

ВЛИЯНИЕ МЕСТА ИНИЦИИРОВАНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ВОЗДУШНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ВЗРЫВЧАТЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

А. А. ГРИБ

(Ленинград)

Основные уравнения так называемой «гидродинамической теории детонации» были совершенно независимо друг от друга выведены в 1889 г. Михельсоном [1], в 1899 г. Чепманом [2] и в 1901 г. Жуге [3]. Исследования вышеуказанных авторов были затем продолжены и дополнены Крюссаром [4], Жуге [5] и Беккером [6].

Самую мысль о распространении детонации с помощью некоторой «взрывной волны» впервые высказали Бертло [7] и Вьей. Они же установили разницу между детонацией и медленным сгоранием.

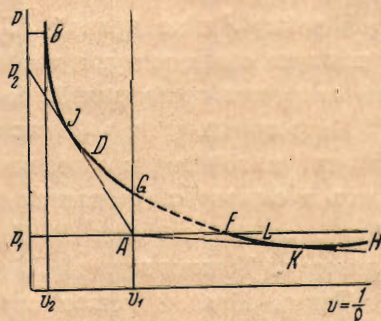
Согласно гидродинамической теории детонации детонационная волна в длинной трубе рассматривается как совместное распространение плоской ударной волны с волной горения.

Распространяющийся фронт пламени действует аналогично поршню, адиабатически сжимающему газ.

Элементарные волны сжатия, испускаемые при воспламенении последовательных слоев газовой смеси, образуют ударную волну.

Детонационное самовоспламенение вызывается ударной волной. Для определения пяти параметров детонационной волны (скорости детонации, давления, плотности, скорости газовых частиц, температуры) применяются условия динамической совместности, т. е. уравнения сохранения массы, количества движения и энергии, записанные в форме конечных разностей (уравнения Римана-Гюгоньо).

В качестве четвертого уравнения записывается уравнение состояния. Для отыскания пятого недостающего уравнения анализируются различные точки «динамической адиабаты» Гюгоньо (кривая *H* фиг. 1), изображающей графически условия динамической совместности. Кривая *H* распадается на две части, которые соответствуют двум совершенно различным видам протекания химического превращения; часть *BDG* соответствует детонации, а *FLK* —



Фиг. 1

горению, или, как иногда говорят, «дефлаграции». Отрезку GF кривой H не отвечает никакое реальное явление.

Судя по части BG кривой H , может показаться, что для данного взрывчатого вещества могут существовать два режима детонации, например B и D , отвечающие одной и той же скорости детонации. Исключение составляет лишь точка J касания к кривой H прямой, проведенной из точки A , соответствующей начальному состоянию газовой смеси. В точке J скорость детонации минимальна. Заметим, что скорость детонации пропорциональна корню квадратному из тангенса угла наклона прямой, соединяющей точку с параметрами детонации и точку A .

Если v_2 — скорость движения частиц разложившегося газа, a_2 — скорость звука в продуктах горения, N — скорость детонации, то (фиг. 1)

$$v_2 + a_2 > N \text{ на } JB, \quad v_2 + a_2 = N \text{ в точке } J, \quad v_2 + a_2 < N \text{ на } JG$$

Исходя из этих неравенств, производят оценку устойчивости детонационной волны.

Известно, что сзади фронта детонационной волны в продуктах сгорания возникает волна разрежения, скорость перемещения которой равна сумме скорости звука в продуктах горения и скорости движения частиц разложившегося газа.

Волна разрежения стремится догнать фронт детонационной волны и ослабить детонационную волну. Если фронт волны разрежения догонит фронт детонационной волны, разложение взрывчатого вещества в форме детонации прекратится.

Детонация может лишь тогда протекать с постоянной скоростью, если ее скорость не меньше скорости перемещения волны разрежения. В любой точке кривой H выше J детонация неустойчива, она постепенно затухает.

В точке J и на кривой JG затухания не происходит. Заданной скорости детонации соответствуют два состояния продуктов разложения B и D , причем энтропия состояния B больше энтропии состояния D .

Если предположить (Беккер), что продукты горения в момент их возникновения находятся в состоянии, которому соответствует наибольшая вероятность в смысле статистической механики, то из двух возможных состояний B и D следует выбрать B . Кривая JG не отвечает никакому действительному процессу. Точкам кривой JB соответствует неустойчивое состояние.

Таким образом может осуществиться лишь состояние, соответствующее точке J , для которой $v_2 + a_2 = N$. Полученное соотношение в точке J и служит пятым уравнением. Вычисленная по этому уравнению скорость детонации удовлетворительно совпадает с измеренной.

Однако анализ состояний, соответствующих точкам, расположенным ниже точки J , по признанию Жуге и Беккера, недостаточно убедителен и содержит необоснованное допущение.

В настоящей работе рассматривается одномерная детонация взрывчатых газовых смесей совместно с вызванной ею воздушной ударной волной. Пятое уравнение «гидродинамической теории» получается без допущения Беккера. Параметры воздушной ударной волны вычисляются в зависимости от места инициирования взрывчатой смеси.

1. Определение параметров детонационной волны. Примем за исходные следующие экспериментально установленные положения [8]:

а) впереди фронта горения в газовой смеси образуются элементарные волны сжатия, в результате наложения которых может образоваться ударная волна;

б) для перехода от нормального горения к детонации необходимо образование ударной волны такой интенсивности, которая обеспечила бы самовоспламенение смеси и повышение скорости сгорания до такой величины, которая обеспечила бы возобновление ударной волны, поджигающей газ;

в) детонационная волна есть такая фаза горения, когда воспламенение каждого слоя газа производится сжатием, а не подогревом теплопроводностью, как при нормальном горении;

г) скорость детонации есть постоянная, характеризующая данную газовую смесь, и не зависит от расположения трубки и диаметра трубки (если последний не меньше некоторого минимума).

На детонацию, следовательно, можно смотреть, как на горение сжатого ударной волной газа.

Рассмотрим распространяющуюся детонационную волну как стационарное явление, протекающее с постоянной скоростью перемещения.

Малая ширина фронта этой волны позволяет ввести прерывность. Запишем условия динамической совместности для фронта детонационной волны [9]:

$$N = \frac{\rho_1 v_1}{\rho_1 - \rho_0}, \quad v_1^2 = \frac{(p_1 - p_0)(\rho_1 - \rho_0)}{\rho_0 \rho_1} \quad (1.1)$$

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{(x+1)\rho_1 - (x-1)\rho_0 + 2(x-1)\rho_0 \rho_1 (gQ)/(Ap_0)}{(x+1)\rho_0 - (x-1)\rho_1} \quad (1.2)$$

где через ρ_1 , p_1 , v_1 обозначены плотность, давление и скорость газовых частиц в детонационной волне; N — скорость перемещения поверхности сильного разрыва (скорость детонации); ρ_0 , p_0 — начальные плотность и давление; Q — количество выделившегося тепла в калориях на 1 кг веса, $1/A$ — механический эквивалент теплоты; ρ_0 , ρ_0 , Q — известные величины; p_1 , ρ_1 , v_1 , N неизвестны. Уравнение (1.2) обычно называют уравнением «динамической адиабаты Гюгоньо».

Из уравнений (1.1) и (1.2) получаются следующие:

$$\frac{p_1 - p_0}{p_1} = \frac{v_1}{N}, \quad p_1 - p_0 = \rho_0 N v_1 \quad (1.3)$$

$$p_1 = \frac{1}{x+1} \left\{ p_0 + \rho_0 N^2 \pm \sqrt{(\rho_0 N^2 - x p_0)^2 - 2(x^2 - 1)\rho_0^2 \frac{gQ}{A} N^2} \right\} \quad (1.4)$$

причем

$$N^2 - a_0^2 \geq N \sqrt{2(x^2 - 1) \frac{gQ}{A}} \quad (1.5)$$

где a_0 — скорость звука в начальной среде. Необратимые процессы, происходящие в «толще» фронта детонационной волны, являются теми процессами, которые изменяют гидродинамические величины по уравнениям (1.3) и (1.4), хотя сами эти уравнения и не предрешают вопроса о том, что происходит внутри фронта волны.

Между начальной непрореагировавшей газовой смесью и продуктами реакции имеет место узкая зона, в которой и происходит реакция. Эта реакция вызывается сжатием в ударной волне, являющейся истинным фронтом детонационной волны.

Для нашей стационарной, с постоянной скоростью распространяющейся детонации скорость перемещения ударной волны должна быть равна скорости детонации N . Первые два условия динамической совместности на фронте ударной волны имеют вид, аналогичный уравнениям (1.3).

Давление же во фронте ударной волны определяется формулой

$$\frac{p}{p_0} = \frac{(x+1)p - (x-1)p_0}{(x+1)p_0 - (x-1)p_1} \quad (1.6)$$

или в зависимости от скорости перемещения

$$p = \frac{2\rho_0 N^2 - (x-1)p_0}{x+1} \quad (1.7)$$

В уравнении (1.4) нужно выбрать определенный знак, исходя из тех соображений, что $p_1 \rightarrow p$ при $Q \rightarrow 0$.

Легко видеть, что при знаке плюс выражение (1.4) стремится к (1.7), когда $Q \rightarrow 0$; в случае знака минус $p_1 \rightarrow p_0$, а $v_1 \rightarrow 0$, что не соответствует условию на «истинном» фронте детонационной волны, сильном разрыве. Выбираем, таким образом, знак плюс у корня в выражении (1.4).

Следовательно, давление и скорость в детонационной волне определяются следующими формулами:

$$p_1 = \frac{1}{x+1} \left\{ p_0 + \rho_0 N^2 + \sqrt{(\rho_0 N^2 - x p_0)^2 - 2(x^2 - 1) \rho_0^2 \frac{gQ}{A} N^2} \right\} \quad (1.8)$$

$$v_1 = \frac{1}{(x+1) \rho_0 N} \left\{ \rho_0 N^2 - x p_0 + \sqrt{(\rho_0 N^2 - x p_0)^2 - 2(x^2 - 1) \rho_0^2 \frac{gQ}{A} N^2} \right\} \quad (1.9)$$

Соответственно скорость звука во фронте детонационной волны может быть определена выражением

$$a_1^2 = \frac{x p_1}{\rho_1} = \frac{x p_1 (N - v_1)}{\rho_0 N} = \frac{\theta_1}{(x+1) N} \left\{ a_0^2 + x N^2 + x \sqrt{(N^2 - a_0^2)^2 - 2(x^2 - 1) \frac{gQ}{A} N^2} \right\}$$

где

$$\theta_1 = N - v_1 \quad (1.11)$$

есть скорость распространения фронта детонационной волны в прореагировавших газах.

Согласно формуле (1.9)

$$\theta_1 = \frac{a_0^2 + x N^2 - \sqrt{(N^2 - a_0^2)^2 - 2(x^2 - 1) \frac{gQ}{A} N^2}}{(x+1) N} \quad (1.12)$$

Сравнивая формулы (1.10) и (1.12), замечаем, что

$$a_1 \geq \theta_1 \quad \text{при} \quad (N^2 - a_0^2)^2 \geq 2(x^2 - 1) \frac{gQ}{A} N^2 \quad (1.13)$$

Но θ_1 не может быть меньше a_1 , так как в этом случае фронт волны

разрежения (слабый разрыв с $dx/dt = v + a$), отделяющий детонационную волну от волны понижения, догонит фронт детонационной волны, детонация начнет переходить в дефлаграцию. Существование разрежения, сопровождающего повышение плотности в детонационной волне, следует из закона сохранения массы.

Таким образом $\theta_1 = a_1$, что возможно лишь в том случае, если подкоренное выражение, входящее в формулы (1.8), (1.9), (1.10), (1.12), равно нулю. Приравняв его нулю, найдем скорость детонации:

$$(N^2 - a_0^2)^2 - 2(x^2 - 1) \frac{gQ}{A} N^2 = 0$$

$$N = \sqrt{\frac{(x^2 - 1) \frac{gQ}{A}}{2}} + \sqrt{\frac{x^2 - 1}{2} \frac{gQ}{A} + a_0^2} \quad (1.14)$$

Как это следует из (1.5), скорость детонации, определяемая формулой (1.14), будет минимальной. Зная N , по формулам (1.3) и (1.4) определяются остальные параметры детонационной волны.

Из выражения $v_1 = (N^2 - a_0^2) / [(x + 1)N]$ и условия $N = v_1 + a_1$ получается уравнение кривой фронтов детонационной волны

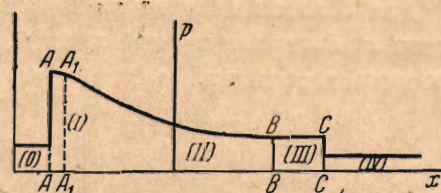
$$v_1^2 + \frac{x-1}{x} a_1 v_1 - \frac{a_1^2 - a_0^2}{x} = 0 \quad (1.15)$$

которая является гиперболой с асимптотами $a_1 = -v_1$, $a_1 = xv_1$.

Известно, что кривая фронтов ударной волны есть кривая четвертого порядка [9]

$$v^4 + 2 \frac{a^2 + a_0^2}{x} v^2 - \frac{4(a^2 - a_0^2)}{x(x-1)^2} = 0 \quad (1.16)$$

с асимптотами $a = \pm v \sqrt{\frac{1}{2} x(x-1)}$.



Фиг. 2

2. Детонация с отдачей в воздух. Пусть взрывчатое вещество, занимающее некоторый участок l_x в длинной трубе, инициировано в своем правом конце (фиг. 2).

По взрывчатому веществу 0 начнет распространяться детонационная волна I . В воздухе образуется воздушная ударная волна III , отделенная от газовой волны II стационарным сильным разрывом.

Между фронтом детонационной волны A_1A_1 и стационарным разрывом BB образуется область непрерывного движения газа II , подчиненного дифференциальным уравнениям газовой динамики. Воздух и взрывчатое вещество в начальном состоянии считаем неподвижными.

Таким образом на фиг. 2 цифрой 0 обозначена область покоящегося взрывчатого вещества, цифрой I — зона реакции в детонационной волне, цифрой II — область газовой волны разрежения, цифрой III — область воздушной ударной волны, цифрой IV — область невозмущенного воздуха.

Согласно первому разделу этой статьи AA — поверхность нестационарного сильного разрыва, фронт ударной волны сжатия, поджигающей газ и вызывающей химическую реакцию, A_1A_1 — фронт волны разрежения и одно-

временно «фронт» детонационной волны, CC — фронт ударной воздушной волны, поверхность нестационарного сильного разрыва¹.

На основании теоремы Цемплена $v_1 < 0$, $v_3 > 0$ и газ в прерывной волне перемещается в сторону движения фронта этой волны^[9].

Как мы показали в первом разделе, скорость перемещения фронта волны разрежения A_1A_1 есть постоянная величина, равная скорости детонации N .

В области II мы имеем неустановившееся движение газа, волну разрежения, фронт которой стремится нарушить стационарный режим области I и перемещается с постоянной скоростью $dx/dt = N = v_1 - a_1$. Это неустановившееся движение может быть названо «волной одного направления»^[10]. Закон распространения фронта волны, нарушающей данную волну, определяется, как известно, характеристиками дифференциальных уравнений газовой динамики. Уравнения характеристик в нашем случае имеют вид^[9]:

первое семейство

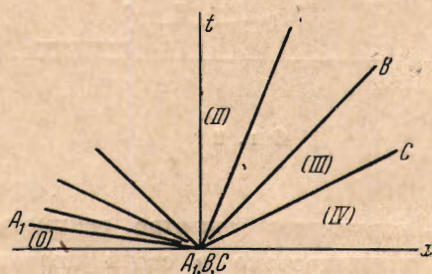
$$\frac{dx}{dt} = v + a, \quad v + \frac{2}{x+1} a = \xi \quad (2.1)$$

второе семейство

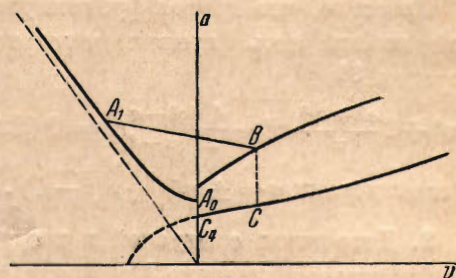
$$\frac{dx}{dt} = v - a, \quad v - \frac{2}{x-1} a = \eta \quad (2.2)$$

где ξ и η — постоянные, определяющие характеристику.

Для области II одна из характеристик второго семейства (A_1A_1) в плоскости xt является прямой линией, так как вдоль нее $dx/dt = \text{const}$ и равно скорости детонации.



Фиг. 3



Фиг. 4

Согласно известной теореме газовой динамики^[9] в этом случае все характеристики того же (второго) семейства в плоскости xt будут прямыми (Фиг. 3), характеристики же противоположного (первого) семейства в плоскости va вырождаются в одну прямую линию (Фиг. 4)

$$v + \frac{2}{x-1} a = v_1 + \frac{2}{x-1} a_1 \quad (2.3)$$

Пользуясь соотношением (2.3) и одним из дифференциальных уравнений газовой динамики, задачу определения гидродинамических элементов в области II можно привести к решению лишь одного дифференциального

¹ Согласно указаниям Михельсон [4] и Соколика [8] химическая реакция неполностью заканчивается во фронте детонационной волны. В головном слое не происходит полного сгорания смеси. В дальнейшем этим «недогоранием» мы пренебрегаем.

уравнения в частных производных первого порядка с одной искомой функцией.

Решение этого уравнения, соответствующее области II, имеет вид

$$x = \left(v_1 + \frac{2}{z-1} a_1 - \frac{z+1}{z-1} a \right) t \quad (2.4)$$

Таким образом для обратной волны одного направления (область II) имеют место соотношения

$$v + \frac{2}{z-1} a = v_1 + \frac{2}{z-1} a_1 = \text{const}, \quad x = \left(v_1 + \frac{2}{z-1} a_1 - \frac{z+1}{z-1} a \right) t \quad (2.5)$$

Рассматриваемое движение в плоскости va представлено на фиг. 4.

Геометрическое место состояний в прерывных воздушных волнах представится в плоскости va в виде кривой четвертого порядка (1.16), проходящей через точку C_4 ($v=0$, $a=a_4$).

В интересующей нас области значений a ($a > 0$) каждая из ветвей этой кривой пересекается прямыми, параллельными оси a , только в одной точке. Будем рассматривать лишь правую ветвь этой кривой, так как $v_3 > 0$.

Кривая фронтов прерывной детонационной волны изобразится в виде гиперболы (1.15), проходящей через точку A_0 ($v=0$, $a=a_0$).

Будем рассматривать лишь левую ветвь гиперболы, так как $v_1 < 0$.

Обратная волна разрежения здесь изображается, как уже упоминалось, прямой (2.3). Точка пересечения этой прямой с кривой

$$a = a_1 \left(\frac{p}{p_1} \right)^\lambda \quad \left(\lambda = \frac{z-1}{2z} \right) \quad (2.6)$$

где p — некоторая функция v , определяемая из условий динамической совместности на нестационарном разрыве CC , определит параметры v и a в области (II) вблизи стационарного разрыва BB .

Затем, пользуясь тем, что на стационарном разрыве разрыв скорости равен нулю, определим на кривой (1.16) параметры v и a в области III.

Условия динамической совместности на нестационарном разрыве CC можно записать в виде

$$N_3 = \frac{p_3 v_3}{p_3 - p_4}, \quad v_3^2 = \frac{(p_3 - p_4)(p_3 - p_4)}{p_4 p_3}, \quad \frac{p_3}{p_4} = \frac{(z+1)p_4 - (z-1)p_3}{(z+1)p_4 - (z-1)p_3} \quad (2.7)$$

Из двух последних уравнений (2.7)

$$v_3^2 = \frac{2(p_3 - p_4)^2}{[(z+1)p_3 + (z-1)p_4] p_4} \quad (2.8)$$

Определяя отсюда p_3 и подставляя полученное выражение $p = p_3$ в (2.6), получим

$$a = a_1 \left[\frac{p_4}{p_1} + \frac{z+1}{4} \frac{p_4 v_1^2}{p_1} + \frac{v_1^2}{p_1} \sqrt{\frac{(z+1)^2}{16} p_4^2 + \frac{z p_4 p_4}{v_1^2}} \right]^\lambda \quad \left(\lambda = \frac{z-1}{2z} \right) \quad (2.9)$$

— уравнение кривой (2.6) в плоскости va .

Так как на стационарном разрыве $v_2 = v$, и $p_2 = p_3$, то в силу соотношения (2.3)

$$v_3 + \frac{2}{x-1} \sqrt{x\vartheta} p_3^\lambda = v_1 + \frac{2}{x-1} \sqrt{x\vartheta} p_1^\lambda \quad \left(\lambda = \frac{x-1}{2x}\right) \quad (2.10)$$

где $\vartheta^x = p_1 / \rho_1^{x+1}$.

Заменяя v_3 по (2.8); получаем формулу для определения давления p_3 в ударной воздушной волне

$$\sqrt{\frac{2(p_3 - p_4)^2}{[(x+1)p_3 + (x-1)p_4] \rho_4}} = v_1 + \frac{2}{x-1} \sqrt{x\vartheta} (p_1^\lambda - p_3^\lambda) \quad \left(\lambda = \frac{x-1}{2x}\right) \quad (2.11)$$

Здесь v_1 и p_1 — известные, заранее вычисленные значения скорости и давления во фронте детонационной волны, p_4 и ρ_4 — давление и плотность невозмущенного воздуха; $x = c_p / c_v$.

При отыскании последующих приближений величину x в правой и левой частях (2.11) следует брать разной, так как на стационарном разрыве температура терпит разрыв. Заметим, что v_1 в (2.11) — число отрицательное.

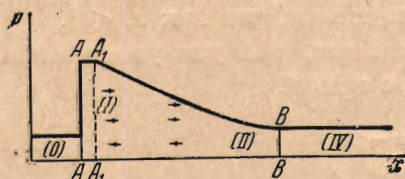
Возможны три особых случая (фиг. 4).

1. Отсутствует нестационарный сильный разрыв и, следовательно, отсутствует область III (фиг. 5). Точка пересечения кривой (2.9) и прямой (2.3) находится на оси a ($v=0$). В этом случае имеем соотношение

$$\left(\frac{p_4}{p_1}\right)^\lambda = 1 - \frac{x-1}{2} \frac{|v_1|}{a_1} \quad (2.12)$$

где $|v_1|$ и a_1 определяются соотношениями (1.9), (1.10), (1.14).

При $x=1.4$, $p_4=1$ ат вычисления дают $p_1 < 2.94$ ат.



Фиг. 5

Неподвижный стационарный разрыв является здесь границей, отделяющей область покоящегося воздуха от области движущегося в направлении детонации газа.

2. Отсутствует стационарный сильный разрыв; кривые (1.16), (2.9) и прямая (2.3) пересекаются в одной точке.

В этом случае имеем соотношение

$$\left(\frac{p_3}{p_1}\right)^\lambda = 1 - \frac{x-1}{2} \left(\frac{|v_1|}{a_1} + \frac{v_3}{a_1}\right) \quad (2.13)$$

т. е. здесь

$$p_1^\lambda < \left[\frac{2x}{(x+1) - 2(x-1)N_2/V} \right] p_3^\lambda \quad (2.14)$$

где p_3 определяется из (2.11).

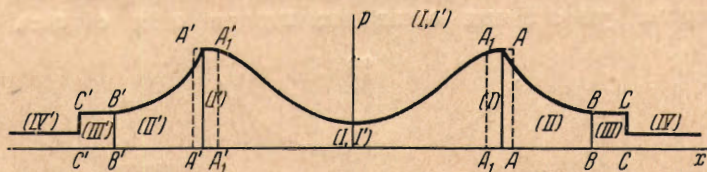
3. Отсутствуют как стационарный, так и нестационарный сильные разрывы, т. е.

$$a_2 = a_3 = a_4, \quad v_3 = v_4 = 0, \quad a_1 = a_1 - \frac{x-1}{2} |v_1| \quad (2.15)$$

При этом

$$a_4 > a_0, \quad v_1 < \frac{2}{x+1} a_4 \quad (2.16)$$

3. Иницирование взрывчатого вещества в середине участка, им занимаемого. Пусть взрывчатое вещество иницировано в середине участка, им занимаемого. По взрывчатому веществу в обе стороны побежит волна детонаций, области I и I' на фиг. 6 и 7. В середине образуется состояние



Фиг. 6

покоя (I, I'). В детонационной волне газ будет перемещаться в сторону детонации. Волны I и I' могут сопрягаться друг с другом единственным способом, через две волны разрежения — прямую и обратную волны одного направления. Этим волнам в плоскости va соответствуют две прямые

$$\begin{aligned}
 v_1 - \frac{2}{z-1} a_1 &= v_{11} - \frac{2}{z-1} a_{11} \\
 v_1' + \frac{2}{z-1} a_1' &= v_{11} + \frac{2}{z-1} a_{11} \quad (3.1)
 \end{aligned}$$

пересечение которых определит состояние (I, I').

Так как $v_1' = -v_1$, $a_1' = a_1$, то

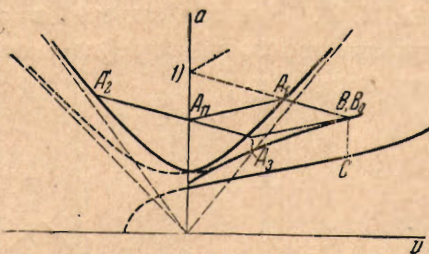
$$v_{11} = 0, \quad a_{11} = a_1 - \frac{z-1}{2} v_1 \quad (3.2)$$

Кроме того, выполняется соотношение

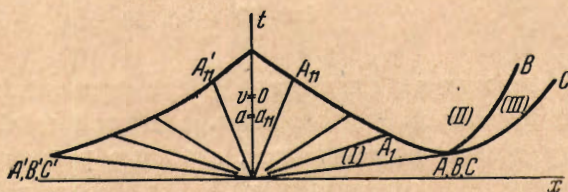
$$\frac{p_1}{\rho_1^z} = \frac{p_{11}}{\rho_{11}} \quad (3.3)$$

Уравнения (3.2) и (3.3) полностью определяют состояние (I, I').

После того как детонационная волна пройдет все взрывчатое вещество,



Фиг. 7



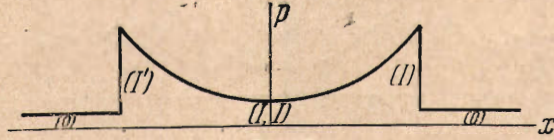
Фиг. 8

начнут распространяться газовая и ударная воздушная волны. Детонационная волна распадается на газовую и обратную волны понижения, распространяющиеся в нагретом газе (фиг. 6 и 8).

Для определения неустановившегося движения газа, возникающего вслед-

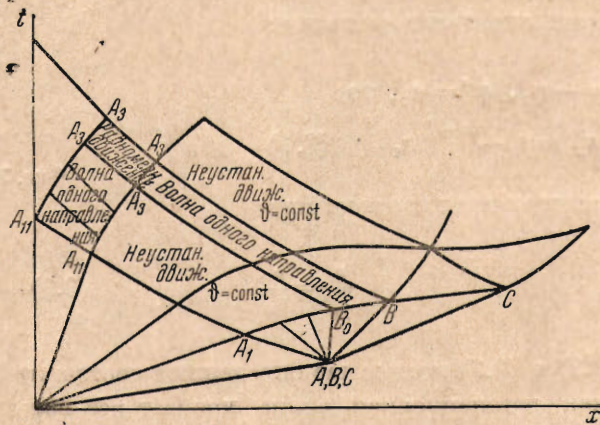
ствие распада детонационной волны (области II и III) нужно найти интегралы дифференциальных уравнений газовой динамики по данным значениям искомых функций на характеристике второго семейства AA₁ (фиг. 8) и по заданному условию на нестационарной поверхности сильного разрыва.

Решение этой задачи представляет значительные трудности, так как переменный скачок уплотнения оставляет позади себя область переменной



Фиг. 9

энтропии, вследствие чего дифференциальные уравнения характеристик не обладают интегрируемой комбинацией [9]. Кроме того, нам неизвестны значения гидродинамических элементов в «толще» детонационной волны на отрезке AA₁ характеристики второго семейства. Можно, вообще говоря, пренебрегать временем химической реакции, считать, что точки A и A₁ совпадают (фиг. 8, 9). Решение задачи в этом случае можно произвести с помощью вычислительного или графического процессов, примененных в газовой динамике Франклем.



Фиг. 10

Для получения параметров воздушной ударной волны в первый момент после распада детонационной будем считать в первом приближении область реакции (I), толщу детонационной волны, областью равномерного движения газа с гидродинамическими элементами v_1, a_1, p_1 , соответствующими концу реакции.

В этом случае отрезок характеристики второго семейства AA₁ является отрезком прямой (фиг. 6 и 10) и, следовательно, неустановившееся движение области (II) будет волной одного направления. Уравнение этой волны

$$v = v_1 + \frac{2}{z-1} (a_1 - a), \quad x = x_A + \left(v_1 + \frac{2}{z-1} a_1 - \frac{z+1}{z-1} a \right) (t - t_A) \quad (3.4)$$

Зависимость $v = f(p)$ в окрестности стационарного сильного разрыва записывается по формуле (2.8). На стационарном сильном разрыве разрыв скорости и давления равен нулю; следовательно,

$$\sqrt{\frac{2(p_3 - p_4)^2}{[(x+1)p_3 + (x-1)p_4] p_4}} = v_1 + \frac{2}{x-1} \sqrt{x\bar{v}} (p_1^\lambda - p_3^\lambda) \quad \left(\lambda = \frac{x-1}{2x}\right) \quad (3.5)$$

Из уравнения (3.5) по известным параметрам детонационной волны v_1 , p_1 и определяется давление в воздушной волне p_3 .

В уравнении (3.5) в отличие от (2.11) величина v_1 будет положительной. Скорости перемещения фронтов прямой (A_1A_1) и обратной (AA) волн (фиг. 6) суть $N = v_1 + a_1$ и $N_1 = v_1 - a_1$, причем фронт обратной волны не может сноситься в сторону положительных значений x , так как $v_1 < a_1$ в силу (1.9), (1.10) и (1.14). Момент встречи фронтов прямой и обратной волн определится, очевидно, толщиной (фиг. 8) детонационной волны AA_1 . Последняя же, повидимому, зависит от способа и мощности инициирования и от реакционно-кинетических свойств смеси.

Начиная с момента встречи фронтов прямой и обратной волн, возникает новое неустановившееся движение газа, одна из границ которого распространяется в положительном направлении оси x по обратной волне, другая же граница распространяется по прямой волне.

Закон движения этих границ определяется характеристикой первого семейства, принадлежащей обратной волне, и характеристикой второго семейства, принадлежащей прямой волне. Условия на этих характеристиках имеют следующий вид ^[11]:

$$a = a_1 \left(\frac{t_{A_1} - t_A}{t - t_{A_2}} \right)^\omega, \quad x = \frac{a_1}{x-1} \left[\frac{(x-1)v_1}{a_1} + 2 - (x+1) \left(\frac{t_{A_1} - t_A}{t - t_{A_2}} \right)^\omega \right] (t - t_A) + x_A \quad (3.6)$$

и

$$a = a_1 \left(\frac{t_{A_1}}{t} \right)^\omega, \quad x = \frac{a_1}{x-1} \left[\frac{(x-1)v_1}{a_1} - 2 + (x+1) \left(\frac{t_{A_1}}{t} \right)^\omega \right] t \quad (3.7)$$

где

$$\omega = \frac{2(x-1)}{(x+1)}$$

Для определения неустановившегося движения, возникающего в результате встречи прямой и обратной волн, нужно найти интеграл уравнения ^[11]

$$\frac{\partial^2 t}{\partial \xi \partial \eta} = \frac{x+1}{2(x-1)(\xi-\eta)} \left(\frac{\partial t}{\partial \xi} - \frac{\partial t}{\partial \eta} \right) \quad (3.8)$$

по данным его значениям на двух характеристиках различных семейств (задача Гурса), причем здесь

$$\xi = v + \frac{2}{x-1} a, \quad \eta = v - \frac{2}{x-1} a$$

Этот интеграл можно получить в замкнутом виде с помощью функции Римана или построить приближенно ^[10]. Область существования решения — четырехугольник $A_1B_0A_3A_{11}$, представленный на фиг. 7. В момент

$$t = t_{A_1} \left(\frac{a_1}{a_{11}} \right)^{\omega_1} \quad \left(\omega_1 = \frac{x+1}{2(x-1)} \right) \quad (3.9)$$

задняя граница неустановившегося движения, соответствующего уравнению (3.8), достигнет области покоящегося газа (I, I), и начнет возникать обратная волна одного направления со скоростью, меняющейся по закону

$$v = \frac{2}{x-1} (a_{11} - a) \quad (3.10)$$

Эта волна отделяется от неустановившегося движения (3.8) по характеристике первого семейства $A_{11}A_3$. В момент

$$t = t_A + (t_{A_1} - t_A) \left(\frac{p_1}{p_3} \right)^\mu \quad \left(\mu = \frac{x+1}{4x} \right) \quad (3.11)$$

передняя граница неустановившегося движения (3.8), распространяющаяся по характеристике первого семейства A_1B_0 , достигнет равномерного движения B_0 . Возникнет прямая волна одного направления со скоростью

$$v = v_3 + \frac{2}{x-1} (a - a_3') \quad (3.12)$$

где a_3' — скорость звука в окрестности стационарного разрыва.

Через некоторое время, определяемое пересечением (фиг. 10) характеристики второго семейства B_0A_3 и характеристики первого семейства $A_{11}A_3$, неустановившееся движение (3.8), определяемое в четырехугольнике $A_1B_0A_3A_{11}$, полностью разложится на прямую волну, обратную волну с равномерным движением

$$a = \frac{a_{11} + a_3'}{2} - \frac{x-1}{4} v_3, \quad v = \frac{1}{2} v_3 - \frac{a_3' - a_{11}}{x-1} \quad (3.13)$$

Когда фронт прямой волны разрежения догонит сначала стационарный, а затем нестационарный сильный разрыв, движение прерывной ударной волны станет затухающим [11]. Возможны особые случаи (фиг. 7).

1) Отсутствует нестационарный сильный разрыв. Здесь

$$p_1 < p_4 \quad \text{и} \quad p_1^\lambda = p_4^\lambda - \frac{x-1}{2} \frac{v_1}{\sqrt{x\theta}} \quad \left(\lambda = \frac{x-1}{2x} \right) \quad (3.14)$$

2) Отсутствует стационарный сильный разрыв, т. е.

$$v_1 + \frac{2}{x-1} a_1 = v_3 + \frac{2}{x-1} a_3, \quad \left(\frac{p_3}{p_1} \right)^\lambda = 1 - \frac{x-1}{2} \frac{v_3 - v_1}{a_1} \quad \left(\lambda = \frac{x-1}{2x} \right) \quad (3.15)$$

3) Отсутствуют как стационарный, так и нестационарный сильные разрывы. В этом случае имеет место (3.14) и соблюдается соотношение

$$\frac{p_1}{\rho_1^x} = \frac{p_4}{\rho_4^x} \quad (3.16)$$

К особому случаю распада детонационной волны следует отнести и тот случай, когда обратная волна, распространяющаяся в нагретом газе, есть волна повышения. Параметры ударной волны при этом попрежнему вычисляются по формуле (3.5), но здесь точка пересечения прямой $\xi = \xi_1$ с кривой (2.9) находится выше точки A_1 . Скорость газовой волны здесь меньше скорости газовых частиц в детонационной волне.

Вычисления (табл. 1 и 2) [11], проделанные для трех газов по приведенным в трех разделах формулам, позволяют сделать дополнительные замечания.

Таблица 1

Газовая смесь		p_0 кг·сек ² /м ⁴	N м/сек по опытам	N м/сек по (1.14)	v_1 м/сек	p_1 ат	v_1 кг·сек ² /м ⁴	a_1 м/сек	a_{11} м/сек
Не уплотненный газ $p_0 = 1$ ат	Метан и кислород	0.112	2300	2456	1098	31.2	0.202	1358	1250
	Этилен и кислород	0.141	2350	2472	1100	39.4	0.25	1372	1254
	Ацетилен и кислород	0.138	2600	2640	1166	43.5	0.247	1474	1337
Уплотненный газ $p_0 = 600$ ат	Метан и кислород	52.0		2538	1161	15926	95.8	1377	1295
	Этилен и кислород	65.2		2500	1175	20166	121.0	1374	1296
	Ацетилен и кислород	63.2		2641	1224	21059	118.4	1417	1338

1. Предварительное уплотнение (даже до 600 ат) мало влияет на скорость детонации взрывчатых газовых смесей (факт, экспериментально обнаруженный еще Ле-Шателье).

2. Для обычного случая распада детонационной волны скорость воздушных частиц в воздушной ударной волне больше скорости газа в детонационной волне.

Таблица 2

Газовая смесь ¹	Не уплотненный газ $p_0=1$ ат			Уплотненный газ $p_0=600$ ат		
	p_3 ат	v_3 м/сек	N_3 м/сек	p_3 ат	v_3 м/сек	N_3 м/сек
Метан и кислород	26.5	1220	1541	367	5219	5605
	6.6	554	805	174	3590	3867
Этилен и кислород	30.6	1380	1722	395	5429	5809
	7.75	608	859	191	3762	4037
Ацетилен и кислород	34.0	1454	1814	422	5617	5997
	8.25	681	960	203	3888	4162

3. В случае предварительно уплотненной газовой смеси скорость перемещения воздушной ударной волны больше скорости детонации.

4. Для газов, предварительно не уплотненных, скорость перемещения воздушной ударной волны меньше скорости детонации.

5. Скорость и давление газа в ударной воздушной волне при срединном инициировании больше скорости и давления при инициировании с конца.

Для твердых взрывчатых веществ, по опытам Патри, скорость перемещения ударной волны значительно превышает скорость детонации в случае применения, например, слабо спрессованного взрывчатого вещества.

¹ Цифра в числителе относится к инициированию в середине; цифра в знаменателе относится к инициированию в конце.

Фотографируя детонацию динамита, Патри заметил, что детонационная волна распространяется со скоростью 2500 м/сек. Начальная же скорость ударной волны близка к 6000 м/сек. «Она быстро уменьшается, и на расстоянии 20 см от конца столбика динамита величина ее делается равной только 2500 м/сек.» (Патри).

Поступила в редакцию
9 VI 1944

Ленинградский ордена Ленина
государственный университет

A. A. GRIB.—INFLUENCE OF THE POINT OF IGNITION ON THE PARAMETERS OF AN AIR IMPACT WAVE SPREADING DUE TO DETONATION OF A GAS MIXTURE

The author deals with the one dimensional detonation of an explosive gas mixture and with the air impact wave generated due to detonation.

The first section contains formulae (1.14), (1.8) and (1.9) determining the hydrodynamic elements at the front of a detonation wave.

The selection for a determined state of a stationary detonation is effected by means of formulae (1.7) and (1.13).

The second part is concerned with the air impact due to detonation, which itself is created by virtue of ignition, at the end of a space occupied by the explosive mixture.

The third part of the paper considers the disintegration of the detonation wave into a gas wave and an inverse wave of rarefaction which travels in the opposite direction through the products of detonation. The disintegration begins after the detonation wave has passed through all explosive medium. The pressure inside the air impact wave is determined by formula (3.7), where the velocity of the gas particles v_1 at the front of the detonation wave is positive.

The work is illustrated by numerical calculations, the results of which are given in the tables 1 and 2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Михельсон В. А. О нормальной скорости воспламенения гремучих газовых смесей. 1889.
2. Charman D. Phil. Mag. 1899. Vol. 47.
3. Jouguet E. J. Math. 1905. Vol. 1.
4. Crussaad L. Bull. de la Soc. de l'industrie minérale. 1907.
5. Jouguet E. Mécanique des Explosifs. Paris. 1917.
6. Becker R. Zeitschr. für Physik, 1922. Н. 8.
7. Berthelot et Vielle. Ann. Chimie Phys. V. 1881.
Berthelot. Sur la force des matières explosives. Paris. 1883.
8. Соколик А. Горение и детонация в газах. ГТТИ. 1934.
9. Кочин Н. Е., Кибель И. А. и Розе Н. Н. Теоретическая гидромеханика. 1941. Ч. II.
10. Христианович С. А., Михлин С. Г., Девисон Б. Б. Некоторые новые вопросы механики сплошной среды. Изд. АН СССР. 1938.
11. Гриб А. А. О распространении плоской ударной волны при обыкновенном взрыве у твердой стенки. Прикладная математика и механика. 1944. Т. VIII. Вып. 3.