



МИНОБРНАУКИ РОССИИ  
федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова»  
(БГТУ «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова)

Факультет «А» Ракетно-космической техники  
Кафедра «А9» Плазмогазодинамика и теплотехника  
Дисциплина Производственная практика

## Реферат

на тему:

### **Возникновение турбулентного горения в камере сгорания РДТТ** (пояснительная записка)

Студент группы

А9М31

\_\_\_\_\_  
подпись, дата

Ф.А. Юсупов

Преподаватель

\_\_\_\_\_  
подпись, дата

Н.А. Брыков

Санкт-Петербург, 2019

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>Введение</b>	<b>2</b>
<b>1 Возникновение турбулентного горения и горение твердых топлив в турбулентном потоке</b>	<b>3</b>
1.1 Современные представления о механизме стационарного горения твердых топлив . . . . .	3
1.2 Возникновение турбулентного горения твердых топлив в РДТТ . . . . .	8
1.3 Математическая модель возникновения турбулентного горения заряда ТТ	9
<b>Список использованной литературы</b>	<b>12</b>

## ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени имеется ряд работ, посвященных исследованию горения твердых топлив в турбулентном потоке в камере сгорания РДТТ. Сюда прежде всего следует отнести ранние работы Я. Б. Зельдовича и О. И. Лейпунского. Я. Б. Зельдович и О. И. Лейпунский указывают, что увеличение скорости горения твердого топлива при больших скоростях газового потока происходит в силу так называемого эффекта раздувания (турбулизации) газовой зоны. Для учета влияния скорости продуктов сгорания на скорость горения твердых топлив был введен так называемый коэффициент раздувания.

Относительно большое внимание разработке теории горения твердых топлив уделялось за рубежом.

Для отображения влияния скорости газового потока на скорость горения зарубежными исследователями был использован термин эрозионное горение, а для практических целей был введен коэффициент эрозии, или эрозионного горения, отличающийся только наименованием от используемого в отечественной литературе коэффициента раздувания.

Л. Грин считает, что для коррекции результатов опытов с помощью поправок, обусловленных различием давления в камере сгорания в отдельных испытаниях, можно пользоваться как линейной, так и массовой скоростью, причем эффект турбулентного горения более ярко выражен у медленногорящих порохов, чем у быстрогорящих.

Механизм турбулентного горения твердых топлив в РДТТ продолжает оставаться нераскрытым полностью. Попытки исследовать турбулентное горение с позиции чистой теории не дали практических результатов, поскольку сложность рассматриваемого явления ставила исследователей перед необходимостью вводить целый ряд допущений, иногда противоречащих физическим основам процесса горения твердых топлив в РДТТ. К тому же ряд исследователей не признает решающей роли теории стационарного горения твердых топлив в развитии теории турбулентного горения. В действительности же исследование этого вопроса органически связано с теорией стационарного горения твердых топлив. Только базируясь на закономерностях стационарного горения, можно строго проводить изучение горения твердых топлив в турбулентном потоке.

# 1 Возникновение турбулентного горения и горение твердых топлив в турбулентном потоке

## 1.1 Современные представления о механизме стационарного горения твердых топлив

Основы современной теории горения твердых топлив были разработаны Я. Б. Зельдовичем. Основываясь на исследованиях А. Ф. Беляева в области горения летучих взрывчатых веществ (ВВ) и на разработанной им и Д. А. Франк-Каменецким теории горения газовых смесей, Я. Б. Зельдович установил, что горение ТТ является многостадийным процессом. После некоторого прогрева пороха в твердой фазе происходит его газификация, т. е. превращение в первичные продукты, между которыми уже в газовой фазе протекает химическое взаимодействие с образованием конечных продуктов сгорания. При этом реакция в газовой фазе осуществляется в несколько последовательных стадий. Основное выделение тепла наблюдается в газовой фазе, и первичное разложение твердого пороха происходит под влиянием поступления тепла из газовой фазы. Тепло, запасенное в прогретом слое, может оказывать существенное влияние на энергетический баланс горения в нестационарных процессах, когда прогретый слой не успевает изменять свои характеристики в соответствии с изменением внешних условий. Последующие работы в этом направлении [1, 2, 3, 4, 5, 6] и др. показали, что процесс горения твердых топлив является более сложным процессом, не укладывающимся в рамки модели Зельдовича - Беляева. Было установлено [6], что интенсивные химические реакции имеют место уже в К-фазе при относительно низких температурах. При этом нагревание вещества К-фазы до температуры горячей поверхности осуществляется не только за счет тепла, транспортируемого в силу теплопроводности из зоны пламени, но и за счет тепла, выделяющегося непосредственно в К-фазе. Процесс горения твердых топлив осуществляется в узкой (до 1 мм) пространственной области.

Весь процесс превращения исходного вещества в конечные продукты горения можно разделить на ряд стадий, в каждой из которых протекают физико-химические процессы, определяющие состояние вещества в исходной зоне 1.1

Под стадией процесса горения понимается пространственная область зоны горения, обладающая определенными физико-химическими характеристиками, как-то: распределением температуры (уровнем и скоростью ее изменения в данном интервале), концентрацией и агрегатным состоянием реагирующего вещества, кинетическими параметрами скорости химической реакции (предэкспонентом и энергией активации).

Скорость горения ТТ зависит, с одной стороны, от интенсивности и

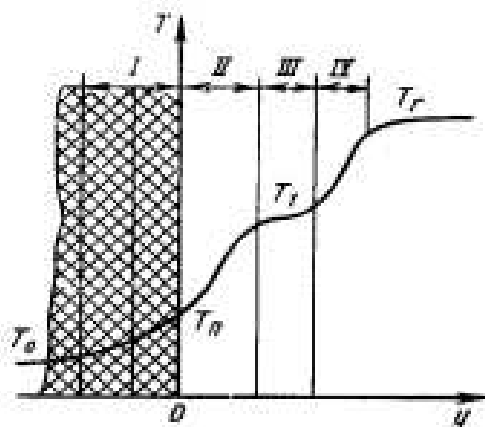


Рисунок 1.1 – Профиль распределения температуры в К-фазе и в газовой зоне горения: -I индукционная и реакционная зона для К-фазы; II-дымопарогазовая (шипящая) газовая зона; III-подготовительная газовая зона; IV-зона пламени

характера тепловыделения в каждой стадии процесса, с другой - от интенсивности и характера тепло- и массообмена между стадиями. На основе анализа экспериментальных данных по закономерностям процесса горения порохов баллиститного типа его можно разделить на три стадии, в которых протекают физико-химические процессы:

- стадию экзотермических реакций в К-фазе; здесь, в свою очередь, следует различать две зоны: зону прогрева (индукционную) и зону химических реакций;

- стадию экзотермических реакций, протекающих в пародымогазовой зоне;

- стадию экзотермических реакций, протекающих в зоне светящегося пламени.

В К-фазе имеют место химические реакции как экзотермического, так и эндотермического характера. К числу экзотермических процессов прежде всего следует отнести процессы химического взаимодействия отщепившихся молекул двуокиси азота с порохов. Взаимодействие между  $\text{NO}_2$  и порохов протекает по механизму гетерогенной реакции. Принимается, что скорость реакции пропорциональна числу ударов активированных молекул, т. е. таких молекул, уровень которых равен энергии активации или превосходит ее.

К эндотермическим процессам следует отнести процессы плавления, возгонки компонентов и деполимеризации макромолекул нитратов целлюлозы. С увеличением давления экзотермический эффект в К-фазе возрастает. Толщина прогретого слоя в К-фазе может быть определена из урав-

нения теплопроводности (без учета тепловыделения в К-фазе)

$$\frac{d^2T}{dy^2} + \frac{u}{a} \frac{dT}{dy} = 0 \quad (1.1)$$

Решение уравнения 1.1 при граничных условиях

$$y = y_\tau, T = T_\pi; y \rightarrow \infty, T = T_0 \quad (1.2)$$

дает

$$T = T_0 + (T_\pi - T_0) \exp[-(u/a)(y - y_\tau)], \quad (1.3)$$

где  $a$  - коэффициент температуропроводности ТТ;  $T_0$ ,  $T$  - начальная температура заряда ТТ и температура поверхности горения, соответственно;  $T$  - текущее значение температуры в точке прогретого слоя с координатой  $y$ .

При  $y = 0$  соотношение 1.3 обращается в известную формулу Михельсона, полученную для распределения температуры в зоне прогрева при горении газовых смесей.

Выражение для скорости распространения фронта экзотермической реакции в К-среде при нулевом порядке реакции в приближении Зельдовича - Франк Каменецкого имеет вид:

$$m_0 = \sqrt{\lambda^2 \left( \frac{dT}{dy} \right)_\pi^2 + \int_{T_0}^{T_\pi} \Phi(T) dT} \quad (1.4)$$

В отдельных случаях К-фаза является ведущей зоной горения, например, когда режимы горения баллиститных порохов или смесевых систем всецело определяются реакциями в конденсированной фазе. Сюда можно отнести, например, горение баллиститных порохов или смесевых систем в условиях вакуума (беспламенное горение).

Пародымогазовая зона горения характеризуется аэрозольным (дисперсным) состоянием вещества, интенсивными химическими реакциями и тепловыделением.

Процесс диспергирования конденсированного вещества играет существенную роль в общем процессе горения. Вместе с тем, механизм и закономерности протекания диспергирования изучены все еще слабо. Например, отсутствуют достоверные данные о зависимости глубины диспергирования от давления и начальной температуры вещества; остается открытым вопрос о характере распределения и времени существования (так же, как и о их размерах) диспергированных частиц. Как отмечается в работе [6], образование дымогазовой взвеси является необходимой стадией во всем процессе горения (в последовательности превращений, происходящих

в зоне горения). При этом для отдельных составов конденсированных систем количество диспергированного вещества может быть значительным. Например [7], для пороха "Н" суммарный процент диспергирования до 70.

Максимум скорости объемного тепловыделения является пологим и расположен вблизи поверхности горения; при этом функция скорости тепловыделения - неаррениусовская.

Ширина дымопарогазовой зоны

$$\iota \sim p^{-\nu} \quad (1.5)$$

где  $\nu = n/2$ ;  $n = 1, 2, 3$  - порядок реакции.

Конденсированная и дымопарогазовая зоны разделены поверхностью горения, основным признаком которой является нарушение сплошности К-фазы.

Температура поверхности горения так же, как и ее зависимость от давления, начальной температуры заряда и физико-химических характеристик ТТ, практически неизвестна. Имеются противоречивые данные о зависимости ее от начальной температуры. Для отдельных веществ (например, тротил, нитроглицерин и др.) температура поверхности горения равна температуре кипения ( $T = T_{\text{кип}}$ ), для баллистического пороха "Н"

$$T_{\text{п}} \approx 550 \div 575, dT_{\text{п}}/dT_0 \approx 0,3).$$

У смесевых твердых топлив температура поверхности горения  $T \approx 775 \div 875 \text{ K}$ .

В соответствии с моделью Зельдовича - Беляева

$$\begin{cases} T_{\text{п}} = T_{\text{кип}}; dT_{\text{п}}/dT_0 = 0; \\ \left( \frac{dT}{dy} \right)_{\text{п}} = \frac{u}{a}(T_{\text{п}} - T_0). \end{cases} \quad (1.6)$$

В подготовительной зоне, которая может иметься для порохов баллистического типа, при давлении до 7 МПа ( $\approx 70$ ) образуются активированные продукты практически без выделения тепла. Ширина зоны подготовки, а следовательно, и время задержки реакции раскисления, существенно зависят от давления. Так, при давлении 5 МПа ( $\approx 60$ ) подготовительная зона по ширине намного превышает другие зоны, также зависящие от давления.

Экзотермические реакции в зоне светящегося пламени происходят в период, когда концентрация активированных продуктов достигает определенной величины. В этой зоне протекают реакции взаимодействия между продуктами неполной реакции (главным образом между СО и NO), сопровождающиеся пламенем и отсутствующие при низких давлениях. В зоне пламени идет полное восстановление NO до  $N_2$  и устанавливается химическое равновесие между продуктами сгорания. При этом температура в зоне

пламени достигает своего максимального значения. Интенсивность объемного тепловыделения в этой зоне примерно на порядок ниже, чем в пародымогазовой зоне. Расстояние от горящей поверхности до зоны светящегося пламени  $l$  зависит от давления и начальной температуры, причем зависимость от давления можно представить в виде  $l \propto p^{-n}$ . Для пороха "Н"  $n \approx 2$ . Ширина зоны пламени для пороха "Н" значительно меньше ширины дымопарогазовой зоны. В связи с большой удаленностью зоны пламени от поверхности горения она в условиях стационарного горения практически не оказывает влияния на скорость горения.

Имеющаяся информация о механизме горения смесевых твердых топлив является более скудной, чем для гомогенных систем (баллиститных) порохов. Исследования [6] указывают на идентичность теплофизической схемы зоны горения баллиститных порохов и смесевых систем. Одновременно с этим механизм горения смесевых твердых топлив характеризуется своими специфическими особенностями. К таковым относятся: процессы смешения окислителя и горючего, существование режима контактного горения, возможность осуществления диффузионного и кинетического режимов в зоне химических реакций, зависимость скорости горения от соотношения окислитель - горючее и дисперсности компонентов, нестационарность процессов теплообмена в зоне горения и не-однородность структур теплового слоя и горящей поверхности, обусловленная гетерогенностью структуры конденсированной фазы смесевых систем. Для структуры зоны горения конденсированных смесей характерен случайный характер флуктуаций пламени, обусловленный случайным распределением компонентов смеси в конденсированной фазе. В общем случае стационарное горение смесевых систем и баллиститных порохов поддерживается тепловыми потоками, транспортируемыми из газовой зоны (дымопарогазовой), и суммарно-экзотермическим эффектом в К-фазе. Зона светящегося пламени практически не оказывает влияния на процесс горения. Газовый поток вдоль горящей поверхности турбулизует зону пламени так же, как и газовую зону в целом, что приводит к увеличению градиента температуры и увеличению удельного теплового потока к поверхности ТТ, и, как следствие, - к увеличению скорости горения.

Скорость горения твердых топлив в стационарных условиях зависит от давления и от начальной температуры заряда твердого топлива. Зависимость от давления скорости горения порохов баллиститного типа обычно выражается эмпирической формулой в виде

$$u = u_1(p/p_{\text{атм}})^{\nu} (0 \leq \nu \leq 1) \quad (1.7)$$

где  $u_1$  - единичная скорость горения;  $\nu$  - показатель степени в степенном законе горения. Формула 1.8 справедлива для давлений  $p \leq 10$  ( $\approx 100$  ат). При  $p = 10 \div 100$  МПа ( $\approx 100 \div 1000$  ата) скорость горения может быть



найдена по формуле

$$u = A + B(p/p_{\text{атм}}) \quad (1.8)$$

где коэффициент  $a$  определяется кинетическими факторами, а коэффициент  $b$  - диффузионными. Эта зависимость для смесевых ТТ при опытном определении констант  $a$  и  $b$  удовлетворительно согласуется с экспериментом в широком диапазоне изменения давления. Следует сказать, что эта зависимость в отдельных случаях может иметь сложный характер ("плато"  $\partial u / \partial p \leq 0$ ).

Скорость горения твердого топлива в зависимости от начальной температуры заряда может быть определена как

$$u = \frac{B_0}{B_0 - (T - 20)} u_{\text{ном}}(p, T_0), \quad (1.9)$$

где  $T_0 = 293$  К;  $B_0$  - термохимическая константа твердого топлива, определяемая по формуле

$$B_0 = \frac{u_1(T_1 - 20) - u_2(T_2 - 20)}{(u_1 - u_2)}. \quad (1.10)$$

Здесь  $u_1$  и  $u_2$  соответствуют начальным температурам заряда  $T_1$ - $T_2$ .

## 1.2 Возникновение турбулентного горения твердых топлив в РДТТ

Как уже отмечалось, до настоящего времени не сложилось единое мнение о количественном выражении пороговой скорости и о природе возникновения турбулентного горения зарядов топлива в камере сгорания РДТТ. Так, одни исследователи полагают, что турбулентное горение начинается при малых скоростях потока, т. е. пороговая скорость находится в области низких скоростей; а Грин, например, считает существование пороговой скорости турбулентного горения кажущимся эффектом, обусловленным незнанием реальных условий в канале заряда твердого топлива у его переднего торца. Другие исследователи склонны считать пороговую скорость вполне определенной величиной, характерной для данного типа ТТ, количественное значение которой в зависимости от природы ТТ лежит в диапазоне 50-250 м/с.

Отсутствие систематизации и обобщения исследований по турбулентному горению затрудняет дальнейшее изучение этого вопроса. Результаты, полученные для определенных условий эксперимента и типа заряда, далеко не всегда могут быть применены для конкретных РДТТ.

### 1.3 Математическая модель возникновения турбулентного горения заряда ТТ

Математическую модель возникновения турбулентного горения заряда ТТ можно, в принципе, построить, опираясь на физическую модель, по аналогии с задачей о переходе ламинарной формы движения в турбулентную, хотя, как известно, решение этой задачи даже для однородного вещества представляет в настоящее время большие математические трудности. Для определения возникновения турбулентного горения ТТ необходимо решать подобную задачу для узкой зоны горения, где происходят сложные физико-химические и гидродинамические процессы, обусловленные вдуванием, смешением и реагированием вещества. Как известно, вопрос об изучении гидродинамики течения химически реагирующего вещества для зоны горения является в настоящее время мало исследованным, поэтому для иллюстрации гипотезы о механизме возникновения турбулентного горения ТТ рассмотрим лишь математическую модель перехода ламинарной формы в турбулентную в предположении наличия однородного прореагировавшего вещества.

Возникновение турбулентного горения (пороговая скорость), обусловленное проникновением турбулентных вихрей в дымопарогазовую зону, будет характеризоваться (фиксироваться) в соответствии с теоремой Рэлея появлением точки перегиба на профиле скоростей в газовой зоне горения [8]. Обычно для исследования устойчивости ламинарного течения используется разложение движения на среднее по времени движение и на возмущающее движение, налагающееся на среднее. В этом случае среднее по времени движение тождественно с основным движением, устойчивость которого исследуется и которое будет ламинарным течением, удовлетворяющим уравнениям Навье - Стокса.

Исследование устойчивости ламинарного движения (стационарного горения) проведем также методом малых колебаний для плоской пластины твердого топлива, обтекаемой в продольном направлении, с учетом вдувания вещества, обусловленного горением топлива. При этом приняты следующие допущения: продольная и поперечная составляющие скорости зависят только от ординаты  $y$ ,  $t$ .

$$v = v(y); \omega = \omega(y); p = p(x, y) \quad (1.11)$$

на основное течение наложено двумерное возмущающее движение, определяемое скоростями  $v'(x, y, t)$ ,  $\omega'(x, y, t)$  и давлением  $p'(x, y, t)$ . Потребуем, чтобы результирующее движение удовлетворяло уравнениям Навье - Стокса.

са:

$$\begin{cases} \frac{\partial(v+v')}{\partial t} + (v+v')\frac{\partial(v+v')}{\partial x} + (\omega+\omega')\frac{\partial(v+v')}{\partial y} = \\ = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial(p+p')}{\partial x} + \nu\left[\frac{\partial^2(v+v')}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(v+v')}{\partial y^2}\right]; \\ \frac{\partial(\omega+\omega')}{\partial t} + (v+v')\frac{\partial(\omega+\omega')}{\partial x} + (\omega+\omega')\frac{\partial(\omega+\omega')}{\partial y} = \\ = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial(p+p')}{\partial y} + \nu\left[\frac{\partial^2(\omega+\omega')}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(\omega+\omega')}{\partial y^2}\right]; \\ \frac{\partial(\omega+\omega')}{\partial y} + \frac{\partial(v+v')}{\partial x} = 0 \end{cases} \quad (1.12)$$

Используя принятые допущения и отбрасывая все члены, квадратичные относительно скоростей возмущающего движения, получим

$$\begin{cases} \frac{\partial v'}{\partial t} + v\frac{\partial v'}{\partial x} + \omega\frac{\partial v'}{\partial y} + \omega\frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p'}{\partial x} + \nu\left(\frac{\partial^2 v'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y^2}\right); \\ \frac{\partial \omega'}{\partial t} + v\frac{\partial \omega'}{\partial x} + \omega\frac{\partial \omega'}{\partial y} + \omega\frac{\partial \omega'}{\partial y} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p'}{\partial y} + \nu\left(\frac{\partial^2 \omega'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega'}{\partial y^2}\right); \\ \frac{\partial v'}{\partial x} + \frac{\partial \omega'}{\partial y} = 0. \end{cases} \quad (1.13)$$

Предположим, что возмущающее движение состоит из отдельных колебаний, представляющих волну, распространяющуюся в направлении  $x$ . Так как возмущающее движение является двухмерным, то для него можно ввести функцию тока  $\psi(x, y, t)$ , что позволяет сразу удовлетворить уравнению неразрывности

$$v' = \partial\phi/\partial y; \omega' = -\partial\phi/\partial x. \quad (1.14)$$

Функцию тока для отдельного колебания возмущающего движения можно взять в виде

$$\phi(x, y, t) = \varphi(y)\exp[i(ax - \varphi t)], \quad (1.15)$$

где  $\varphi(y)$  - комплексная амплитуда;

$$\begin{cases} \varphi = \varphi_r + i\varphi_i, \\ a = 2\pi/\lambda \end{cases} \quad (1.16)$$

$\varphi_r, \varphi_i$  - вещественная и мнимая части амплитуды соответственно;  $\lambda$  - длина волны возмущения;

$$\gamma = \gamma_r + i\gamma_i, \quad (1.17)$$

$\gamma_r$  - круговая частота отдельного колебания;  $\gamma_i$  - коэффициент нарастания, позволяющий судить, нарастает ( $\gamma_i > 0$ ) или затухает ( $\gamma_i < 0$ ) колебание.

Введем фазовую скорость  $a = \gamma/a = a_r + ia_i$  - скорость распространения волн в направлении  $x$ .

Заметим, что физический смысл имеет только действительная часть функции тока, которая равна

$$\Phi = \psi = \exp(\gamma_i t)[\varphi_r \cos(ax - \gamma t) - \varphi_i \sin(ax - \gamma t)]. \quad (1.18)$$

Введем уравнение возмущающего движения. Для этого исключим из первых двух уравнений системы 1.13 давление; дифференцируя первое уравнение по  $y$ , второе по  $x$ , и вычитая одно из другого, получим [8]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial v'}{dt} + v \frac{\partial v'}{dx} + \omega \frac{\partial v'}{dy} + \omega' \frac{\partial v}{dy} - \nu \Delta v' \right) = \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \omega'}{dt} + v \frac{\partial \omega'}{dx} + \omega \frac{\partial \omega'}{dy} + \omega' \frac{\partial \omega}{dy} - \nu \Delta \omega \right) \end{aligned} \quad (1.19)$$

где

$$\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2,$$

или

$$[(v-a)-i/(a\omega)](\varphi''-a^2\varphi)-[i/(a\omega)](\varphi'''-a^2\varphi')-v''\varphi = -(i\nu/a)[\varphi''''-2a^2\varphi''+a^4\varphi]. \quad (1.20)$$

Переходим к безразмерным величинам:

$$\bar{v} = v/v_{max}; \bar{\omega} = \omega/\omega_{max}; \bar{y} = y/y_1; \bar{a} = ay_1; \quad (1.21)$$

$$\bar{y} = Re = v_{max}y_1/\nu; \partial f/\partial y = (1/y')(\partial f/\partial \bar{y}). \quad (1.22)$$

После подстановки новых переменных в уравнение 1.19 получим обыкновенное линейное дифференциальное уравнение четвертого порядка относительно амплитуды  $\varphi$

$$(v-a)(\varphi''-a^3\varphi) - (\varphi'''-a\varphi) - v''\varphi = -\frac{i}{aY}(\varphi''''-2a^2\varphi''+a^4\varphi). \quad (1.23)$$

Граничные условия:

$$y = 0, v' = 0, \omega' = u'; y = \infty, v' = 0, \omega' = 0 \quad (1.24)$$

или

$$y = 0, \varphi = \varphi^* = u'/a, \varphi' = 0, y = \infty, \varphi = \varphi' = 0 \quad (1.25)$$

В предположении, что распределение скорости основного течения  $v(y)$  задано, уравнение 1.23 содержит четыре параметра:  $\bar{Y}, \bar{a}, a_r, a_i$ . Этими параметрами число  $Re$  основного течения по существу задано. Кроме того, следует считать заданной и длину волны  $\lambda = 2\pi/$  возмущающего движения. Таким образом, дифференциальное уравнение 1.23 с граничными условиями 1.24, 1.25 дает каждой паре значений  $a$  и  $Re$  собственную функцию и комплексное собственное значение  $a = a_r + ia_i$ .

Чтобы аналитически сформулировать задачу о собственных значениях полного дифференциального уравнения 1.23 с граничными условиями

1.24, 1.25, необходимо найти фундаментальную систему решений  $\varphi_1 - \varphi_4$  этого уравнения.

В результате решения дифференциального уравнения типа уравнения 1.23 с соответствующими граничными условиями можно определить пороговую скорость турбулентного горения (момент возникновения турбулентного горения), соответствующую появлению точки перегиба на профиле скоростей.

Как уже отмечалось, течение вещества в условиях канала заряда твердого топлива вблизи горячей поверхности (газовая зона горения) в отличие от течения однородного вещества в гладкой цилиндрической трубе характеризуется процессом вдувания вещества и протеканием химических реакций. Что касается вдувания вещества, обусловленного горением твердого топлива, то оно может быть учтено. Сложнее учесть влияние химических реакций на процесс возникновения турбулентного горения и, в частности, на характер изменения профиля скоростей в зоне горения. Этот вопрос практически остается открытым, и его решение с гидродинамической точки зрения является весьма актуальной задачей.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Андреев К. К., Беляев А. Ф. Теория взрывчатых веществ. М., Оборонгиз, 1960, 172 с.
2. Бахман Н. Н., Беляев А. Ф. Горение гетерогенных конденсированных систем. М., "Наука 1967, 255 с.
3. Вилунов В. Н. К математической теории стационарной скорости горения конденсированного вещества. ДАН СССР, 1961, вып. 1, с. 136-140.
4. А. Г. Мержанов, Ф. И. Дубовицкий. К теории стационарного горения пороха. Доклады АН СССР, 1959, № 1, с. 153 - 157.
5. Новожилов Б. В. Переходные процессы при горении порохов. ПМТФ, 1962, № 5, с. 83 - 89.
6. Новиков С. С. Похин П. Ф., Рязанцев Ю. С. Современные представления о механизме горения конденсированных систем.- "Физика горения и взрыва 1968, № 4, с. 12-18.
7. Соркин Р. Е. Газотермодинамика ракетных двигателей на твердом топливе М., "Наука 1967, 368 с.
8. Шлихтинг Г. Возникновение турбулентности. М., ИИЛ, 1962, 203 с.