси алюминия проводились с применением СФР (рис. 1). Диаметр заряда аммонита 6ЖВ  $d = 130$  мм, плотность ВВ  $\rho_0 = 0,9$  г/см<sup>3</sup>. Ампула ( $d_1 = 50$  мм) с порошком располагалась по оси заряда, толщина стенок ампулы  $m = 4,5$  мм, материал ампулы — сталь марки 12Х18Н10Т. Порошок — окись алюминия ( $\rho_1 = 1,3$  г/см<sup>3</sup>, или 35 % плотности монолита). Оболочка заряда — цилиндр из ватмана. Схема инициирования заряда одноточечная, детонатор располагался по оси заряда. Во всех экспериментах расстояние от детонатора до ампулы составляло 25 мм, диаметры заряда и ампулы не менялись. Длина ампулы изменялась от 50 до 250 мм, длина заряда  $H$  — от 75 до 275 мм.

Для ограничения яркого свечения детонации при фоторегистрации перфорированные экраны (шаг перфорации 5 мм) из черной бумаги размещались на боковой поверхности и на торце заряда. От аммонита перфорацию отделяла полоса лавсановой пленки толщиной 50 мкм. Применение перфорированных экранов с лавсановой пленкой позволило получить четкие фоторегистрограммы развертки процесса распространения